

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE
Faculté de génie
Département de génie mécanique

Méthode des impédances mécaniques
virtuelles optimales pour le contrôle actif
vibroacoustique d'un panneau aéronautique

Thèse de doctorat
Spécialité : génie mécanique

Marc MICHAU

Jury : Alain BERRY (directeur, Université de Sherbrooke)
Philippe HERZOG (directeur, LMA - CNRS)
Philippe MICHEAU (co-directeur, Université de Sherbrooke)
Patrice MASSON (rapporteur, Université de Sherbrooke)
Hervé LISSEK (examineur, École Polytechnique Fédérale de Lausanne)
Cédric MAURY (examineur, École Centrale Marseille)

Sherbrooke (Québec) Canada

Septembre 2014

RÉSUMÉ

L'utilisation de plus en plus fréquente de matériaux composites, qui combinent une raideur importante pour une faible masse, afin d'alléger les structures aéronautiques, entraîne la dégradation des performances d'isolation acoustique aux bruits extérieurs. La plupart du temps, ces nuisances sonores sont réduites par l'installation de matériaux isolants. Ces méthodes, dites passives, deviennent inefficaces aux basses fréquences et il est possible de mettre en place un contrôle actif au moyen de transducteurs électromécaniques. Dans le but de réduire la puissance acoustique transmise à travers la double paroi aéronautique dans la cabine, des unités de contrôle composées d'un actionneur et d'un capteur colocalisé dual sont réparties sur le panneau intérieur afin d'en modifier la vibration. Cette stratégie de contrôle actif vibroacoustique permet, pour des perturbations primaires harmoniques, d'imposer localement une impédance mécanique virtuelle à la structure, au moyen d'un contrôleur décentralisé. Cependant, sans communication entre les unités, le contrôle peut difficilement minimiser un critère global comme la puissance acoustique rayonnée. Afin de calculer les impédances mécaniques virtuelles qui garantissent la minimisation de la puissance acoustique rayonnée par la structure, une approche en deux étapes est considérée : (1) la matrice diagonale des impédances mécaniques virtuelles optimales est calculée à partir de mesures acoustiques ou vibratoires de la perturbation primaire et des transferts avec les actionneurs secondaires, (2) l'objectif exprimé en terme d'impédances mécaniques virtuelles est atteint grâce à un contrôle en temps réel. Une attention particulière est portée à la comparaison de cette approche avec une stratégie classique d'amortissement actif réalisée par un contrôle par rétroaction sur la vitesse de la structure, où l'impédance mécanique virtuelle alors imposée est un réel positif. Le calcul optimal réalisé à l'issue de la première étape se faisant pour une perturbation primaire donnée, la robustesse de la méthode aux variations de la perturbation primaire est un aspect également développé dans cette étude. Des résultats théoriques et expérimentaux sont comparés dans le cas académique d'une plaque mince d'aluminium simplement appuyée et soumise à une onde plane incidente. Enfin, la méthode est appliquée au panneau intérieur d'une double paroi aéronautique, à savoir une structure courbée, en matériau composite, et composée d'un hublot. Contrairement à la majorité des études qui considèrent l'implantation d'impédances virtuelles dissipatives, il apparaît que, dans certains cas, le contrôle optimal requiert l'injection d'énergie des unités à la structure.

Mots-clés : vibroacoustique, ASAC, perte par transmission (TL), contrôle actif d'impédance mécanique, impédance mécanique virtuelle /optimale

REMERCIEMENTS

Au terme de ces trois années bien remplies, passées entre Sherbrooke et Marseille, je tiens à adresser de sincères remerciements aux nombreuses personnes qui m'ont aidé, à leur manière, à accomplir ce travail.

Merci tout d'abord à mes directeurs de thèse Alain Berry, Philippe Herzog et Philippe Micheau. Merci Alain de m'avoir accordé ta confiance et surtout merci de m'avoir permis de travailler sur un sujet si passionnant. Merci Philippe H. pour ta disponibilité sans faille, tes conseils éclairés et ton enthousiasme. Merci Philippe M. pour ton soutien et ta patience face à mes nombreuses questions.

J'adresse également ma reconnaissance au Dr. Hervé Lissek, au Pr. Patrice Masson et au Pr. Cédric Maury pour avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse.

Je tiens à remercier chaleureusement Romain Boulandet pour son aide plus que précieuse lors des campagnes expérimentales réalisées au GAUS. Merci pour les longues discussions que nous avons pu avoir et qui m'ont permis d'accomplir durant cette troisième année bien plus que ce que j'aurais pu accomplir seul. Merci également à Anik Pelletier pour nos échanges sur les transducteurs piézoélectriques.

Merci à Nicolas Quaegebeur, Olivier Robin, Yann Pasco et à tous les membres du GAUS pour les échanges constructifs que nous avons pu avoir pendant mes séjours à Sherbrooke.

Du côté du LMA, je tiens à adresser ma reconnaissance à Cédric Pinhède pour sa patience infinie (sans tes conseils je me serais sûrement coupé un bras) et merci pour la musique. Merci également à Sergio Bellizzi pour toutes les questions (et les réponses) constructives qu'il a pu me poser sur mon travail. Que ce soit pour leurs conseils ou leur bonne humeur quotidienne, je tiens à remercier chaleureusement tous les membres de l'ex équipe Sacads.

Je voudrais également adresser toute ma reconnaissance aux professeurs du Master Acoustique adossé à l'École Centrale Marseille. Ils ont grandement contribué à ma volonté de me lancer dans cette aventure.

Merci à tous ceux qui ont partagé mon toit pendant ces trois ans, des Libellules à la Coloc de l'Amour et passant par la Coloc Fiolle ou la 2815. Merci aux Gadz sherbrookois de m'avoir accueilli dans leur famille. Merci à Jimmy Stephane d'être Jimmy Stephane. Merci à Magali de m'avoir accompagné et supporté pendant tout ce temps.

Enfin et surtout, je remercie mon père, ma mère, ma soeur, mon frère et toute ma famille d'avoir toujours été là pour moi, en pensant fort à mes grands-parents.

TABLE DES MATIÈRES

1	INTRODUCTION	1
1.1	Contexte général	1
1.2	Problématique et objectifs	4
1.3	Organisation du document	5
2	ÉTAT DE L'ART	9
2.1	Contrôle actif vibroacoustique des structures	9
2.2	Dualité, passivité et impédance mécanique	11
2.3	Choix des unités de contrôle	12
2.3.1	Actionneur inertiel	12
2.3.2	Actionneur piézoélectrique	14
2.3.3	sensoriactuateur	16
2.4	Amortissement actif	17
2.4.1	Feedback simple gain	18
2.4.2	Shunt capacitifs	19
2.5	Contrôle actif de l'impédance mécanique locale	20
2.5.1	Principe	20
2.5.2	Stratégies de contrôle vibroacoustique par contrôle actif de l'impédance mécanique	21
2.6	Implantation des impédances mécaniques virtuelles	24
2.6.1	Nature du contrôle multivoies	24
2.6.2	Contrôleur harmonique multivoies	25
3	MODÉLISATION DES MÉCANISMES VIBRO-ACOUSTIQUES	29
3.1	Réponse vibratoire de la structure	29
3.1.1	Plaque mince simplement supportée	30
3.1.2	Transducteurs secondaires	31
3.1.3	Perturbation primaire	38
3.2	Rayonnement acoustique	40
3.2.1	Définitions	41
3.2.2	Champ lointain	41
3.2.3	Champ proche	43
4	MÉTHODE DES IMPÉDANCES MÉCANIQUES VIRTUELLES OPTIMALES	45
4.1	Formulation du problème	45
4.2	Calcul des impédances mécaniques virtuelles optimales	47
4.2.1	Estimation du rayonnement acoustique	47
4.2.2	Résolution du problème d'optimisation	50
4.3	Conception du contrôleur harmonique	55
4.3.1	Description	55

4.3.2	Condition de stabilité	56
4.3.3	Choix de la matrice de compensation	57
4.3.4	Compensateur équivalent	59
4.4	Robustesse en performance de la méthode aux variations du champ primaire	60
4.4.1	Problématique de la robustesse en performance	61
4.4.2	Lien avec le nombre de degrés de liberté du système	62
4.5	Conclusions	63
5	SIMULATIONS NUMÉRIQUES	65
5.1	Configuration étudiée	65
5.2	Impédances mécaniques virtuelles optimales	68
5.2.1	Faible pénalisation de l'effort de commande	68
5.2.2	Forte pénalisation de l'effort de commande	73
5.3	Robustesse en performance de la méthode aux variations du champ primaire	77
5.3.1	Variation de l'angle d'incidence du champ primaire	78
5.3.2	Résultats	80
5.4	Conclusions partielles	81
6	RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX	85
6.1	Plaque mince en appui simple	85
6.1.1	Dispositif expérimental	86
6.1.2	Méthodologie	88
6.1.3	Résultats	90
6.1.4	Variations de l'angle d'incidence du champ primaire	95
6.1.5	Conclusion	98
6.2	Panneau intérieur aéronautique	102
6.2.1	Dispositif expérimental	102
6.2.2	Mesures préliminaires	105
6.2.3	Résultats	107
6.2.4	Conclusion	116
7	CONCLUSIONS	119
7.1	Résultats principaux	119
7.2	Perspectives	121
A	Prise en compte du couplage passif d'un actionneur sur une structure	123
A.1	Modélisation du couplage passif	123
A.2	Résultats numériques	125
B	Transfert Force/Tension d'un actionneur inertiel couplé à une structure	129
B.1	Expression du transfert force/tension pour un actionneur inertiel	129
B.2	Estimation de la mobilité mécanique locale d'une structure à l'aide d'un actionneur inertiel	131
C	Compensation de la déformation locale engendrée par un actionneur	137

TABLE DES MATIÈRES

vii

D Méthode des impédances mécaniques virtuelles optimales sur un panneau aéronautique à l'aide de sensoriactuateurs 145

LISTE DES RÉFÉRENCES 167

LISTE DES FIGURES

1.1	Mécanismes de transmission du son à travers une paroi aéronautique.	2
2.1	Commande par observateur et retour d'état avec états résiduels à l'origine de "spillover effect" [64].	10
2.2	Schéma d'un actionneur inertiel pour l'isolation de vibrations et diagramme de Nyquist de la boucle ouverte associée [32].	13
2.3	Schéma d'un actionneur inertiel avec boucle rétroactive sur le déplacement [10].	13
2.4	Diagramme de Bode du compensateur de la résonance de l'actionneur inertiel et diagramme de Nyquist de la boucle ouverte associée [30].	14
2.5	Décomposition des déformations engendrées par un PZT en flexion pure et en extension [6].	15
2.6	Schéma électrique équivalent du mode de structure m incluant différentes entrées/sorties [55].	16
2.7	Puissance acoustique rayonnée sans contrôle (trait pointillé) et avec minimisation de l'énergie cinétique d'une poutre simplement supportée de dimensions $0.7 \times 0.002 \times 0.1$ m, de module d'Young 7.1×10^{10} Pa et de masse volumique 2700 kg.m^{-3} (trait plein) [87].	17
2.8	Contrôle feedback (rétroaction) par simple gain g sur la vitesse de déformation de la structure [40].	19
2.9	Énergie cinétique de la plaque pour différentes valeurs de gain de feedback sur la vitesse [96] : $g = 0$ (épais), $g = 7$ (tirets), $g = 25$ (fin), $g = 10^6$ (pointillé).	19
2.10	Schéma d'un contrôle par impédance électrique de dissipation.	19
2.11	Atténuations du niveau de bruit (SPR) mesurées en dB à la résonance du mode (1,3) d'une plaque mince en appui simple dans le cas d'un champ primaire diffus, en fonction des variables (α_{Re}, α_{Im}) [81].	23
2.12	Schéma d'un contrôleur à architecture centralisée/distribuée, à optimisation holistique/modulaire pour une fonction de coût globale/locale [36].	25
2.13	Schéma de contrôleurs résonants utilisant la méthode de l'enveloppe complexe [72].	27
3.1	Schéma du problème vibroacoustique.	30
3.2	Déplacement transverse engendré par une excitation par un actionneur piézoélectrique (gauche) ou inertiel (droite), $f = 400\text{Hz}$, $\eta = 1 \times 10^{-2}$	36
3.3	Déplacement transverse engendré par une excitation par un actionneur piézoélectrique (gauche) ou inertiel (droite), $f = 400\text{Hz}$, $\eta = 2 \times 10^{-1}$	36
3.4	Efficacité du couplage entre un actionneur PZT et une plaque mince d'aluminium (plein) ou un panneau aéronautique (tirets) en fonction de l'épaisseur du PZT [27].	37
3.5	Onde plane d'incidence (θ, ϕ).	40

3.6	Paramètres de calcul pour le rayonnement acoustique [63].	42
3.7	Coefficients de la matrice de résistance de rayonnement des modes structuraux d'une plaque en appui simple en fonction de $kl = \frac{\omega L_x}{c}$ [63].	43
4.1	Plaque bafflée équipée de 3 unités de contrôle pour le contrôle actif vibroacoustique par la méthode des impédances mécaniques virtuelles.	46
4.2	Sonde intensimétrique pression-pression	49
4.3	Surface de mesure intensimétrique en champ proche pour l'estimation de la puissance acoustique rayonnée par un panneau.	50
4.4	Schéma du contrôleur résonant utilisé pour imposer l'impédance virtuelle optimale.	56
4.5	Objectifs du placement des valeurs propres dans le plan complexe.	57
4.6	Illustration de la méthode de placement des valeurs propres pour le contrôle décentralisé (\square : valeurs propres de $(\mathbf{I}_{N_u} + \mathbf{Z}^{opt}\mathbf{H})$, \bullet : valeurs propres λ_i à l'étape 3, $+$: valeurs propres λ_i à l'étape 4).	58
4.7	Exemple de position des pôles du compensateur équivalent (gauche) et exemple de réponse fréquentielle avec (pointillés) et sans (traits pleins) prise en compte du filtrage passe-bas pour un gain de boucle élevé (noir) ou faible (gris).	60
5.1	Contrôle optimal ($\beta = 0$) : puissance acoustique rayonnée sans (trait pointillé) et avec contrôle (trait plein) pour une bande fréquentielle de 150 à 450 Hz (gauche) et 320 à 360 Hz (droite).	68
5.2	Amortissement actif ($g = 6.7 \times 10^5$) : puissance acoustique rayonnée sans contrôle (trait pointillé) et avec contrôle (trait plein) pour une bande fréquentielle de 150 à 450 Hz (gauche) et 320 à 360 Hz (droite).	69
5.3	Contrôle optimal ($\beta = 0$) : modules des commandes (haut) et des signaux simulés des capteurs (bas) sans contrôle (trait pointillé) et avec contrôle (trait plein) pour une bande fréquentielle de 150 à 450 Hz (gauche) et 320 à 360 Hz (droite) sur l'unité 1 (noir), 2 (gris foncé), 3 (gris clair).	69
5.4	Amortissement actif ($g = 6.7 \times 10^5$) : modules des commandes (haut) et des signaux simulés des capteurs (bas) sans contrôle (trait pointillé) et avec contrôle (trait plein) pour une bande fréquentielle de 150 à 450 Hz (gauche) et 320 à 360 Hz (droite) sur l'unité 1 (noir), 2 (gris foncé), 3 (gris clair).	70
5.5	Vitesses vibratoires de la plaque sans contrôle (gauche) avec contrôle optimal pour $\beta = 0$ (centre), et amortissement actif pour $g = 6.7 \times 10^5$ (droite) à $f = 344$ Hz.	70
5.6	Contrôle optimal ($\beta = 0$) : partie réelle (haut) et imaginaire (bas) des impédances mécaniques virtuelles optimales pour une bande fréquentielle de 150 à 450 Hz (gauche) et 320 à 360 Hz (droite) sur l'unité 1 (noir), 2 (gris foncé), 3 (gris clair). L'impédance mécanique virtuelle imposée par l'amortissement actif est en pointillés.	71
5.7	Contrôle optimal ($\beta = 0$) : partie réelle (haut) et imaginaire (bas) de la puissance injectée pour une bande fréquentielle de 150 à 450 Hz (gauche) et 320 à 360 Hz (droite) sur l'unité 1 (noir), 2 (gris foncé), 3 (gris clair).	72

5.8	Amortissement actif ($g = 6.7 \times 10^5$) : partie réelle (haut) et imaginaire (bas) de la puissance injectée pour une bande fréquentielle de 150 à 450 Hz (gauche) et 320 à 360 Hz (droite) sur l'unité 1 (noir), 2 (gris foncé), 3 (gris clair).	72
5.9	Énergie cinétique totale sans contrôle (trait pointillé), contrôle optimal pour $\beta = 0$ (noir) et amortissement actif pour $g = 6.7 \times 10^5$ (gris) pour une bande fréquentielle de 150 à 450 Hz (gauche) et 320 à 360 Hz (droite).	73
5.10	Débit volumique total sans contrôle (trait pointillé), contrôle optimal pour $\beta = 0$ (noir) et amortissement actif pour $g = 6.7 \times 10^5$ (gris) pour une bande fréquentielle de 150 à 450 Hz (gauche) et 320 à 360 Hz (droite).	73
5.11	Contrôle optimal ($\beta = 5 \times 10^{-5}$) : puissance acoustique rayonnée sans (trait pointillé) et avec contrôle (trait plein) pour une bande fréquentielle de 150 à 450 Hz (gauche) et 320 à 360 Hz (droite).	74
5.12	Amortissement actif ($g = 1.3 \times 10^4$) : puissance acoustique rayonnée sans (trait pointillé) et avec contrôle (trait plein) pour une bande fréquentielle de 150 à 450 Hz (gauche) et 320 à 360 Hz (droite).	74
5.13	Contrôle optimal ($\beta = 5 \times 10^{-5}$) : modules des commandes (haut) et des signaux simulés des capteurs (bas) sans contrôle (trait pointillé) et avec contrôle (trait plein) pour une bande fréquentielle de 150 à 450 Hz (gauche) et 320 à 360 Hz (droite) sur l'unité 1 (noir), 2 (gris foncé), 3 (gris clair).	75
5.14	Amortissement actif ($g = 1.3 \times 10^4$) : modules des commandes (haut) et des signaux simulés des capteurs (bas) sans contrôle (trait pointillé) et avec contrôle (trait plein) pour une bande fréquentielle de 150 à 450 Hz (gauche) et 320 à 360 Hz (droite) sur l'unité 1 (noir), 2 (gris foncé), 3 (gris clair).	75
5.15	Vitesses vibratoires de la plaque sans contrôle (gauche), avec contrôle optimal pour $\beta = 5 \times 10^{-5}$ (centre) et amortissement actif pour $g = 1.3 \times 10^4$ (droite) à $f = 344$ Hz.	76
5.16	Contrôle optimal ($\beta = 5 \times 10^{-5}$) : partie réelle (haut) et imaginaire (bas) des impédances mécaniques virtuelles optimales pour une bande fréquentielle de 150 à 450 Hz (gauche) et 320 à 360 Hz (droite) sur l'unité 1 (noir), 2 (gris foncé), 3 (gris clair). L'impédance mécanique virtuelle imposée par l'amortissement actif est en pointillés.	76
5.17	Contrôle optimal ($\beta = 5 \times 10^{-5}$) : partie réelle (haut) et imaginaire (bas) de la puissance injectée pour une bande fréquentielle de 150 à 450 Hz (gauche) et 320 à 360 Hz (droite) sur l'unité 1 (noir), 2 (gris foncé), 3 (gris clair).	77
5.18	Amortissement actif ($g = 1.3 \times 10^4$) : partie réelle (haut) et imaginaire (bas) de la puissance injectée pour une bande fréquentielle de 150 à 450 Hz (gauche) et 320 à 360 Hz (droite) sur l'unité 1 (noir), 2 (gris foncé), 3 (gris clair).	77
5.19	Énergie cinétique totale sans contrôle (trait pointillé), contrôle optimal pour $\beta = 5 \times 10^{-5}$ (noir) et amortissement actif pour $g = 1.3 \times 10^4$ (gris) pour une bande fréquentielle de 150 à 450 Hz (gauche) et 320 à 360 Hz (droite).	78
5.20	Débit volumique total sans contrôle (trait pointillé), contrôle optimal pour $\beta = 5 \times 10^{-5}$ (noir) et amortissement actif pour $g = 1.3 \times 10^4$ (gris) pour une bande fréquentielle de 150 à 450 Hz (gauche) et 320 à 360 Hz (droite).	78

5.21	Variation de l'angle d'incidence du champ primaire	79
5.22	Puissance acoustique rayonnée ($f = 344$ Hz, $\phi = 0$, $P_{inc} = 10$ Pa, ($\beta = 0, g = 6.7 \times 10^5$) (gauche), ($\beta = 5 \times 10^{-5}, g = 1.3 \times 10^4$) (droite)) : sans contrôle (tirets), cas 1 (trait plein), cas 2 (pointillés), cas 3 (tirets-pointillés), cas 4 (carrés).	80
5.23	Atténuation de la puissance acoustique rayonnée ($f = 344$ Hz, $\phi = 0$, $P_{inc} = 10$ Pa) obtenue dans le cas 3 pour $\beta = 0$ (haut) et le cas 4 pour $g = 6.7 \times 10^5$ (bas).	82
5.24	Atténuation de la puissance acoustique rayonnée ($f = 344$ Hz, $\phi = 0$, $P_{inc} = 10$ Pa) obtenue dans le cas 3 pour $\beta = 5 \times 10^{-5}$ (haut) et le cas 4 pour $g = 1.3 \times 10^4$ (bas).	83
6.1	montage plaque en condition d'appui simple	86
6.2	Schéma du dispositif expérimental (a). Position des unités de contrôle (b).	87
6.3	Caisson d'excitation lors de sa fabrication (gauche). Dispositif expérimental (droite).	88
6.4	Niveau de bruit mesuré par le microphone 1 de la sonde intensimétrique en un point quelconque du maillage pour une excitation de la colonne 2 de haut-parleurs (gauche), avec ou sans traitement acoustique de la cavité (droite).	89
6.5	Cartographies d'intensité acoustique prévues (gauche) et mesurées (droite) liées au champ primaire (haut), secondaire (milieu) et total (bas) à $f = 340$ Hz, en kg.s^{-3}	91
6.6	Cartographies de vitesses transverses prévues (gauche) et mesurées (droite) liées au champ primaire (haut), secondaire (milieu) et total (bas) à $f = 340$ Hz, en m.s^{-1}	92
6.7	Module et phase du transfert entre la force exercée par chaque actionneur sur la structure et la tension appliquée à ses bornes.	92
6.8	Contrôle optimal ($\beta = 1 \times 10^{-6}$) : puissance acoustique rayonnée sans (trait pointillé) et avec contrôle (trait plein) pour une bande fréquentielle de 150 à 450 Hz (gauche) et 320 à 360 Hz (droite).	93
6.9	Amortissement actif ($g = 6.7 \times 10^5$) : puissance acoustique rayonnée sans (trait pointillé) et avec contrôle (trait plein) pour une bande fréquentielle de 150 à 450 Hz (gauche) et 320 à 360 Hz (droite).	94
6.10	Vitesses vibratoires de la plaque sans contrôle (gauche), avec contrôle optimal pour $\beta = 1 \times 10^{-6}$ (centre) et amortissement actif pour $g = 6.7 \times 10^5$ (droite) à $f = 340$ Hz.	94
6.11	Contrôle optimal ($\beta = 1 \times 10^{-6}$) : partie réelle (haut) et imaginaire (bas) des impédances mécaniques virtuelles optimales pour une bande fréquentielle de 150 à 450 Hz (gauche) et 320 à 360 Hz (droite).	95
6.12	Énergie cinétique de la plaque (gauche) et débit volumique (droite) sans contrôle (traits pointillés), avec contrôle optimal pour $\beta = 1 \times 10^{-6}$ (noir) et amortissement actif pour $g = 6.7 \times 10^5$ (gris).	95

6.13	Contrôle optimal ($\beta = 5 \times 10^{-5}$) : puissance acoustique rayonnée sans (trait pointillé) et avec contrôle (trait plein) pour une bande fréquentielle de 150 à 450 Hz (gauche) et 320 à 360 Hz (droite).	96
6.14	Amortissement actif ($g = 1.3 \times 10^4$) : puissance acoustique rayonnée sans (trait pointillé) et avec contrôle (trait plein) pour une bande fréquentielle de 150 à 450 Hz (gauche) et 320 à 360 Hz (droite).	96
6.15	Vitesses vibratoires de la plaque sans contrôle (gauche), avec contrôle optimal pour $\beta = 5 \times 10^{-5}$ (centre) et amortissement actif pour $g = 1.3 \times 10^4$ (droite) à $f = 340$ Hz.	97
6.16	Contrôle optimal : partie réelle (gauche) et imaginaire (droite) des impédances mécaniques virtuelles optimales pour $\beta = 5 \times 10^{-5}$ (traits pleins) et pour $g = 1.3 \times 10^4$ (traits pointillés).	97
6.17	Énergie cinétique de la plaque (gauche) et débit volumique (droite) sans contrôle (traits pointillés), avec contrôle optimal pour $\beta = 5 \times 10^{-5}$ (noir) et amortissement actif pour $g = 1.3 \times 10^4$ (gris).	98
6.18	Puissance acoustique rayonnée ($f = 340$ Hz, $\phi = 0$, ($\beta = 1 \times 10^{-6}$, $g = 6.7 \times 10^5$) (gauche), ($\beta = 5 \times 10^{-5}$, $g = 1.3 \times 10^4$) (droite)) : sans contrôle (trait pointillé), cas 1 (noir), cas 2 (gris foncé), cas 3 (gris clair), cas 4 (+).	98
6.19	Atténuation de la puissance acoustique rayonnée ($f = 340$ Hz, $\phi = 0$, $P_{inc} = 10$ Pa) obtenue dans le cas 3 pour $\beta = 1 \times 10^{-6}$ (haut) et le cas 4 pour $g = 6.7 \times 10^5$ (bas).	99
6.20	Atténuation de la puissance acoustique rayonnée ($f = 340$ Hz, $\phi = 0$, $P_{inc} = 10$ Pa) obtenue dans le cas 3 pour $\beta = 5 \times 10^{-5}$ (haut) et le cas 4 pour $g = 1.3 \times 10^4$ (bas).	100
6.21	Schéma d'un matériau composite type nid d'abeille [49].	103
6.22	Dispositifs pour les mesures intensimétriques et vibratoires côté chambre anéchoïque (gauche) et source primaire côté chambre réverbérante (droite).	104
6.23	Panneau instrumenté avec les actionneurs inertiels côté chambre réverbérante (gauche) et avec les accéléromètres côté chambre anéchoïque (droite).	105
6.24	Mesure de transmission acoustique du panneau intérieur aéronautique.	106
6.25	Mobilité mécanique de la structure aux positions des unités 1 et 2.	107
6.26	Schéma du dispositif expérimental pour l'application de la méthode des impédances mécaniques virtuelles à un panneau aéronautique.	108
6.27	Cartographie intensimétrique à $f = 363.2$ Hz pour la source primaire en position P_1 : sans contrôle (gauche) et prévue par le calcul optimal (droite).	109
6.28	Atténuation optimale prévue en fonction de la combinaison d'unités utilisée.	110
6.29	Cartographie de l'intensité acoustique active générée par chaque actionneur.	111
6.30	Cartographie vibratoire à $f = 363.2$ Hz pour la source primaire en position P_1 sans contrôle (gauche) et prévue par le contrôle optimal (droite).	112
6.31	Choix de la matrice de compensation diagonale (gauche) et convergence des commandes pour le contrôle centralisé : bleu et décentralisé : rouge (droite).	114
6.32	Cartographie intensimétrique à $f = 363.2$ Hz pour la source primaire en position P_1 après convergence du contrôle centralisé (gauche) et décentralisé (droite).	114

6.33	Cartographie intensimétrique à $f = 363.2$ Hz pour la source primaire en position P_2 sans contrôle (gauche), avec prévision (centre) et mesure (droite) avec contrôle en imposant $\mathbf{Z}^{opt}(P1)$	115
6.34	Cartographie intensimétrique à $f = 363.2$ Hz pour la source primaire en position P_3 sans contrôle (gauche), avec prévision (centre) et mesure (droite) avec contrôle en imposant $\mathbf{Z}^{opt}(P1)$	115
A.1	Mobilité mécanique au centre de la plaque dans le cas 1 (trait pointillé), 2 (gris foncé) et 3 (gris clair).	127
B.1	Schéma d'un actionneur inertiel fixé à une structure.	131
B.2	module (haut) et phase (bas) du transfert théorique exact (bleu) et estimé (rouge) Force/tension d'un actionneur inertiel.	132
B.3	Impédance électrique d'entrée sur masse rigide avec un actionneur inertiel de type Visaton EX 60S : estimation (rouge) et mesure (noir).	134
B.4	haut : transfert $\left(\frac{\dot{w}}{u}\right)$, milieu : mobilité mécanique locale, bas : transfert $\left(\frac{f_s}{u}\right)$, mesuré (noir), estimé à partir de mesure de $\left(\frac{\dot{w}}{u}\right)$ (bleu) ou Z_{in} (rouge).	135
B.5	Impédance électrique d'entrée sur masse rigide avec un actionneur inertiel de type Visaton EX 60S : estimation (rouge) avec Z_p et mesure (noir).	135
B.6	haut : transfert $\left(\frac{\dot{w}}{u}\right)$, milieu : mobilité mécanique locale, bas : transfert $\left(\frac{f_s}{u}\right)$, mesuré (noir), estimé à partir de mesure de $\left(\frac{\dot{w}}{u}\right)$ (bleu) ou Z_{in} (rouge).	136

LISTE DES TABLEAUX

5.1	Propriétés mécaniques.	66
5.2	Position des unités de contrôle.	66
6.1	Paramètres physiques du trim panel en composite	104
6.2	Paramètres d'un actionneur de type Dayton Audio DAEX32	105
6.3	Impédances mécaniques virtuelles optimales, commandes optimales et commandes après convergence du réjecteur harmonique, à $f = 363.2$ Hz pour la source primaire en position P_1	109
6.4	Énergies cinétiques du panneau à $f = 363.2$ Hz pour la source primaire en position P_1	112
6.5	Prévision des atténuations obtenues en fonction de la position de la source primaire à l'étape 1 et 2 à $f = 363.2Hz$ et pour $\beta = 0$	116
6.6	Prévision des atténuations obtenues en fonction de la position de la source primaire à l'étape 1 et 2 à $f = 363.2Hz$ et pour $\beta = 10^{-6}$	116
B.1	Paramètres d'un actionneur inertiel de type Visaton EX 60S	131

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

1.1 Contexte général

Il est de nos jours acquis pour la société que le bruit qui nous entoure tient un rôle prépondérant dans notre santé et notre confort : le terme de pollution sonore est passé dans le langage courant et de nombreuses normes garantissent maintenant la qualité de l'environnement acoustique. Progressivement, les industriels des secteurs du transport et du bâtiment ont compris l'intérêt économique de prendre en compte la dimension acoustique au moment de la conception plutôt que de réaliser des traitements après installation. Ainsi, dans l'industrie du transport, le confort du passager est devenu un des enjeux majeurs pour rendre un produit compétitif. Mais parfois, cet intérêt est antinomique avec la problématique prioritaire de l'allègement des structures : l'utilisation croissante de matériaux composites, plus rigides et moins lourds, dégrade les performances d'isolation acoustique au bruit extérieur. En effet, les fréquences critiques sont alors abaissées ce qui a comme conséquence d'augmenter l'efficacité de rayonnement de la structure.

Ce projet s'inscrit dans le cadre de la chaire en acoustique appliquée à l'aviation en collaboration avec un des trois partenaires industriels : Bombardier Aéronautique. Contrairement aux secteurs automobile et ferroviaire, dans lesquels de gros progrès ont été réalisés en ajoutant des isolants acoustiques classiques comme des mousses ou des laines de verre, l'augmentation de poids à laquelle conduirait l'utilisation de tels matériaux pour isoler l'habitacle aéronautique n'est pas envisageable. La Figure 1.1 montre que le rayonnement acoustique à l'intérieur de la cabine d'un avion a différents origines : la couche limite turbulente, le bruit aéroacoustique et la vibration des moteurs forment trois types d'excitations distinctes qui se propagent à travers la structure complexe du panneau aéronautique. Celui-ci est composé d'un panneau de fuselage (extérieur) relié au panneau d'habillage interne (trim panel) par des raidisseurs équipés de plots de découplage. La propagation se fait alors en suivant plusieurs chemins qui peuvent être à la fois mécaniques ou acoustiques. De nombreuses techniques ont été développées afin de réduire le niveau de bruit dans diverses configurations et se répartissent en deux catégories : les techniques passives et les techniques actives. Plusieurs études ont été réalisées au GAUS (Groupe d'Acoustique de l'Université de Sherbrooke) et dans d'autres laboratoires pour améliorer la performance

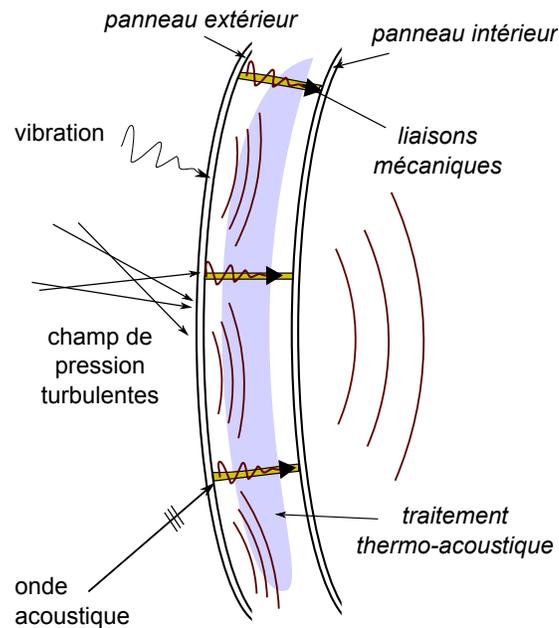


Figure 1.1 Mécanismes de transmission du son à travers une paroi aéronautique.

acoustique du matériau poroélastique introduit dans la double paroi (Figure 1.1). Dans ses travaux, Atalla [4] a étudié l'effet d'une macro perforation des poreux utilisés alors que Fuller [38] a considéré des inclusions de masses dans le but d'améliorer le TL (Transmission Loss : perte par transmission). Il apparaît que le réseau ainsi rajouté à la structure permet de réaliser de l'absorption sur une gamme plus large de fréquences. Doutres [28] a exploré la piste d'un matériau poreux multi-couches. Enfin, Mao [67] a étudié la possibilité de rajouter un résonateur d'Helmholtz pour traiter le mode de cavité de la double paroi. Mais ces méthodes perdent de leur efficacité lorsque les longueurs d'ondes acoustiques sont grandes devant l'épaisseur de la structure. Ces techniques sont dites passives en opposition au contrôle actif qui est plus adapté aux basses fréquences. Dans le cas de l'ANC (Active Noise Control), des sources acoustiques secondaires sont utilisées pour réaliser un antibruit qui interfère avec la perturbation primaire et conduit à une réduction du niveau de bruit. Néanmoins, exceptés le casque antibruit [75] et le contrôle de bruit dans les gaines de ventilation [57], les applications industrielles sont rares. En effet, lorsqu'une atténuation globale et non en un point de l'espace est désirée, le nombre de sources secondaires nécessaires augmente rapidement [37]. La Figure 1.1 souligne le fait que le bruit à l'intérieur de la cabine est dû au rayonnement du panneau d'habillage interne, ou trim panel. Une

approche différente de l'ANC consiste à modifier la vibration de la structure rayonnante dont la densité modale est moins importante que celle du domaine acoustique à contrôler pour diminuer le niveau de bruit [76]. Pour ce faire, des transducteurs vibratoires sont intégrés à la structure : cette approche est appelée ASAC (Active Structural Acoustic Control) ou contrôle actif vibroacoustique.

Les différentes études concernant le contrôle actif de la transparence acoustique à travers une double paroi peuvent être divisées en deux groupes [26] : le contrôle de paroi ou le contrôle de cavité. Différentes études comparatives, numériques et expérimentales [5][74] affirment que le contrôle de cavité est préférable au contrôle de structure. Les mêmes conclusions sont tirées pour une double paroi constituée d'un panneau intérieur raidi et d'un "trim panel" homogène [25]. D'un point de vue numérique, Maury [69] montre que pour une excitation par un champ de pressions turbulentes, c'est le contrôle des premiers modes du panneau extérieur qui permet la meilleure atténuation de la transmission acoustique. Ces conclusions ne sont cependant valables que dans la mesure où les liaisons mécaniques entre les deux panneaux ne sont pas considérées. Même s'il est possible de contrôler ce chemin vibratoire grâce à des liaisons actives, Gardonio et Elliott [39] montrent qu'aux fréquences concernées par les méthodes actives, c'est le chemin acoustique qui domine largement la transmission à travers la double paroi. De manière générale, le panneau intérieur (trim panel) présente un couplage plus direct avec le rayonnement acoustique à l'intérieur de la cabine. Carneal et Fuller [19] concluent donc que c'est le contrôle ASAC du panneau intérieur qui permet d'améliorer le plus la perte par transmission dans un tel cadre, ramenant donc le problème au contrôle d'une structure simple et non double.

Une partie importante des méthodes mises en place pour réaliser du contrôle actif vibroacoustique considèrent un système au sein duquel les différents capteurs échangent des informations : on parle de contrôle centralisé (ou au moins distribué). Un tel contrôle peut permettre, au moyen de nombreux capteurs, de considérer la minimisation de grandeurs globales comme l'énergie cinétique de la structure ou la puissance acoustique qu'elle rayonne. À l'inverse, l'absence de communication entre les unités de contrôle implique une commande décentralisée qui permet une implantation plus simple, moins encombrante, moins lourde et moins chère qu'en contrôle centralisé, mais qui peut poser des défis vis-à-vis de la stabilité. Le plus souvent, le contrôle consiste alors en la minimisation d'une grandeur locale comme la vitesse transverse mais aussi, sous certaines hypothèses, permet d'introduire virtuellement des impédances mécaniques locales sur la structure [81].

1.2 Problématique et objectifs

L'idée à l'origine de cette thèse est de combiner les possibilités du contrôle centralisé avec les avantages du contrôle décentralisé en réalisant un contrôle décentralisé avec des informations locales, mais en appliquant une solution globale ayant un meilleur effet sur la perte par transmission. Ainsi, la problématique principale est la suivante :

Comment réaliser le contrôle optimal de la puissance acoustique rayonnée par la structure, au moyen d'unités de contrôle actif locales et indépendantes ?

L'hypothèse principale est que le recours au concept d'impédances mécaniques virtuelles permet de résoudre ce problème vibroacoustique en décentralisé. L'objectif principal de cette thèse est donc de proposer une méthode permettant de résoudre cette problématique. Pour ce faire, deux sous-objectifs doivent être atteints :

1. **Calculer les commandes qui minimisent la puissance acoustique rayonnée et l'exprimer sous la forme d'une loi mécanique locale.** Contrairement à d'autres méthodes qui ne tentent que de calculer un critère local qui réduit la puissance acoustique, l'objectif est ici d'exprimer l'ajout d'une impédance qui minimise exactement à chaque fréquence le critère global. De ce fait, la valeur du critère local optimal n'est recherchée ni sous une forme paramétrique particulière (masse ressort), mais sous la forme analytique d'une solution optimale calculée dans le domaine fréquentiel. Ainsi, à cette étape du projet, les problématiques liées à la réalisabilité d'un contrôle large bande vérifiant la contrainte de causalité ne sont pas considérées. Enfin, dans l'optique où la méthode doit être applicable en pratique, le calcul du contrôle optimal doit être exprimable à partir de données mesurables.
2. **Réaliser le contrôle décentralisé de cette loi locale.** Dans la mesure où un contrôle optimal est envisagé à chaque fréquence, un contrôle harmonique est mis en place. Étant donné qu'aucune information a priori n'est disponible sur la valeur de l'impédance locale ajoutée qui permet de minimiser la puissance acoustique rayonnée, le contrôleur implanté doit permettre de converger asymptotiquement vers une valeur quelconque. De plus, le contrôleur proposé doit garantir des critères de performance dynamique en terme de rapidité de la convergence. Enfin, la convergence doit pouvoir être décentralisée, ce qui implique un contrôle multivoies où les unités de contrôle n'échangent aucune information entre elles.

La méthode proposée doit si possible être efficace sur n'importe quel type de structure et sera en particulier testée sur un panneau intérieur de double paroi aéronautique. Ce type de structure, complexe, courbe, en composite et fortement amortie se distingue des structures académiques peu amorties considérées la plupart du temps pour tester les stratégies de contrôle actif vibroacoustique. Elle permet de mettre en avant toute l'originalité du travail qui se démarque des méthodes dites d'amortissement actif.

Enfin, dans la mesure où le contrôle optimal de la puissance acoustique rayonnée est considéré, la méthode proposée doit permettre d'obtenir de meilleures atténuations que n'importe quelle autre stratégie. C'est pourquoi les résultats seront confrontés avec ceux provenant de la mise en place d'autres approches.

1.3 Organisation du document

À la suite de ce chapitre introductif, le chapitre 2 présente une revue des différentes stratégies de contrôle actif vibroacoustique réalisées dans la littérature, en ciblant les stratégies décentralisées et par loi de commande locale. Dans le but de réaliser des boucles de contrôle local sur la vibration de la structure, la notion de paires duales a été régulièrement utilisée dans la littérature. Pourtant, le contrôle de l'impédance mécanique locale d'une structure, exprimé en tant que tel, qui en découle directement, est beaucoup moins fréquent. Une attention particulière est portée à souligner les différences et les concepts communs entre cette stratégie et d'autres approches plus classiques, comme l'amortissement actif.

Les modèles vibroacoustiques développés dans la littérature dans le cas d'une plaque mince simplement supportée sont présentés dans le chapitre 3. Les implications des différentes hypothèses et simplifications vis-à-vis des impédances mécaniques à ajouter sont soulignées. La modélisation ainsi proposée permet d'interpréter la méthode des impédances mécaniques optimales en fonction des modes structuraux au chapitre 4 et est utilisée pour réaliser les simulations numériques dont les résultats sont présentés au chapitre 5.

Le chapitre 4 présente la mise en œuvre des impédances mécaniques virtuelles optimales qui est développée dans cette thèse. Après avoir formulé le problème vibroacoustique sous la forme d'un problème d'optimisation, sa résolution est ensuite proposée suivant que la puissance acoustique rayonnée est considérée sous sa forme théorique exacte ou par une estimation à partir de mesures acoustiques en champ proche et champ lointain. L'implantation du contrôleur harmonique permettant d'imposer les impédances mécaniques virtuelles optimales est alors détaillée et un algorithme est proposé afin de passer d'un

contrôle centralisé à un contrôle décentralisé. Les développements théoriques démontrent que le contrôle peut être inconditionnellement stable pour n'importe quelle valeur d'impédance à ajouter. Par contre, le compensateur équivalent peut être instable. La robustesse de la méthode aux variations de la perturbation primaire est enfin soulevée.

Le chapitre 5 présente les résultats des simulations numériques de la résolution du problème d'optimisation pour une plaque faiblement amortie. Les atténuations obtenues, les impédances mécaniques virtuelles optimales correspondantes, la puissance injectée à la structure, la modification de la déformée vibratoire ou de l'énergie cinétique totale par le contrôle sont étudiés. La robustesse des impédances mécaniques virtuelles obtenues par rapport aux variations de la perturbation primaire est également considérée. Les résultats sont systématiquement comparés avec ceux obtenus en mettant en place une stratégie classique d'amortissement actif, qui est une des stratégies les plus fréquemment considérées en contrôle actif vibroacoustique.

Le chapitre 6 présente les deux campagnes expérimentales qui ont été menées durant cette thèse. La première, réalisée au LMA, a permis de valider les résultats obtenus au chapitre 5 grâce à la mise en place d'un dispositif simplifié de mesure de transmission. La seconde, réalisée au GAUS, a permis d'appliquer la méthode dans sa totalité à un panneau intérieur de double paroi aéronautique monté au cœur d'un dispositif classique de mesure de perte par transmission. Les résultats obtenus sur cette structure composite fortement amortie ont permis de conclure que contrairement à la majorité des stratégies mises en place, l'atténuation efficace de la puissance acoustique rayonnée requiert dans la plupart des cas l'implantation d'une impédance mécanique virtuelle active qui correspond à injecter de l'énergie à la structure. Il a également été observé que le compensateur équivalent alors réalisé est, selon la valeur de l'impédance mécanique virtuelle à imposer et celle des différents transferts, possiblement instable.

Les conclusions et les perspectives de ce travail sont finalement apportées au terme de ce document.

Certains développements ont été reportés en annexe afin de simplifier le cheminement des idées et faciliter la lecture du manuscrit. Ils constituent cependant des discussions et des résultats originaux.

L'Annexe A présente la prise en compte du couplage passif de l'actionneur sur la structure, négligé dans la plupart des études. La justification de cette approximation est discutée dans le cadre de la méthode des impédances mécaniques virtuelles optimales ainsi que pour

d'autres applications.

L'Annexe B présente la modélisation du transfert force/tension pour un actionneur inertiel fixé à une structure. La modélisation proposée permet de considérer l'utilisation de l'actionneur inertiel en capteur de la mobilité mécanique d'une structure.

L'Annexe C est une étude comparative du couplage actif entre l'actionneur et la structure selon qu'un actionneur piézoélectrique ou inertiel est considéré. Cette étude, acceptée pour publication dans le journal *Mechanics & Industry* se focalise sur la déformation locale alors engendrée sur la structure et propose une méthode afin de compenser son effet.

Enfin, l'Annexe D est un article en cours de soumission au *Journal of Sound & Vibration*. Il traite de la possibilité d'appliquer la méthode des impédances mécaniques virtuelles optimales à l'aide d'unités composées non pas d'un actionneur et d'un capteur en vis-à-vis, mais uniquement d'un actionneur inertiel utilisé en sensoriactuateur. Cette possibilité a été testée avec R. Boulandet, en parallèle de la campagne expérimentale réalisée au GAUS sur un panneau aéronautique.

CHAPITRE 2

ÉTAT DE L'ART

L'objectif visé par la méthode proposée dans la thèse est de réaliser la minimisation optimale de la puissance acoustique rayonnée. La première partie de l'état de l'art est donc consacrée aux principales méthodes de contrôle actif vibroacoustique qui visent à minimiser la puissance acoustique rayonnée à travers une estimation de cette grandeur. La problématique considérée dans cette étude est d'atteindre cet objectif global, au moyen d'unités de contrôle locales indépendantes. Une grande partie de l'état de l'art est dédiée à la mise en place de telles unités. Lorsqu'un contrôle local est considéré, le choix d'un couple de variables d'entrée-sortie colocalisées duales permet de relier les grandeurs électriques associées aux transducteurs aux grandeurs mécaniques de la structure dans la mesure où le transducteur relie deux ports hamiltoniens. Ces concepts sont décrits dans une deuxième partie et leur mise en place pratique dans une troisième. La considération de variables duales colocalisées permet la réalisation d'une loi mécanique locale, comme de l'amortissement. La diminution du niveau vibratoire local étant la plupart du temps associée à la diminution de la puissance acoustique rayonnée, cette approche a été largement étudiée dans la littérature. Une troisième partie est donc consacrée aux stratégies diverses d'amortissement actif. Le principe de colocation duale ne permet pas seulement d'ajouter de l'amortissement à une structure mais plus généralement de modifier localement son impédance mécanique. Les stratégies de contrôle de l'impédance mécanique dans le contexte du contrôle actif vibroacoustique, présentées comme telles, sont beaucoup moins courantes, et font l'objet d'une quatrième partie. L'implantation de ce contrôle en multi-voies est abordée dans une dernière partie.

2.1 Contrôle actif vibroacoustique des structures

En contrôle actif vibroacoustique, la question principale qui se pose est de savoir de quelle manière la vibration de la structure doit être modifiée activement afin de diminuer son rayonnement acoustique. Théoriquement, il est possible de calculer les commandes optimales à envoyer aux actionneurs vibratoires pour minimiser la puissance acoustique rayonnée à partir de mesures acoustiques en champ lointain [37]. Cependant, ce genre de mesure acoustique est difficilement envisageable dans l'optique d'une application industrielle car elle implique des capteurs de pression en champ lointain. Aussi, l'utilisation de capteurs

vibratoires directement sur la structure a été largement étudiée dans la littérature. Ainsi, différentes études ont tenté d'estimer le rayonnement acoustique à partir de mesures de la vitesse transverse de la structure. Pour des structures simples, il est possible d'estimer les modes de rayonnement à partir de capteurs vibratoires dans le but de les contrôler [29]. En effet, il est pertinent de concevoir le contrôle par rapport aux modes de rayonnement plutôt que par rapport aux modes structuraux, dans la mesure où l'objectif du contrôle est bien acoustique et non vibratoire. La transformée en nombre d'onde peut également être utilisée pour relier la réponse vibratoire au rayonnement acoustique [66] et contrôler [68] ce dernier à l'aide d'un contrôle centralisé nécessitant le plus souvent de nombreux transducteurs.

Dans d'autres méthodes, l'observation du vecteur d'état associé aux modes structuraux permet de réaliser le contrôle modal du ou des modes structuraux les plus rayonnants [64]. Dans ce cas, la commande (centralisée) ne sert pas à réduire directement la puissance acoustique rayonnée mais à commander le vecteur d'état du système (associé aux modes). Ces stratégies sont basées sur un modèle modal qui ne considère la plupart du temps que les modes ciblés par le contrôle et ceux dont la résonance est proche. En plus de leur faible robustesse aux variations des propriétés mécaniques de la structure à contrôler, l'excitation et l'observation des modes résiduels non pris en compte par ce modèle génèrent des dynamiques qui peuvent être à l'origine d'instabilités : ce phénomène, appelé "spillover", est décrit sur la Figure 2.1.

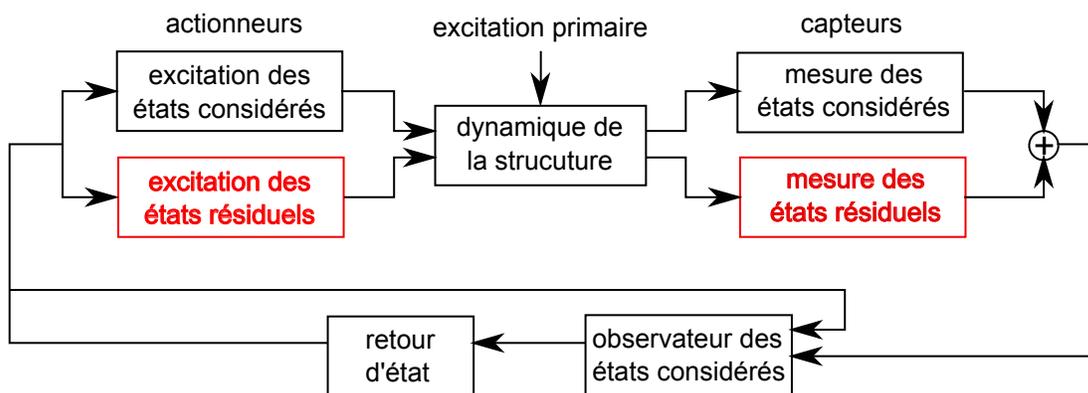


Figure 2.1 Commande par observateur et retour d'état avec états résiduels à l'origine de "spillover effect" [64].

2.2 Dualité, passivité et impédance mécanique

De nombreuses méthode de contrôle actif vibroacoustique consistent à mettre en place des unités de contrôle constituées d'un actionneur et d'un capteur colocalisés. Un choix judicieux de signal de commande et de mesure permet d'utiliser le formalisme de systèmes hamiltoniens à ports qui décrit le système comme un ensemble de composants stockant de l'énergie et de composants dissipant de la puissance, et muni de ports d'interconnexion au travers desquels le système peut échanger avec son environnement [35]. Ce formalisme présente différents avantages concernant l'étude de la passivité ou de la stabilité mais également l'interprétation physique du contrôle implanté.

En utilisant un actionneur et un capteur colocalisés en un point O , et une variable de commande u et de mesure y dont le produit est proportionnel à la puissance injectée à la structure, le transfert entre u et y est alors, dans l'analogie directe, proportionnel à la mobilité mécanique locale de la structure [13] :

$$y(\omega) = \alpha Y(\omega)u(\omega) \quad \alpha \in \mathbb{R}^{+*}, \quad \forall \omega \quad (2.1)$$

Où Y et son inverse $Z = Y^{-1}$ sont la mobilité et l'impédance mécanique locale du système à la pulsation ω . On dit que les variables u et y sont colocalisées duales, ce qui garantit la passivité du système ($\int_0^t u(r)y(r)dr \geq 0$). La majorité des systèmes réels étant dissipatifs, cette inégalité devient stricte. En pratique, l'actionneur et le capteur ne peuvent pas être parfaitement colocalisés et les hypothèses qui garantissent la dualité ne sont pas toujours respectées : la situation de colocation duale n'est jamais rigoureusement obtenue que sur une gamme de fréquences plus ou moins importante. Il est possible de montrer [89] que la stricte passivité d'un système est équivalente à sa stricte réelle positivité. Si H est la fonction de transfert entre u et y celle-ci s'écrit de la manière suivante :

$$\Re(H(j\omega)) > 0 \quad \forall \omega \in \mathbb{R}^{+*} \quad (2.2)$$

Si le système est bouclé avec un gain réel positif, le tracé de Nyquist de la boucle ouverte est toujours situé dans le demi-plan droit : il n'y a théoriquement aucun risque d'instabilité et ce, quelle que soit la valeur de ce gain. Dans ce cas, le terme de stabilité inconditionnelle [92] est employé. Il est donc possible de s'assurer de la stabilité du système en vérifiant sa stricte réelle positivité [7].

Lorsqu'un système multi-entrées multi-sorties (MIMO) est implanté, cette condition sur la matrice \mathbf{H} des transferts entre les vecteurs de commande \mathbf{u} et de mesure \mathbf{y} sur les N_u

unités de contrôle s'exprime parfois [89] sous la forme :

$$\mathbf{H}(j\omega) + \mathbf{H}(j\omega)^H > 0, \quad \forall \omega \in \mathbb{R}, \quad (2.3)$$

ce qui signifie que les valeurs propres de $\mathbf{H}(j\omega) + \mathbf{H}(j\omega)^H$ sont réelles positives. De même, un système MIMO passif bouclé par un feedback négatif MIMO passif (gain positif diagonal) est inconditionnellement stable [7].

2.3 Choix des unités de contrôle

Dans la section précédente, il a été montré l'intérêt pour la stabilité du contrôle de disposer de variables colocalisées duales. Cette section présente comment cette condition est réalisée en pratique dans la littérature.

2.3.1 Actionneur inertiel

Le choix le plus classique de couple dual est le couple composé de la force normale appliquée à la structure en un point et de la vitesse transverse de la structure en ce point. C'est la plupart du temps un accéléromètre, dont le signal est intégré temporellement, qui permet l'estimation de cette vitesse transverse. Un actionneur inertiel contrôlé en tension ou en courant est souvent utilisé pour appliquer une force transverse à la structure. S'il est possible de faire l'approximation que le signal intégré de l'accéléromètre est bien proportionnel à la vitesse transverse locale, la commande envoyée à l'actionneur ne génère pas une force transverse proportionnelle. Son fonctionnement est tel que la force qu'il engendre sur la structure est créée par la mise en mouvement d'une masse reliée à la structure par un système mécanique. L'influence de ce système mécanique a été largement étudié et s'observe facilement lorsque l'actionneur est utilisé dans une application d'isolateur de vibrations. Ainsi sur la Figure 2.2, on peut observer le système et son diagramme de Nyquist associé [32].

La boucle du côté des parties réelles négatives est due à la résonance de l'actionneur : la dualité et la positivité du transfert ne sont pas assurées sur toute une bande fréquentielle. Ce phénomène est à l'origine d'instabilités potentielles lors de la mise en place d'une boucle fermée avec un gain trop élevé. Ce phénomène sera d'autant plus important si la fréquence naturelle du transducteur est proche d'une des résonances de la structure à contrôler.

Dans la littérature, et en général pour le contrôle de structures peu amorties, il y a donc un intérêt certain à l'utilisation d'un actionneur inertiel dont la fréquence naturelle est la

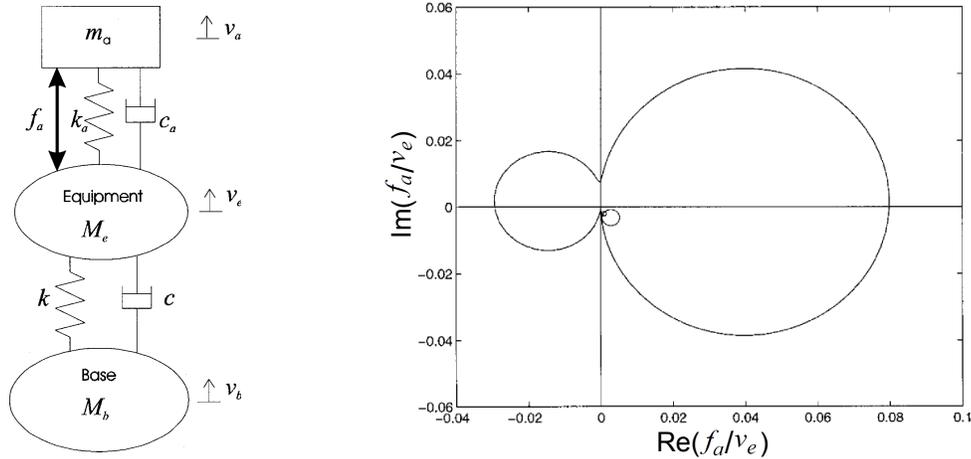


Figure 2.2 Schéma d'un actionneur inertiel pour l'isolation de vibrations et diagramme de Nyquist de la boucle ouverte associée [32].

plus basse possible par rapport à la résonance du premier mode structurel. En réalisant une boucle rétroactive via un contrôleur PID (pour "proportionnel intégral dérivé") sur une mesure du déplacement relatif entre la base de l'actionneur et sa masse mobile, il est possible de réduire la fréquence naturelle de l'actionneur mais également d'amortir efficacement sa résonance [10]. Ainsi, l'actionneur modifié schématisé sur la Figure 2.3 gauche, permet de modifier le diagramme de Nyquist du transfert avec la vitesse de la structure à isoler des vibrations en augmentant sa marge de gain (Figure 2.3 droite).

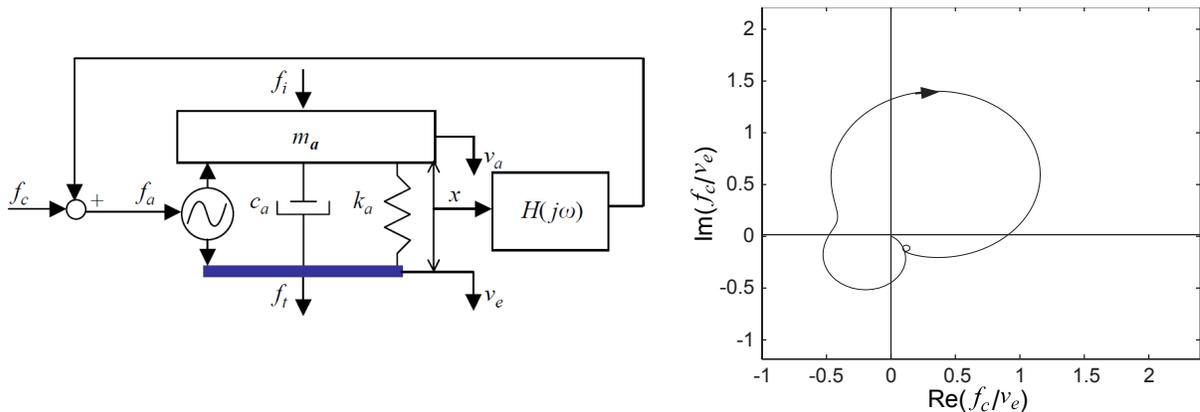


Figure 2.3 Schéma d'un actionneur inertiel avec boucle rétroactive sur le déplacement [10].

Plus récemment, Elliott *et al* [30] ont montré qu'il était possible de compenser la résonance de l'actionneur grâce au compensateur dont le diagramme de Bode est tracé sur la Figure 2.4 gauche. Le diagramme de Nyquist tracé sur la Figure 2.4 droite permet de constater que la boucle ouverte ainsi modifiée est à partie réelle positive pour toutes les fréquences.

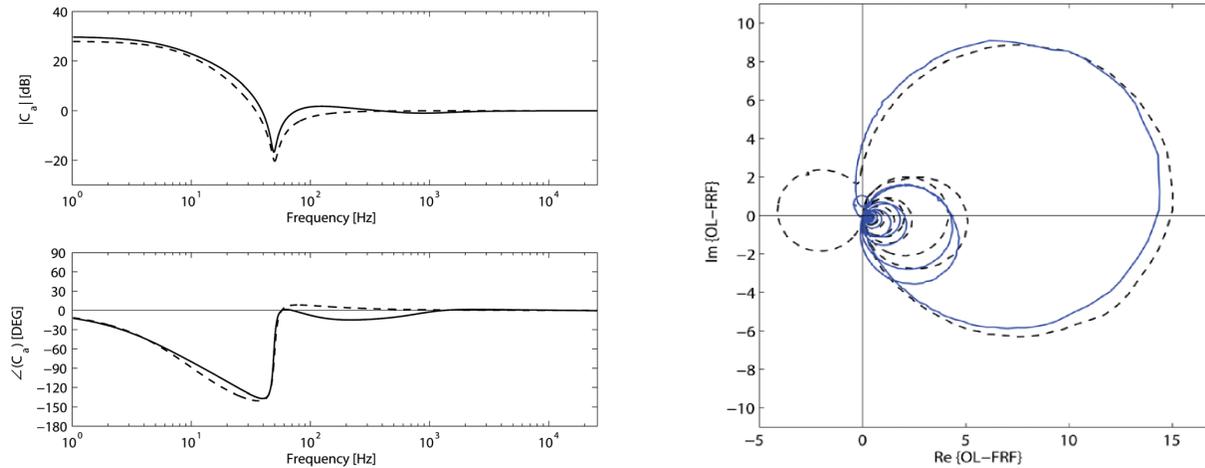


Figure 2.4 Diagramme de Bode du compensateur de la résonance de l'actionneur inertiel et diagramme de Nyquist de la boucle ouverte associée [30].

Enfin, la possibilité de combiner l'effet passif et actif de l'actionneur a également été testée dans cette même étude, en considérant celui-ci comme un résonateur à accorder sur la résonance du premier mode structurel d'une poutre.

Aux fréquences élevées, l'inductance de la bobine de l'actionneur n'est plus négligeable et le comportement inductif du transducteur devient plus important que son comportement résistif. L'actionneur inertiel n'est plus capable de dissiper toute l'énergie qu'il reçoit et en renvoie donc une partie à la structure : s'il est contrôlé en tension, la montée de l'impédance aux hautes fréquences (du fait de l'inductance) fait décroître le courant et la sensibilité diminue. Un moyen efficace afin de ne pas observer cet effet est de contrôler l'actionneur en courant et non pas en tension.

2.3.2 Actionneur piézoélectrique

L'utilisation de transducteurs piézoélectriques pour composer des unités de contrôle duales est plus récente et présente l'avantage de réduire considérablement la masse ajoutée à la structure par les transducteurs. Parmi eux, les céramiques PZT (Plomb, Zirconate, Titanate) bénéficient d'une grande rigidité interne et d'un fort coefficient de couplage. Leur polarisation est dans la direction normale à la surface sur laquelle ils sont fixés, ce qui leur permet d'être à l'origine de déformations en flexion et en extension. Pour ce qui est des capteurs piézoélectriques, des films PVDF (polyfluorure de vinylidène) sont régulièrement utilisés [58]. De par son fonctionnement, un actionneur piézoélectrique génère une

déformation asymétrique qui peut être décomposée comme la somme d'une déformation de flexion pure et d'une extension (Figure 2.5).

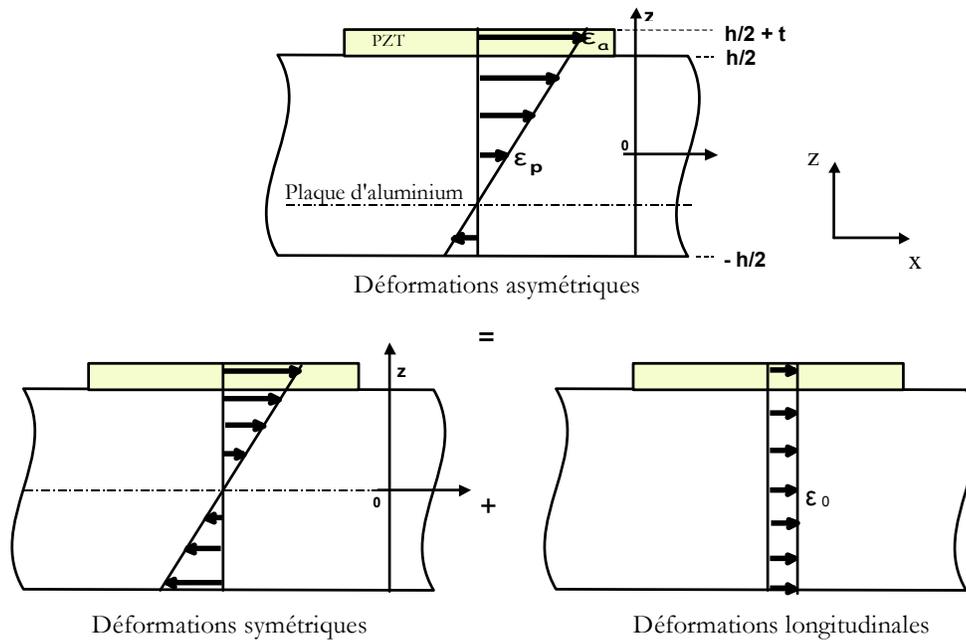


Figure 2.5 Décomposition des déformations engendrées par un PZT en flexion pure et en extension [6].

Dans certains cas, l'extension peut être négligée. Tant que la fréquence d'excitation est en-dessous de sa fréquence de résonance, la tension de l'actionneur PZT est proportionnelle au moment qu'il impose à la plaque et que la dérivée temporelle de la tension du capteur PVDF mesure la vitesse de déformation de flexion de la plaque [6]. Les variables sont duales sur la gamme de fréquence sur laquelle l'hypothèse de flexion pure est vérifiée [92][18]. Lorsque cette hypothèse n'est pas vérifiée, le transfert n'est plus dual et sa partie réelle risque de ne pas être positive [60]. Afin d'empêcher la génération d'ondes d'extension, l'utilisation de PZT en vis-à-vis et en opposition de phase a été étudiée [37]. Cependant, lorsque la structure contrôlée est courbe, un couplage apparaît entre les ondes de flexion et les ondes d'extension, ce qui rend cette méthode inefficace et réduit la bande fréquentielle sur laquelle la dualité et la positivité sont garanties [48]. Les fréquences de résonance des modes d'extension étant généralement beaucoup plus grandes que celles des modes de flexion, il est possible d'approcher leur participation par une raideur et d'en déduire une compensation à effectuer sur les différents transferts du système pour filtrer cet effet [61].

2.3.3 sensoriactuateur

Un outil pertinent pour relier les couples entrées/sorties mécaniques qui viennent d'être définis avec les grandeurs électriques de commandes et mesures des transducteurs est d'utiliser l'analogie mécanique / électrique à travers une représentation du système sous la forme d'un circuit électrique équivalent [55]. Sur la Figure 2.6, la partie centrale (dans les tirets) représente le mode m d'une plaque de raideur S_m , de masse M_m et d'amortissement R_m . Deux types d'entrées sont représentées sur la gauche : un actionneur inertiel qui impose une force \hat{f}_i au point i et un actionneur piézoélectrique de capacité C_j qui impose un potentiel v_j pour une charge q_j en un point j . La valeur u_m désigne la vitesse de déformation du mode m . Sur la droite du schéma, un potentiel v_k est mesurable aux bornes d'un capteur piézoélectrique de capacité C_k au point k . Les coefficients A et ξ représentent les projections de la force et du potentiel sur le mode m et la capacité C_{kj} le couplage capacitif entre l'entrée j et la sortie k , négligeable aux basses fréquences avec des transducteurs éloignés.

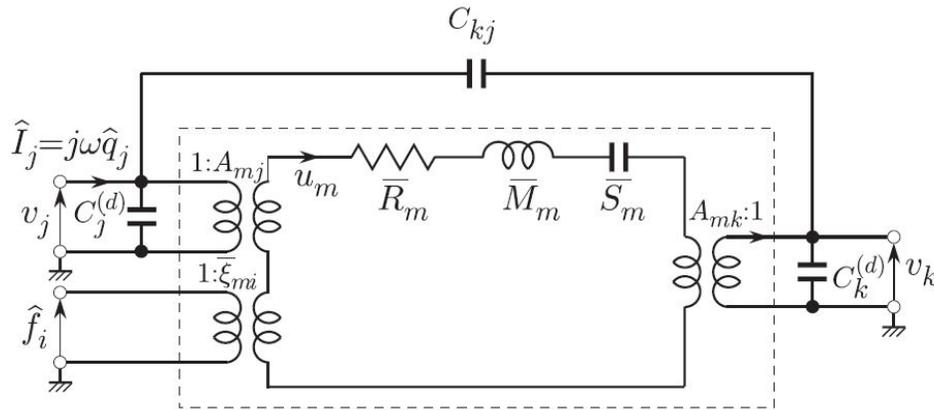


Figure 2.6 Schéma électrique équivalent du mode de structure m incluant différentes entrées/sorties [55].

Ce type d'analogie permet de comprendre qu'il est possible, par l'intermédiaire d'un traitement analogique ou numérique, d'estimer la vitesse locale de la structure à partir des signaux électriques envoyés et mesurés sur l'actionneur : on parle de sensoriactuateur [18]. En plus de disposer de variables parfaitement colocalisées, cette approche entraîne une réduction du poids et de l'encombrement du système mis en place.

L'utilisation d'un actionneur de type PZT en sensoriactuateur a été largement étudié dans la littérature [2][94]. L'estimation de la vitesse locale requiert la compensation de l'effet capacitif induit par le matériau piézoélectrique [77]. L'utilisation d'un actionneur inertiel en sensoriactuateur est beaucoup moins courante [47][52]. Comme pour un haut-parleur,

cette opération nécessite entre autres de compenser l'effet résistif et inductif du transducteur. Boulandet *et al* [16] ont montré que pour une structure peu amortie, l'utilisation de sensoriactuateurs piézoélectriques ou électrodynamiques permet d'obtenir des résultats comparables pour du contrôle actif de vibration.

2.4 Amortissement actif

Dans la plupart des cas, la réduction locale du niveau de vibration de la structure correspond à une réduction du niveau vibratoire global. Sur les structures peu amorties, la réduction de l'énergie cinétique totale entraîne une diminution de la puissance acoustique rayonnée [87]. Ne tenant pas compte du couplage entre la vibration et le rayonnement acoustique, la minimisation de l'énergie cinétique n'est pas équivalente à la minimisation de la puissance acoustique rayonnée. Pourtant, elle permet dans ce cas une bonne atténuation du niveau de bruit sur une large bande fréquentielle (Figure 2.7). De plus, cette stratégie est robuste à n'importe quel type d'excitation. Ainsi, de nombreuses études ont cherché à imposer localement de l'amortissement à la structure. En réalisant localement de l'absorption d'énergie à l'aide d'un système dont la passivité est garantie par la dualité, la stabilité du contrôle mis en place est assurée [80]. Pour ces raisons, la réalisation d'amortissement est l'objectif de la grande majorité des stratégies de contrôle vibroacoustique décentralisé. Elles se répartissent principalement en deux groupes.

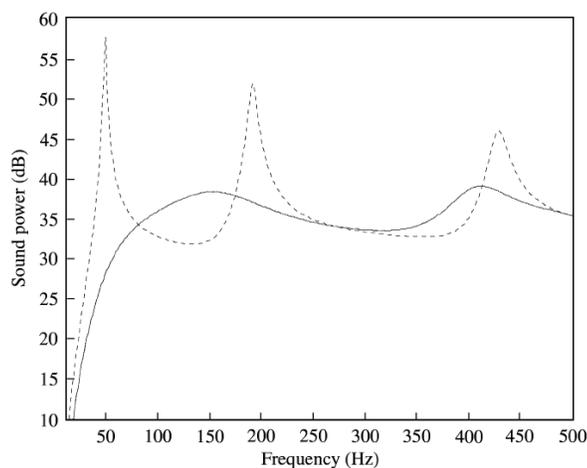


Figure 2.7 Puissance acoustique rayonnée sans contrôle (trait pointillé) et avec minimisation de l'énergie cinétique d'une poutre simplement supportée de dimensions $0.7 \times 0.002 \times 0.1$ m, de module d'Young 7.1×10^{10} Pa et de masse volumique 2700 kg.m^{-3} (trait plein) [87].

2.4.1 Feedback simple gain

Avec des unités de contrôle composées d'un actionneur et d'un capteur dual colocalisé, le vecteur des commandes \mathbf{u} qui est imposé pour réaliser l'amortissement de la structure est dans la plupart des études défini en fonction du vecteur des signaux mesurés \mathbf{y} tel que :

$$\mathbf{u}(\omega) = -g\mathbf{y}(\omega), \quad g \in \mathbb{R}^{+*}, \quad \forall \omega \in \mathbb{R}^{+*} \quad (2.4)$$

Comme il l'a déjà été évoqué, la positivité du transfert entre les deux variables duales permet de garantir la stabilité du contrôle quelle que soit la valeur de g [92]. Cela autorise également la possibilité de répartir plusieurs unités sur la structure et de réaliser un contrôle multivoies décentralisé (Figure 2.8), la défaillance d'une des unités ne risquant pas de perturber la stabilité du système. D'après la section précédente, il est possible de mettre en place un tel contrôle à l'aide d'unités électrodynamiques mais aussi piézoélectriques : différentes études permettent de conclure que les résultats obtenus dans les deux cas sont relativement identiques [31].

En dehors du fait que la stabilité d'un tel contrôle est en pratique seulement conditionnelle, empêchant d'augmenter la valeur du gain de rétroaction de manière infinie, il est important de noter que pour une trop grande valeur de g , la vitesse de la structure au voisinage du point de contrôle est quasiment nulle. La structure est localement bloquée, l'énergie absorbée par le contrôle est nulle et la stratégie ne correspond plus à de l'amortissement. Un tel blocage est à l'origine d'une restructuration modale qui peut entraîner l'augmentation de l'énergie cinétique globale à certaines fréquences (voir Figure 2.9). Il existe donc pour chaque unité, un gain g^{E_c} qui permet de minimiser l'énergie cinétique. D'après Zilletti [96], ce critère d'optimisation global se traduit de manière locale : la minimisation de l'énergie cinétique globale de la structure correspond à la maximisation de l'absorption d'énergie sur chaque unité. Si g^{E_a} est le gain qui permet cette maximisation, alors sur la bande fréquentielle considérée dans cette étude, $g^{E_a} = g^{E_c}$. Il apparaît que cette égalité n'est valable que sur une certaine bande fréquentielle. En exprimant ces critères d'optimisation dans le domaine temporel, Gardonio [40] montre que dans certains cas, $g^{E_a} \neq g^{E_c}$ et les compare en fonction de paramètres comme le nombre d'unités sur la structure.

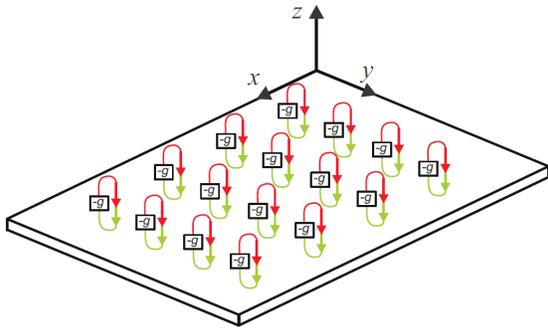


Figure 2.8 Contrôle feedback (rétroaction) par simple gain g sur la vitesse de déformation de la structure [40].

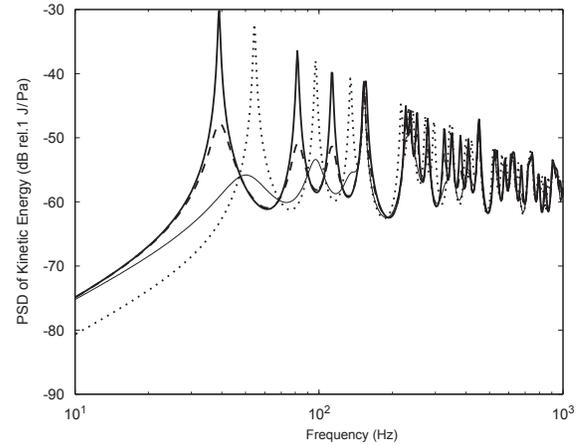


Figure 2.9 Énergie cinétique de la plaque pour différentes valeurs de gain de feedback sur la vitesse [96] : $g = 0$ (épais), $g = 7$ (tirets), $g = 25$ (fin), $g = 10^6$ (pointillé).

2.4.2 Shunt capacitifs

Il est également possible de réaliser l'amortissement local de la structure de manière passive, en lui intégrant des éléments piézoélectriques [34]. Lorsque la structure est soumise à une perturbation primaire, la vitesse transverse engendrée provoque l'apparition d'un potentiel électrique V aux bornes de l'élément piézoélectrique (Figure 2.10). Si celui-ci est connecté à une impédance électrique Z^e , le courant électrique I apparaissant dans le circuit provoque par effet Joule la dissipation de l'énergie électrique mise en jeu.

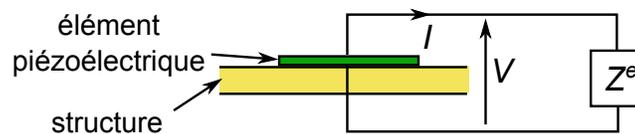


Figure 2.10 Schéma d'un contrôle par impédance électrique de dissipation.

La plupart des travaux dans ce domaine ont ainsi porté sur le choix de l'impédance électrique de dissipation Z^e . La construction d'un circuit résonant permet de dégrader efficacement l'énergie mécanique à la fréquence de résonance d'un mode structurel [45]. Il est également possible, tout du moins en principe, d'atténuer à la fois deux modes structurels à l'aide de circuits parallèles [50]. Plus récemment, Beck et al [9] ont étudié l'effet de l'ajout d'une capacité négative afin de compenser celle de l'élément piézoélectrique. La réalisation

d'une capacité négative nécessitant un circuit actif, la méthode proposée ne peut plus être qualifiée de passive à proprement parler mais permet d'étendre l'effet du contrôle à une bande fréquentielle plus large. La disposition des unités selon une configuration périodique permet également de ne plus se limiter au contrôle d'une des résonances du système [9][93]. Enfin, afin de caler en temps réel la résonance du circuit électrique avec celle du mode structurel, il est possible de mettre en place des circuits autorégulateurs actifs [51][24].

En conclusion, il est intéressant de noter que ces méthodes passives et actives visant à réaliser de l'amortissement sont basées sur des principes proches. Ces principes sont au cœur de la méthode des impédances mécaniques virtuelles et sont développés dans la section suivante.

2.5 Contrôle actif de l'impédance mécanique locale

Cette section, consacrée au contrôle actif de l'impédance mécanique locale se divise en deux parties. Le principe d'une telle approche est expliqué dans une première partie. Dans une seconde partie, les études réalisées explicitement dans le but de contrôler l'impédance mécanique locale (et qui sont donc fondées sur le principe développé dans la première partie) sont décrites en insistant sur le caractère paramétrique et/ou optimal de l'impédance mécanique réalisée.

2.5.1 Principe

Dans un premier temps, le cas d'une structure quelconque, excitée par une perturbation primaire et équipée d'une seule unité de contrôle positionnée en un point O est considéré. De manière très classique, le bilan des forces au point O à la pulsation ω s'écrit :

$$Z(\omega)\dot{w}(\omega) = \Sigma F_o(\omega), \quad (2.5)$$

où Z est l'impédance mécanique locale, \dot{w} la vitesse transverse et ΣF_o la somme des forces extérieures au point O . Cette dernière peut se décomposer en deux : la force primaire F_o^{pri} due à la perturbation primaire et la force secondaire F_o^{sec} engendrée par l'actionneur. Cette force s'écrit :

$$F_o^{sec}(\omega) = H_{fu}(\omega)u(\omega), \quad (2.6)$$

en définissant H_{fu} comme la fonction de transfert entre la force réellement appliquée à la structure en fonction de la commande envoyée à l'actionneur. De même :

$$\dot{w}(\omega) = H_{\dot{w}y}(\omega)y(\omega), \quad (2.7)$$

avec $H_{\dot{w}y}$ le transfert entre la vitesse transverse de la structure et le signal de mesure y . Alors, lorsqu'une commande u telle que :

$$u(\omega) = -Z^c(\omega)y(\omega), \quad Z^c(\omega) \in \mathbb{C}, \quad (2.8)$$

est envoyée à l'actionneur, il est possible de réécrire l'Eq. (2.5) :

$$Z(\omega)\dot{w}(\omega) = F_o^{pri}(\omega) - H_{fu}(\omega)Z^c(\omega) [H_{\dot{w}y}(\omega)]^{-1} \dot{w}(\omega) \quad (2.9)$$

En posant

$$Z_m^c(\omega) = H_{fu}(\omega)Z^c(\omega) [H_{\dot{w}y}(\omega)]^{-1}, \quad (2.10)$$

il est possible d'écrire :

$$[Z(\omega) + Z_m^c(\omega)] \dot{w}(\omega) = F_o^{pri}(\omega) \quad (2.11)$$

En appliquant le contrôle défini à l'Eq. (2.8), la structure se comporte vis-à-vis du champ primaire au point O et à la pulsation ω , comme si son impédance mécanique valait $[Z(\omega) + Z_m^c(\omega)]$ [3][91]. Ainsi, $Z_m^c(\omega)$ est définie comme l'impédance mécanique virtuelle imposée au point O . Le terme "virtuel" insiste sur le fait que l'impédance mécanique ajoutée est obtenue par la loi de commande (2.8) et non par un dispositif mécanique. Ce concept, évoqué dès 1989 par Guicking [44] dans le cadre du contrôle actif vibroacoustique, a été mis en place de différentes manières.

2.5.2 Stratégies de contrôle vibroacoustique par contrôle actif de l'impédance mécanique

La différence qui existe entre la grandeur Z^c imposée par le contrôle et l'impédance mécanique virtuelle Z_m^c véritablement réalisée explique pourquoi les méthodes classiques d'amortissement actif [31] ne correspondent pas à proprement parler à du contrôle de l'impédance mécanique. Cependant, en réalisant l'hypothèse que les variables u et y sont duales, ce qui implique que sur la bande de fréquence considérée les transferts H_{fu} et $H_{\dot{w}y}$ sont approchables par des constantes réelles positives (voir Eq. (2.1)), alors il est possible

d'écrire :

$$Z^c(\omega) = \alpha Z_m^c(\omega), \quad \alpha \in \mathbb{R}^+, \quad (2.12)$$

et une boucle de rétroaction sur la variable y avec un gain $g \in \mathbb{R}^+$ correspond donc à la réalisation d'un amortissement virtuel de $\frac{g}{\alpha}$. Si l'approximation de $H_{\dot{w}y}$ par une constante est acceptable dans la mesure où le signal de l'accéléromètre, divisé par sa sensibilité et intégré temporellement permet une bonne estimation de la vitesse transverse de la structure, le même type de raisonnement avec H_{fu} est plus difficile à justifier, même pour des fréquences supérieures à la résonance de l'actionneur.

En partant de la force réellement appliquée et en raisonnant sur l'impédance mécanique imposée localement par le contrôle, Elliott *et al* [84] proposent une interprétation physique de la valeur maximale du gain g à partir duquel apparaissent des instabilités. Les impédances mécaniques imposées par le contrôleur qui maximisent l'absorption d'énergie au niveau des unités peuvent également être calculées [11]. Leur implantation [12] se fait à partir de l'actionneur inertiel modifié (en lui ajoutant un retour sur le déplacement relatif entre sa base et sa masse mobile) déjà évoqué à la section 2.3.1 [10].

Dans la plupart de ses travaux, Elliott, pour minimiser des critères acoustiques ou vibratoires, favorise la mise en place d'une impédance dissipative plutôt qu'inertielle ou de raideur. Il y a peu, d'autres ont tenté d'imposer une masse-raideur virtuelle au système, rencontrant parfois des difficultés [63]. De récentes études tiennent compte des mécanismes qui dominent la perte par transmission pour imposer une impédance mécanique virtuelle qui agit comme une masse en basse fréquence, et amortit les fréquences au-delà de la fréquence critique [78]. Les quelques études menées autour de l'optimisation des impédances mécaniques virtuelles par rapport à la minimisation de la puissance acoustique rayonnée par la structure se heurtent à la contrainte de causalité : Remington [82] montre qu'en utilisant directement les valeurs des impédances mécaniques virtuelles optimales trouvées aux différentes pulsations pour fabriquer un filtre et mettre en place un contrôle large bande dans le domaine temporel, on risque d'obtenir un filtre non causal d'une part, c'est-à-dire dont la réponse impulsionnelle n'est pas nulle pour les temps négatifs et très longue d'autre part. Il préfère alors approcher les impédances optimales par une forme paramétrique, en rajoutant un critère de causalité ou de stabilité. De manière générale, un résonateur amorti peut se décomposer en la somme d'un effet de masse M_c , de raideur C_c et d'amortissement R_c . En choisissant $Z^c(\omega)$ tel que :

$$Z^c(\omega) = j\omega M_c + R_c + \frac{C_c}{j\omega}, \quad (2.13)$$

il est possible de régler les valeurs des réels positifs M^c , R^c et C^c de ce contrôleur stable vis à vis de la puissance acoustique rayonnée par la structure.

Dans leurs travaux, Quaegebeur *et al* [81] abordent le problème différemment : pour une perturbation primaire harmonique, ils imposent, au moyen de 8 unités piézoélectriques, différentes valeurs d'impédances mécaniques virtuelles et trouvent ainsi expérimentalement de manière exhaustive la valeur optimale qui minimise la puissance acoustique rayonnée par une plaque. Cette recherche se fait autour du point d'adaptation d'impédances ($Z_i^c = Z_i, \forall i = 1..8$). Définissant deux paramètres réels α_{Re} et α_{Im} , les impédances mécaniques virtuelles optimales qui permettent d'obtenir la meilleure atténuation du niveau de bruit (SPR) sont recherchées sous la forme :

$$Z_i^c(\omega) = \alpha_{Re}\Re(Z_i) + j\alpha_{Im}\Im(Z_i), \quad (2.14)$$

de manière exhaustive, en faisant varier le couple $(\alpha_{Re}, \alpha_{Im})$ (Figure 2.11). Il est intéressant de constater que contrairement à la grande majorité des autres études, les valeurs des impédances mécaniques virtuelles testées sont complexes et non réelles. De plus, contrairement à de l'amortissement virtuel, ces valeurs peuvent être à parties réelles négatives : des stratégies revenant à réaliser de l'injection d'énergie à la structure sont donc testées.

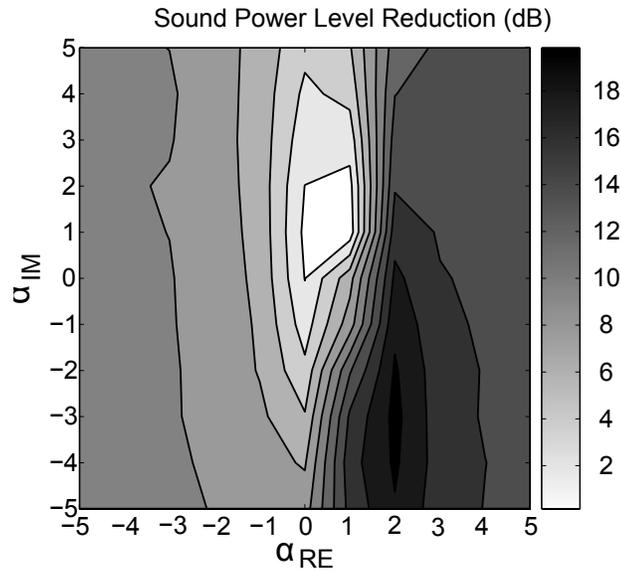


Figure 2.11 Atténuations du niveau de bruit (SPR) mesurées en dB à la résonance du mode (1,3) d'une plaque mince en appui simple dans le cas d'un champ primaire diffus, en fonction des variables $(\alpha_{Re}, \alpha_{Im})$ [81].

Lorsque l'impédance à imposer n'est pas passive ($\Re\{Z_m^c\} > 0$) mais active ($\Re\{Z_m^c\} < 0$), un simple contrôle par rétroaction peut être instable. Ce problème est contourné en consi-

dérant un contrôleur harmonique qui peut imposer l'impédance mécanique virtuelle désirée à une fréquence donnée tout en garantissant la stabilité du contrôleur MIMO [81].

2.6 Implantation des impédances mécaniques virtuelles

Même si le concept de contrôle d'impédance en multivoies a été peu traité, l'aspect MIMO (Multiple Input Multiple Output) n'est pas nouveau et les problématiques qu'il pose ont déjà été explorées : la nature centralisée ou décentralisée du contrôle, le choix des transducteurs, leur nombre et leur place.

2.6.1 Nature du contrôle multivoies

Les avantages d'un contrôle décentralisé, c'est à dire sans connexion entre les différentes unités de contrôle ont été évoqués en introduction. En effet, Elliott [31], Engels [33] et Alujevic [1] ont montré qu'avec des unités duales colocalisées, les performances de l'amortissement actif sont proches d'un système centralisé, mais pour un coût, un poids et un encombrement réduits. Contrairement au cas centralisé, dans le cas distribué, plusieurs contrôleurs sont séparément associés à un sous ensemble d'unités de contrôle du système. Le cas décentralisé en est donc un cas particulier où chaque unité est associée à son propre contrôleur. Une optimisation où chaque contrôleur est conçu en connaissant les effets de tous les autres se distingue alors d'une conception modulaire où chaque contrôleur est conçu indépendamment des autres. Une comparaison de ces différentes approches, selon que l'objectif du contrôle est de minimiser une fonction coût globale ou locale a été réalisée par Frampton [36] et est schématisée sur la Figure 2.12.

Une question pratique qu'il est nécessaire de se poser lors de la mise en place d'un contrôle multivoies concerne la position des différents transducteurs. L'influence du positionnement sur les résultats a été étudiée par Clark [22] et Halim [46] dans le cas colocalisé. Il n'est pas possible de placer de manière optimale un nombre fini d'unités pour contrôler une infinité de fréquences. Le rayonnement total étant directement lié au rayonnement des modes, les actionneurs et les capteurs sont généralement positionnés sur les ventres des modes de la plaque que l'on veut contrôler. Cette solution permet d'obtenir les meilleurs résultats mais suppose une bonne connaissance de la forme des modes [37].

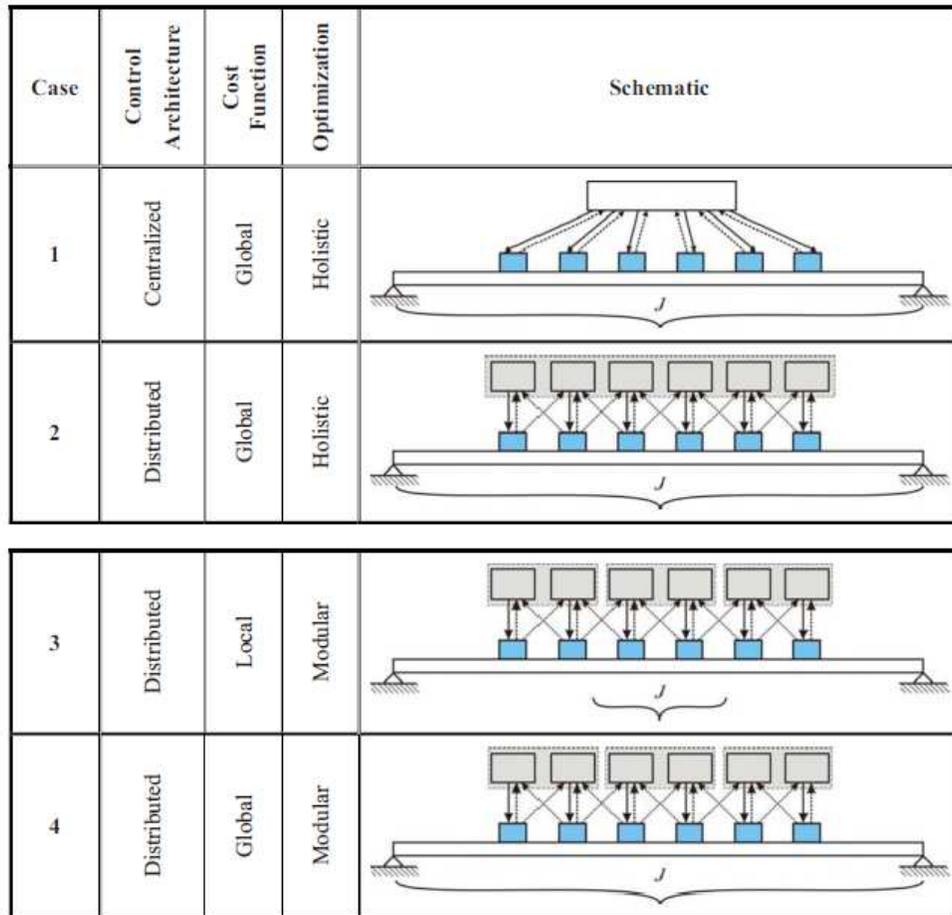


Figure 2.12 Schéma d'un contrôleur à architecture centralisée/distribuée, à optimisation holistique/modulaire pour une fonction de coût globale/locale [36].

Plus la fréquence d'excitation augmente, plus les déformées modales deviennent complexes, dépendantes des conditions limites et donc incertaines. Une autre approche consiste à réaliser le maillage de la structure avec les unités, c'est-à-dire les répartir régulièrement sur la surface mais en utilisant plus de transducteurs que le nombre strictement requis [31][33]. Cette méthode ne suppose pas de connaître a priori le comportement vibratoire de la structure. L'influence de la densité du maillage mis en place a été étudiée par Gardonio [40].

2.6.2 Contrôleur harmonique multivoies

Dans la section 2.5, le choix de considérer un contrôle harmonique et non un contrôle large bande a été justifié dans le but de pouvoir imposer des valeurs d'impédances mécaniques virtuelles plus variées, sans se heurter à la contrainte de causalité. Ainsi, la dernière partie de cet état de l'art est essentiellement consacrée aux différents types de contrôleurs har-

moniques développés dans la littérature. Il existe de nombreuses méthodes pour mettre en place un contrôleur harmonique : le design classique, le loop shaping, le retour d'état augmenté, les méthodes HHC (Higher harmonic control), etc... Sievers en liste un grand nombre et montre leur équivalence en théorie [88]. Mais en pratique, elles présentent chacune leurs avantages et leurs inconvénients en fonction de l'usage que l'on veut en faire. Ainsi, le contrôleur HHC qui revient à la méthode de l'enveloppe complexe [72] a pour premier avantage de présenter une structure relativement simple. La Figure 2.13 présente les schémas blocs d'un tel contrôleur. Afin d'extraire l'enveloppe complexe $Y_i(t)$ du signal réel sinusoïdal $y_i(t)$ mesuré sur l'unité i , un filtrage passe-bande par une démodulation à la fréquence d'étude f_0 est réalisé. La démodulation consiste en la multiplication par une enveloppe complexe puis un filtrage passe-bas de réponse impulsionnelle $f(t)$ et de fréquence de coupure $f_c \ll f_0$:

$$Y_i(t) = 2f(t) * (y_i(t)e^{-j\omega_0 t}) \quad (2.15)$$

où $*$ est l'opérateur de convolution. La modulation consiste à réaliser l'opération inverse afin de générer les signaux de commande $u_i(t) \in \mathbb{R}$ à partir du signal $U_i(t) \in \mathbb{C}$ calculé par le contrôleur :

$$u_i(t) = \Re(U_i(t)e^{j\omega_0 t}) \quad (2.16)$$

En considérant que le filtrage passe-bas permet d'écrire $\mathbf{H}(s + j\omega_0) \approx \mathbf{H}(j\omega_0)$ il est alors possible d'écrire :

$$\mathbf{Y}(t) = \mathbf{H}\mathbf{U}(t) + \mathbf{D} \quad (2.17)$$

avec \mathbf{D} le vecteur des enveloppes complexes des signaux primaires. Les réponses fréquentielles ont été ramenées autour de 0 Hz et sont alors nommées "fonctions de transfert équivalentes basse fréquence". Ce type d'approche se parallélise facilement afin de traiter plusieurs harmoniques simultanément. Enfin, il est également possible de ré-identifier les fonctions de transfert en ligne en ajoutant un algorithme de type RLS (Recursive Least Square) [20] pour rendre le contrôle adaptatif.

Lorsqu'on réalise de l'amortissement actif avec des variables duales, le contrôle revient à imposer la valeur $Z_i^c \in \mathbb{R}^+, \forall i$. La stabilité du système bouclé est assurée et il est donc possible d'utiliser les enveloppes complexes pour imposer directement $U_i(t) = -Z_i^c Y_i(t)$ avec $Z_i^c \in \mathbb{C}$ et $\Re(Z_i^c) > 0 \quad \forall i$ [70]. Cependant, rien ne garantit a priori que les impédances mécaniques virtuelles optimales soient à partie réelle positive. En pratique, un contrôleur itératif est préféré pour implanter l'algorithme. L'idée de base est d'implanter un contrôleur MIMO (Multi Input Multi Output) en s'inspirant du réjecteur harmonique

intégrateur présenté sur la Figure 2.13 (a) et proposé par Micheau [71]. Sur cette figure, le coefficient μ est un réel positif appelé coefficient de convergence et \mathbf{C} est une matrice à valeurs complexes appelée matrice de compensation et qui doit être choisie de manière à assurer la stabilité du système en boucle fermée. Le principe du réjecteur étant d'obtenir un signal nul sur les capteurs, d'après la définition de Z^c donnée à l'Eq. (2.8), le contrôle consiste alors à imposer localement une impédance mécanique virtuelle infinie.

Dans le cas où l'objectif est de réaliser des impédances mécaniques virtuelles finies, alors il est possible de mettre en place une boucle sur la commande \mathbf{U} puisque l'objectif de contrôle ne dépend plus seulement du signal \mathbf{Y} (Figure 2.13 (b)). À l'étape k et en définissant la matrice \mathbf{Z}^c la matrice diagonale des impédances virtuelles imposées sur chaque unité le schéma itératif suivant a été mis en place [81] :

$$\mathbf{U}[k + 1] = \mathbf{U}[k] - \mu \mathbf{C}(\mathbf{U}[k] + \mathbf{Z}^c \mathbf{Y}[k]) \quad (2.18)$$

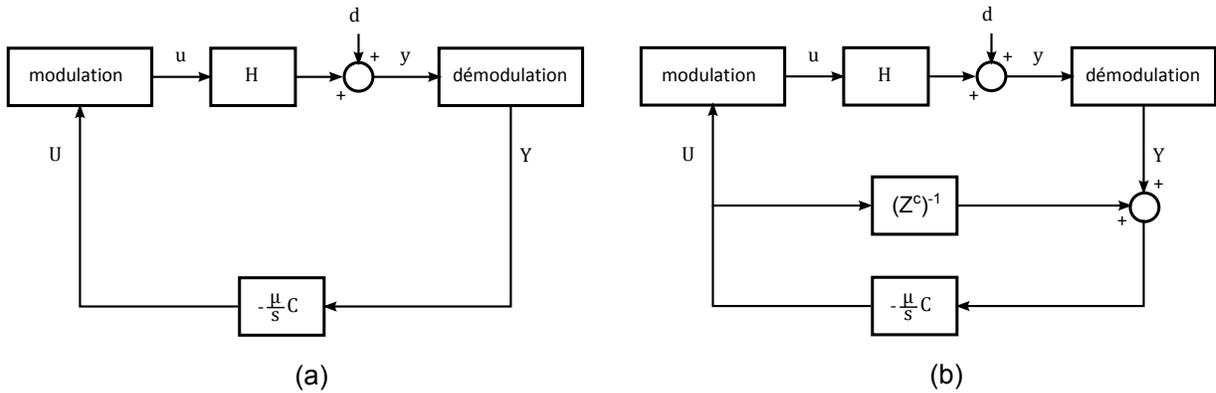


Figure 2.13 Schéma de contrôleurs résonants utilisant la méthode de l'enveloppe complexe [72].

CHAPITRE 3

MODÉLISATION DES MÉCANISMES VIBRO-ACOUSTIQUES

Ce chapitre regroupe les différents modèles vibroacoustiques qui ont été développés dans la littérature et qui ont permis de réaliser les simulations numériques présentées au chapitre 5. Comme il l'a été formulé dans les objectifs, la méthode proposée dans cette thèse doit pouvoir être implantée en pratique sur un panneau aéronautique. Pourtant le but de ce chapitre n'est pas de modéliser précisément la transmission acoustique à travers un panneau multi-couches orthotrope en composite, courbé et composé d'un hublot. Il s'agit plutôt de comprendre les principes et les tendances générales associés à la méthode envisagée. Pour cette raison, les modèles présentés sont associés à des cas académiques relativement simple. Dans une première section, la réponse vibratoire d'une plaque isotrope mince simplement supportée à différents types de perturbations primaires ou d'excitations engendrées par les actionneurs secondaires est considérée. Les réponses des capteurs vibratoires qui composent les unités de contrôle sont également simulées. Dans une seconde section, un modèle de rayonnement acoustique en champ lointain et en champ proche sont décrits. Dans ces deux sections, une attention particulière est portée à la discussion des différentes hypothèses considérées dans les modèles. La Figure 3.1 décrit de manière simplifiée le problème vibroacoustique considéré dans ce chapitre.

3.1 Réponse vibratoire de la structure

Dans la première partie de cette section, le comportement mécanique de la structure à contrôler est décrit. Le système composé de la structure et équipé des unités de contrôle est ensuite considéré. Le couplage entre les actionneurs et la structure et celui entre la structure et les capteurs de chaque unité de contrôles sont développés selon que des unités électrodynamiques ou des unités piézoélectriques sont choisies. À l'issue d'une comparaison, l'utilisation d'actionneurs inertiels dans la suite de l'étude est alors justifiée. Enfin, la réponse du système à différents types de perturbations primaires académiques est calculée.

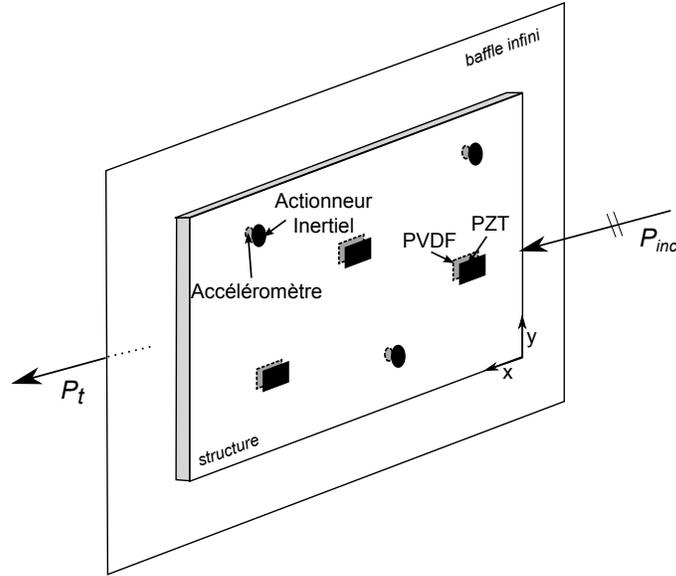


Figure 3.1 Schéma du problème vibroacoustique.

3.1.1 Plaque mince simplement supportée

Soit une plaque mince de dimensions $L_x \times L_y \times h$, de module d'Young E , de coefficient de Poisson ν , de densité ρ et de facteur d'amortissement η , en appui simple et soumise à une force extérieure F^{ext} . Se plaçant sous l'hypothèse de flexion pure, l'extension pure et les couplages flexion/extension extension/flexion sont négligés. Alors, en négligeant la charge fluide, le déplacement transverse $w(x, y, t)$ en tout point de la plaque est solution de l'équation :

$$D\Delta\Delta w(x, y, t) + \mu\ddot{w}(x, y, t) + R\dot{w}(x, y, t) = F^{ext}(x, y, t) \quad (3.1)$$

où Δ est l'opérateur Laplacien, $D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)}$ représente la raideur, M la masse, $\mu = \rho h$ la masse par unité de surface et $R = \frac{\eta}{M}$ l'amortissement visqueux de la plaque. En régime harmonique, à la pulsation ω , la solution est classiquement décomposée sous la forme modale :

$$w(x, y, t) = \exp(i\omega t) \sum_{m=1}^{N_m} \Phi_m(x, y) q_m \quad (3.2)$$

avec N_m l'indice de troncature modale et $\Phi_m(x, y)$ la m -ième déformée modale.

Dans le cas particulier d'une condition limite en appui simple, la déformée modale m

s'exprime :

$$\Phi_m(x, y) = \sin\left(\frac{m_x \pi x}{L_x}\right) \sin\left(\frac{m_y \pi y}{L_y}\right) \quad m = (m_x, m_y) \in \mathbf{N}^{*2} \quad (3.3)$$

En projetant l'Eq. (3.1) sur le mode m , l'amplitude complexe de déplacement q_m s'écrit :

$$q_m = \frac{F_m^{ext}}{\mu L_x L_y (\omega_m^2 - \omega^2 + i\eta\omega)} \quad (3.4)$$

avec

$$\omega_m = \sqrt{\frac{D}{\mu}} \left(\gamma_{m_x}^2 + \gamma_{m_y}^2 \right)$$

$$\gamma_{m_x} = \frac{m_x \pi}{L_x} \quad \text{et} \quad \gamma_{m_y} = \frac{m_y \pi}{L_y},$$

où ω_m est la pulsation propre du mode m et F_m^{ext} la projection des forces externes sur ce mode :

$$F_m^{ext} = \int \int_S F^{ext}(x, y) \phi_m(x, y) dS \quad (3.5)$$

Cette projection peut se simplifier selon le type d'excitation : point de force, excitation acoustique par une onde plane incidente [86] ou un champ diffus [73]. La matrice diagonale et de dimension $N_m \times N_m$ des admittances mécaniques modales \mathbf{M} est définie d'après l'Eq. (3.4) telle que ses termes diagonaux sont :

$$M_{mm} = \frac{j\omega}{\mu L_x L_y (\omega_m^2 - \omega^2 + i\eta\omega)}. \quad (3.6)$$

L'expression matricielle de la mobilité mécanique Y_o de la plaque en un point O se déduit directement des expressions (3.2), (3.5) et (3.6) :

$$Y_o = \Phi(\mathbf{x}_o, \mathbf{y}_o)^H \mathbf{M} \Phi(\mathbf{x}_o, \mathbf{y}_o). \quad (3.7)$$

3.1.2 Transducteurs secondaires

La structure est alors équipée de N_u unités de contrôle, chacune composée d'un actionneur et d'un capteur colocalisé. La structure d'origine est alors modifiée par l'impédance mécanique passive (masse, raideur,...) locale des transducteurs. Ainsi, leur action sur la structure ne peut pas être simplement envisagée comme une force externe (voir Eq. (3.1)). Si cet effet peut être considéré comme négligeable au regard de la taille et la masse des transducteurs piézoélectriques devant les dimensions de la plaque, cette approximation devient moins précise alors qu'on s'intéresse à des actionneurs inertiels plus gros et plus

lourd. En prenant en compte l'impédance mécanique passive des transducteurs, l'Eq. (3.1) sans second membre devrait être modifiée et la base de décomposition modale calculée pour la plaque non instrumentée ne serait plus adaptée au problème. Il est alors possible de définir une nouvelle base de décomposition modale pour le système comprenant la structure et les transducteurs. Ce calcul est proposé en Annexe A en étudiant l'ajout de systèmes masse-ressort localement sur la plaque. Exprimé dans cette nouvelle base, l'effet des actionneurs secondaires peut alors de nouveau être considéré comme une force externe appliqué à la structure. Cependant, ce passage dans une nouvelle base modale complexifie les calculs alors que la base des modes de la structure non-instrumentée, beaucoup plus étudiée dans la littérature, facilite l'interprétation des phénomènes physiques mis en jeu par le contrôle. Ainsi, dans la suite du mémoire, le choix a été fait de conserver la base de décomposition modale d'une plaque mince en appui simple et de ne pas considérer les impédances mécaniques passives locales ajoutées par les transducteurs.

Cette simplification permet d'écrire le vecteur \mathbf{y} des signaux mesurés par les capteurs en fonction du vecteur \mathbf{u} le vecteur des commandes envoyées aux actionneurs comme :

$$\mathbf{y} = \mathbf{H}\mathbf{u} + \mathbf{d}, \quad (3.8)$$

où \mathbf{H} est la matrice des transferts secondaires entre les actionneurs et les capteurs et \mathbf{d} est le vecteur des signaux primaires ($\mathbf{y}|_{\mathbf{u}=\mathbf{0}}$). Il est alors possible de décomposer la matrice des transferts secondaires sur la série des modes structuraux et d'écrire :

$$\mathbf{H} = \mathbf{S}\mathbf{M}\mathbf{A}, \quad (3.9)$$

où \mathbf{M} est explicité à l'Eq. (3.6), avec \mathbf{A} la matrice de dimension $N_m \times N_u$ qui représente le couplage entre les actionneurs et les modes structuraux de la plaque et \mathbf{S} de dimension $N_u \times N_m$ le couplage entre les modes structuraux et les capteurs vibratoires. Leurs expressions dépendent directement de leur technologie et de leur position. De la même manière, la vibration primaire mesurée par les capteurs se décompose sous la forme :

$$\mathbf{d} = \mathbf{S}\mathbf{M}\mathbf{b}, \quad (3.10)$$

avec \mathbf{b} le vecteur de dimension N_m qui représente le couplage entre le champ primaire et les modes structuraux. Avec \mathbf{q} le vecteur des amplitudes modales de déplacement décrit à

l'Eq. (3.4), l'Eq. (3.8) s'écrit sous la forme du système :

$$\mathbf{y} = \mathbf{H}\mathbf{u} + \mathbf{d} \Leftrightarrow \begin{cases} j\omega\mathbf{M}^{-1}\mathbf{q} = \mathbf{A}\mathbf{u} + \mathbf{b} \\ \mathbf{y} = j\omega\mathbf{S}\mathbf{q} \end{cases} \quad (3.11)$$

qui permettra par la suite d'interpréter les effets du champ primaire et du contrôle sur les amplitudes modales. Alors que la suite de cette section est consacrée au calcul des matrices \mathbf{A} et \mathbf{S} , l'expression de \mathbf{b} est détaillée dans la section 3.1.3 pour différents types de perturbations primaires.

Actionneur inertiel/Accéléromètre

Dans un premier temps, une unité composée d'un actionneur inertiel commandé en tension et d'un accéléromètre dont le signal est intégré temporellement est considérée. Le calcul de la fonction de transfert $H_{fu,i}$ entre la commande en tension et la force appliquée à la structure par l'actionneur de l'unité i est détaillé à l'Annexe B. Celle-ci s'exprime :

$$H_{fu,i} = -\frac{j\omega M_a Bl}{Z_a + j\omega M_a (R_a + \frac{K_a}{j\omega}) Y_i} \cdot \frac{1}{Z_{in}}, \quad (3.12)$$

avec $Z_a = j\omega M_a + R_a + \frac{K_a}{j\omega}$ où R_a , M_a , K_a et Bl sont respectivement la résistance mécanique, la masse, la raideur et le facteur de force de l'actionneur inertiel, Y_i est la mobilité mécanique locale de la structure à la position de l'unité i (Eq. (3.7)) et Z_{in} l'impédance électrique du transducteur sur la structure. Sous certaines hypothèses détaillées dans l'Annexe B, la force f appliquée à la structure par l'actionneur peut s'exprimer sous la forme $f = Bli$, justifiant l'intérêt de commander l'actionneur en courant et pas en tension, comme il l'a été considéré dans cette étude. Cependant, la mise en place d'une commande en tension est plus simple et moins dispendieuse qu'une commande en courant. Dans la suite, il sera montré que ce choix n'a aucune influence sur les résultats de la méthode des impédances mécaniques virtuelles optimales.

Ainsi, en considérant ponctuelle la force transversale appliquée par l'actionneur sur la structure, il est possible d'écrire :

$$A_{m,i} = H_{fu,i} \Phi_m(x_{u,i}, y_{u,i}), \quad (3.13)$$

où $(x_{u,i}, y_{u,i})$ sont les coordonnées de la i -ième unité de contrôle.

La masse d'un accéléromètre est négligeable. Dès lors, si le signal de mesure est la tension

mesurée à sa sortie, intégrée temporellement, alors le transfert avec la vitesse transverse locale de la plaque à la position de l'unité i vaut $H_{\dot{w}y,i} = \frac{1}{s_a}$ où s_a est la sensibilité de l'accéléromètre en $V.m^{-1}.s^2$. Il est possible d'écrire :

$$S_{i,m} = [H_{\dot{w}y,i}]^{-1} \Phi_m(x_{u,i}, y_{u,i}). \quad (3.14)$$

PZT/PVDF

L'utilisation de transducteurs piézoélectriques pour composer des unités de contrôle duales a été évoquée dans l'état de l'art. Dans ce cas, il faut considérer les équations de la piézoélectricité afin de calculer les matrices \mathbf{A} et \mathbf{S} . Afin de vérifier que l'extension de la plaque est bien négligeable dans le cas étudié, des résultats obtenus avec la modélisation en flexion pure ont été comparés avec les résultats obtenus en modélisant les effets d'extension. Enfin, les résultats ont également été comparés avec ceux obtenus par une méthode éléments finis prenant en compte les déformations d'extension.

L'approximation que le moment induit par un actionneur de type PZT est partout nul en dehors de la surface couverte par la céramique permet d'écrire ce moment en fonction de la commande en tension u :

$$m_x(x, y) = m_y(x, y) = C_0 \Pi(x, y) \frac{d_{31}u}{h_{pzt}}, \quad (3.15)$$

où h_{pzt} est l'épaisseur du PZT, d_{31} son coefficient de piézoélectricité, C_0 une constante déterminée en fonction des paramètres de l'actionneur et de la structure [6], et avec :

$$\Pi(x, y) = [\mathcal{H}(x - x_{1,i}) - \mathcal{H}(x - x_{2,i})][\mathcal{H}(y - y_{1,i}) - \mathcal{H}(y - y_{2,i})], \quad (3.16)$$

où $x_{1,i}, y_{1,i}, x_{2,i}, y_{2,i}$ sont les extrémités de l'actionneur i et \mathcal{H} la fonction de Heaviside. La force externe imposée à la structure s'exprime alors :

$$F^{ext}(x, y) = \frac{\partial^2 m_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 m_y}{\partial y^2} \quad (3.17)$$

puis après projection sur le mode m suivant l'Eq. (3.5) et en posant $c^A = \frac{C_0 d_{31}}{4\rho h h_{pzt} L_x L_y}$:

$$A_{m,i} = c^A \left(\frac{\gamma_{m_x}^2 + \gamma_{m_y}^2}{\gamma_{m_x} \gamma_{m_y}} \right) \cdot [\cos(\gamma_{m_x} x_{2,i}) - \cos(\gamma_{m_x} x_{1,i})] [\cos(\gamma_{m_y} y_{2,i}) - \cos(\gamma_{m_y} y_{1,i})], \quad (3.18)$$

Le fonctionnement du capteur PVDF est réciproque de celui du PZT et la matrice \mathbf{S} sera directement explicitée à partir de l'expression de \mathbf{A} . Ainsi :

$$S_{i,m} = c^S \left(\frac{\gamma_{m_x}^2 + \gamma_{m_y}^2}{\gamma_{m_x} \gamma_{m_y}} \right) \cdot [\cos(\gamma_{m_x} x_{2,i}) - \cos(\gamma_{m_x} x_{1,i})] [\cos(\gamma_{m_y} y_{2,i}) - \cos(\gamma_{m_y} y_{1,i})], \quad (3.19)$$

avec $c^S = -\frac{e_{31}}{C_{pvd\text{f}}} \frac{h+h_{pvd\text{f}}}{2}$ où $h_{pvd\text{f}}$ est l'épaisseur du PVDF, e_{31} son coefficient de piézoélectricité et $C_{pvd\text{f}}$ sa capacitance.

Comparaison des transducteurs

Dans cette section, les transducteurs électrodynamiques et les transducteurs piézoélectriques sont comparés. Une attention particulière est portée à l'analyse des résultats en vue de l'application finale de la méthode des impédances mécaniques virtuelles optimales au panneau aéronautique.

Les deux technologies les plus utilisées pour réaliser du contrôle actif vibroacoustique ont donc été modélisées. Contrairement à l'actionneur inertiel qui exerce une force transverse sur la structure, l'actionneur piézoélectrique applique des moments de flexion linéïques. Dans les deux cas, en plus de son action globale sur la structure, l'actionneur crée une déformation locale plus ou moins marquée selon sa nature. Le mode d'action de l'actionneur piézoélectrique est à l'origine d'une flexion locale plus importante (Figure 3.2). Alors qu'elle ne participe quasiment pas au rayonnement de la structure, la déformation locale modifie fortement le transfert vibratoire avec le capteur dual colocalisé. Une méthode permettant d'identifier cet effet et de le compenser en assimilant la participation des modes d'ordres élevés à une raideur est présentée en Annexe C. Après cette opération, le signal issu des capteurs est beaucoup plus représentatif du rayonnement et ne dépend quasiment plus ni de la nature ni des dimensions de l'actionneur. Cette compensation est nécessaire lorsqu'est envisagé un contrôle centralisé ou distribué réalisant une estimation du rayonnement acoustique à partir de mesures vibratoires.

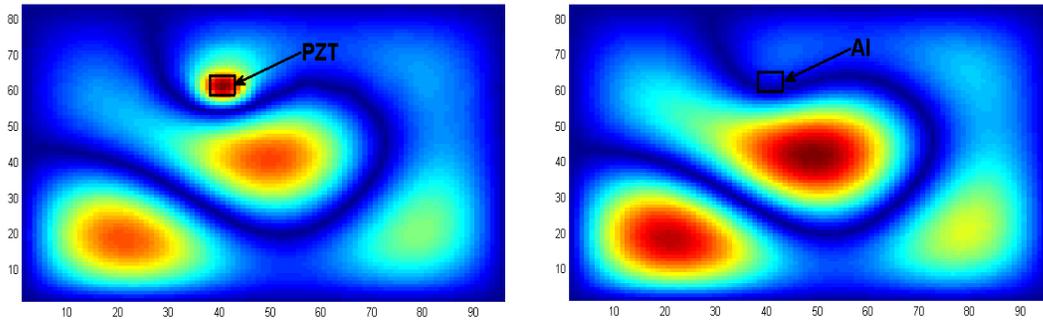


Figure 3.2 Déplacement transverse engendré par une excitation par un actionneur piézoélectrique (gauche) ou inertiel (droite), $f = 400\text{Hz}$, $\eta = 1 \times 10^{-2}$.

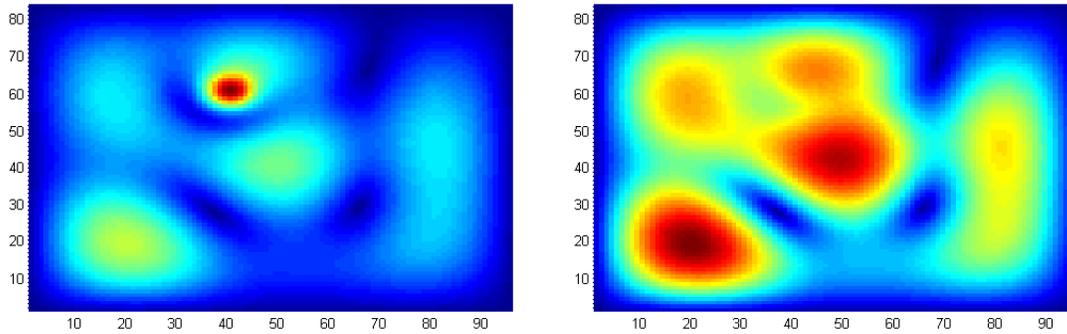


Figure 3.3 Déplacement transverse engendré par une excitation par un actionneur piézoélectrique (gauche) ou inertiel (droite), $f = 400\text{Hz}$, $\eta = 2 \times 10^{-1}$.

Même s'il est possible de compenser l'effet local, cette étude souligne le fait qu'une grande partie de la puissance fournie à l'actionneur piézoélectrique va être utilisée pour générer un effet local important qui n'a que très peu d'influence sur le rayonnement acoustique. Cet effet a toutes les chances d'être accentué en passant de la plaque d'aluminium considérée dans l'étude théorique au panneau aéronautique, beaucoup plus amorti. Pour s'en convaincre, le même calcul que celui qui a servi à tracer la Figure 3.2 a été réalisé en multipliant par vingt l'amortissement de la plaque en appui simple considérée ($\eta = 1 \times 10^{-2} \rightarrow \eta = 2 \times 10^{-1}$). Contrairement à l'actionneur inertiel qui met en mouvement toute la structure, l'influence du PZT se limite quasiment à son voisinage (Figure 3.3).

La capacité du PZT à appliquer un moment à la structure apparaît dans l'Eq. (3.15). En considérant le moment de flexion \mathcal{M} appliqué à la structure dans le cas d'une plaque mince infinie, Delas [27] développe une méthode permettant de régler au mieux l'épaisseur

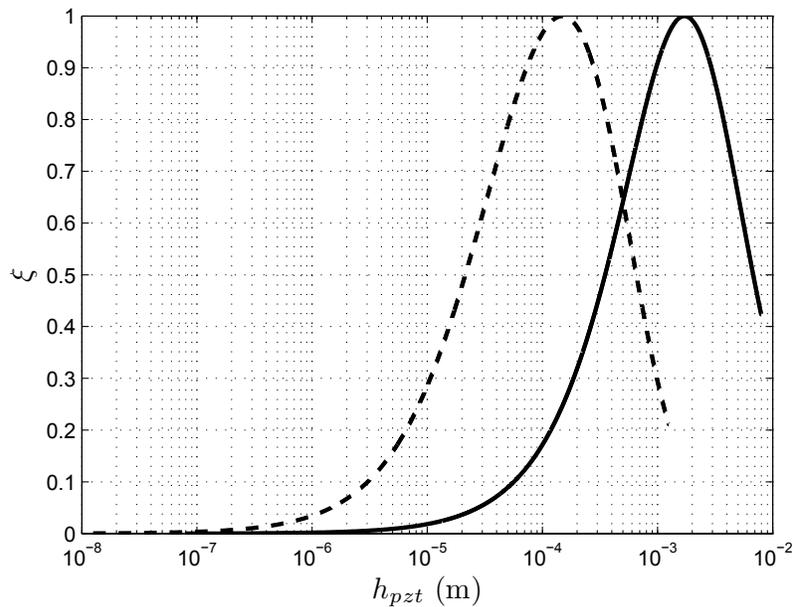


Figure 3.4 Efficacité du couplage entre un actionneur PZT et une plaque mince d'aluminium (plein) ou un panneau aéronautique (tirets) en fonction de l'épaisseur du PZT [27].

h_{pzt} du piézoélectrique par rapport à celle de la structure en fonction du coefficient K :

$$K = \frac{E_a(1 - \nu)}{E(1 - \nu_a)}, \quad (3.20)$$

où E_a et ν_a sont respectivement le module d'Young et le coefficient de Poisson du matériau piézoélectrique. La fonction $\xi(h_{pzt}) = \frac{\mathcal{M}(h_{pzt})}{\max \mathcal{M}(h_{pzt})}$ permet de prévoir que dans le cas d'une plaque mince d'aluminium (Tableau 5.1), l'épaisseur optimale d'un PZT de type 5-H sera autour du millimètre (Figure 3.3) tandis que d'après les données mécaniques disponibles (Tableau 6.1), l'épaisseur optimale pour un PZT du même type, mais dans le cas d'un panneau intérieur aéronautique, sera autour du dixième de millimètre.

La génération d'une déformation globale sur une structure fortement amortie nécessite l'envoi à un actionneur d'une commande très forte dans la mesure où une grande partie sert à générer une déformation locale peu influente sur le rayonnement. Cependant, la tension maximale pouvant être envoyée à un actionneur PZT sans observer de saturation ni risquer de le dépolariser dépend de son épaisseur. Enfin, un bon couplage avec un panneau aéronautique requiert des actionneurs très fins (de l'ordre du dixième de millimètre). Ces modélisations permettent donc de prédire la difficulté qui serait rencontrée en mettant en place la méthode des impédances mécaniques virtuelles optimales sur le

panneau aéronautique à l'aide d'unités piézoélectriques classiques. La conception d'actionneurs piézoélectriques adaptés à cette application n'a pas été abordée au cours de ce travail de doctorat. En revanche, du point de vue d'une application industrielle, l'actionneur inertiel, du fait de sa masse mobile, est plus fragile qu'un actionneur PZT. De plus, aux fréquences considérées, et en commandant l'actionneur en tension, le calcul de la force qu'il transmet réellement à la structure est moins direct (Eq. (3.12)) que pour le PZT (Eq. (3.17)).

En conclusion, il est important de souligner le fait que les différences observées dépendent plus du choix du transducteur que de sa technologie à proprement parler. Le type d'actionneur PZT considéré dans cette étude est beaucoup plus raide que la structure sur laquelle il est fixé et a avec elle un mauvais couplage : son efficacité n'est pas idéale. Cependant, ses modes propres étant ainsi à des fréquences beaucoup plus élevées, sa modélisation est plus simple et son effet passif négligeable. L'actionneur inertiel, en revanche, est bien couplé à la structure. Cependant, sa résonance mécanique est proche de la gamme de fréquences visées par le contrôle. Cet aspect est problématique pour la stabilité de certaines méthodes, le plus souvent mises en place en large-bande. La stabilité du contrôle harmonique considéré dans cette étude n'en dépend pas. Dans la suite de l'étude, les simulations numériques et les expériences seront réalisées en considérant des unités de contrôle constituées d'un actionneur inertiel et d'un accéléromètre.

3.1.3 Perturbation primaire

Cette section présente les modélisations qui sont utilisées dans les simulations numériques afin de représenter les différents mécanismes d'excitation primaire dans le problème considéré. Comme il a été souligné dans l'introduction, la structure qui doit être contrôlée à terme est en réalité un "trim panel", c'est-à-dire le panneau intérieur d'une double paroi aéronautique. Les sources de bruit primaire sont multiples : champ acoustique diffus, champ de pressions turbulentes, onde plane incidente, excitation mécanique de différents types, etc... Leur modélisation et leur reproduction est une problématique à part entière et un sujet d'étude actuel [14][17]. Il est alors aisé de comprendre que l'excitation acoustique transmise au panneau intérieur est encore plus complexe. Dans le cadre de cette étude, seules des excitations primaires académiques seront considérées.

Excitation mécanique

Le cas le plus simple est celui d'une excitation primaire sous la forme d'une force ponc-

tuelle de module F^{pri} . Alors l'expression du couplage entre cette excitation primaire et le m -ième mode structurel s'écrit :

$$\mathbf{b} = F^{pri} \phi_m(x_i, y_i) \quad (3.21)$$

où l'expression des modes ϕ a été développée à l'Eq. (3.3) pour une plaque mince simplement appuyée.

Onde plane incidente

Lorsque l'excitation primaire se fait sous la forme d'une onde plane d'angle d'incidence (θ, ϕ) , comme sur la Figure 3.5, et d'amplitude P_{inc} , le vecteur \mathbf{b} peut alors s'écrire :

$$\mathbf{b} = \frac{8}{2\pi} |P_{inc}| \mathbf{r}(\theta, \phi) \quad (3.22)$$

Avec

$$r_m(\theta, \phi) = I_{m_x} I_{m_y} \quad (3.23)$$

et où

$$I_{m_x} = \frac{-j}{2} \text{sgn}(\sin(\theta) \cos(\phi)) \quad \text{si} \quad \left(\frac{m_x \pi}{k L_x}\right)^2 = (\sin(\theta) \cos(\phi))^2$$

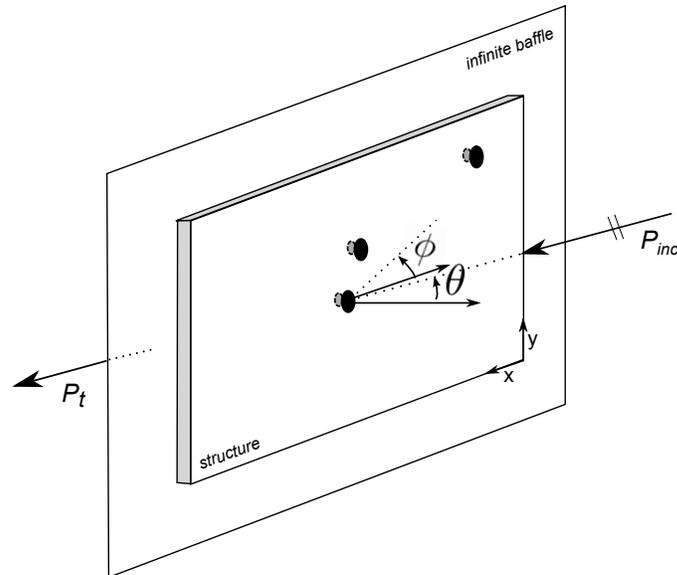
$$I_{m_x} = \frac{m_x \pi [1 - (-1)^{m_x} \exp(-j \sin(\theta) \cos(\phi) k L_x)]}{(m_x \pi)^2 - (\sin(\theta) \cos(\phi) k L_x)^2} \quad \text{sinon}$$

$$I_{m_y} = \frac{-j}{2} \text{sgn}(\sin(\theta) \sin(\phi)) \quad \text{si} \quad \left(\frac{m_y \pi}{k L_y}\right)^2 = (\sin(\theta) \sin(\phi))^2$$

$$I_{m_y} = \frac{m_y \pi [1 - (-1)^{m_y} \exp(-j \sin(\theta) \sin(\phi) k L_y)]}{(m_y \pi)^2 - (\sin(\theta) \sin(\phi) k L_y)^2} \quad \text{sinon,}$$

en définissant $k = \frac{\omega}{c}$ le nombre d'onde acoustique et sgn la fonction signe tq $\forall x \in \mathbb{R}$:

$$\text{sgn}(x) = \begin{cases} 1 & \text{si } x > 0 \\ -1 & \text{si } x < 0 \\ 0 & \text{si } x = 0 \end{cases} \quad (3.24)$$

Figure 3.5 Onde plane d'incidence (θ, ϕ) .

Champ diffus

En pratique, il est rare que l'excitation primaire ne fasse intervenir une onde plane que d'une seule incidence ou que la distribution des ondes incidentes soit connue. Si le champ primaire peut être décomposé en une somme d'ondes planes incidentes provenant de toutes les directions de manière équiprobable et de phases aléatoires alors on parle de champ acoustique diffus [79]. Le problème dans son ensemble fait intervenir la superposition du champ primaire et secondaire et doit donc être résolu entièrement pour chaque tirage aléatoire de relations de phases entre les ondes de différentes incidences. Le champ diffus décrit un ensemble d'excitations. Des résultats généraux sur le champ diffus ne peuvent être obtenus qu'en réalisant une moyenne des différents tirages sur une grandeur quadratique, la condition de champ diffus garantissant la dé-corrélation des tirages [73]. Cela implique que la résolution du problème d'optimisation ne peut pas s'envisager pour un champ diffus moyenné mais qu'elle doit se faire pour un tirage particulier de relations de phases entre les différentes ondes incidentes. Il est en revanche possible de réaliser une moyenne quadratique de la puissance acoustique rayonnée lorsqu'un contrôle par la méthode des impédances mécaniques virtuelles optimales est réalisé et d'estimer l'atténuation moyenne attendue.

3.2 Rayonnement acoustique

La section qui suit propose, après quelques rappels de définitions, le calcul théorique exact de la puissance acoustique rayonnée par une plaque rectangulaire mince en appui

simple, suivant qu'une condition en champ lointain ou en champ proche est considérée. Les problématiques liées à l'estimation du rayonnement à partir de mesures acoustiques locales sont abordées dans le chapitre suivant. L'objectif est donc de présenter ici la théorie qui est utilisée pour réaliser les simulations numériques

3.2.1 Définitions

L'intensité acoustique I en un point est la moitié du produit entre le conjugué de la vitesse acoustique normale et la pression acoustique :

$$I = \frac{1}{2}v^*p = I_a + jI_r \quad (3.25)$$

où I_a et I_r sont des réels appelés respectivement partie active et réactive de l'intensité acoustique. L'intensité acoustique en champ lointain est égale à la composante active de l'intensité [62], la puissance acoustique rayonnée peut donc être calculée en intégrant I_a sur une surface \mathcal{S} hémisphérique :

$$W = \int_{\mathcal{S}} I_a d\mathcal{S} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} I_a r^2 \sin\theta d\theta d\phi \quad (3.26)$$

La pression transmise par la plaque de dimensions $L_x \times L_y$ s'exprime grâce à l'intégrale de Rayleigh en considérant les notations de la Figure 3.6 :

$$p(r, \theta, \phi) = \int_{\xi=0}^{L_x} \int_{\eta=0}^{L_y} \frac{j\rho_0\omega}{2\pi R} \frac{dw(\xi, \eta, t)}{dt} \exp(-j\omega R/c) d\xi d\eta \quad (3.27)$$

où ρ_0 est la densité du fluide, c la vitesse de propagation dans celui-ci, et $R = \sqrt{r^2 - r_s^2}$ est la distance entre le point d'observation et le point de la source élémentaire.

3.2.2 Champ lointain

Si la condition de champ lointain est vérifiée ($1 \ll k|r|$) alors il est également possible de considérer que $\frac{1}{R} = \frac{1}{|r|}$. En réalisant ainsi une approximation champ lointain puis une

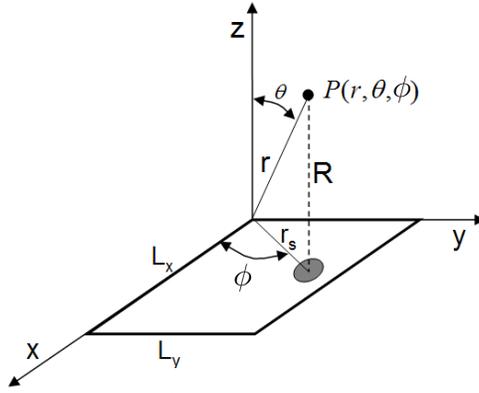


Figure 3.6 Paramètres de calcul pour le rayonnement acoustique [63].

décomposition modale [86], l'Eq. (3.27) s'écrit :

$$p(r, \theta, \phi) = \frac{-\rho\omega^2 L_x L_y}{2\pi r} \exp[-j\omega(t - r/c - \sin\theta(L_x \cos\theta + L_y \sin\phi))] \sum_m q_m I_{m_x} I_{m_y} \quad (3.28)$$

En champ lointain, la relation :

$$v = \frac{p}{\rho_0 c} \quad (3.29)$$

est vérifiée et l'intensité acoustique s'écrit alors d'après les Eqs (3.25) et (3.28) :

$$I = I_a = \frac{|p|^2}{\rho_0 c} = \frac{\rho_0 \omega^4 (L_x L_y)^2}{4\pi^2 r^2 c} \left| \sum_m q_m I_{m_x} I_{m_y} \right|^2 \quad (3.30)$$

D'après les Eqs (3.26) et (3.30) :

$$W = (j\omega \mathbf{q})^H \mathbf{\Omega} (j\omega \mathbf{q}), \quad (3.31)$$

où $(.)^H$ est le hermitien et $\mathbf{\Omega}$ est la matrice de résistance des modes structuraux [23][8] :

$$\mathbf{\Omega} = \frac{\rho_0 \omega^2 (L_x L_y)^2}{4\pi^2 c} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \mathbf{r} \cdot \mathbf{r}^H \sin(\theta) d\theta d\phi \quad (3.32)$$

avec $r_m = I_{m_x} I_{m_y}$ et où

$$I_{m_x} = \frac{-j}{2} \text{sgn}(\sin(\theta) \cos(\phi)) \quad \text{si} \quad \left(\frac{m_x \pi}{k L_x}\right)^2 = (\sin(\theta) \cos(\phi))^2$$

$$I_{m_x} = \frac{m_x \pi [1 - (-1)^{m_x} \exp(-j \sin(\theta) \cos(\phi) k L_x)]}{(m_x \pi)^2 - (\sin(\theta) \cos(\phi) k L_x)^2} \quad \text{sinon}$$

$$I_{m_y} = \frac{-j}{2} \text{sgn}(\sin(\theta) \sin(\phi)) \quad \text{si} \quad \left(\frac{m_y \pi}{k L_y}\right)^2 = (\sin(\theta) \sin(\phi))^2$$

$$I_{m_y} = \frac{m_y \pi [1 - (-1)^{m_y} \exp(-j \sin(\theta) \sin(\phi) k L_y)]}{(m_y \pi)^2 - (\sin(\theta) \sin(\phi) k L_y)^2} \quad \text{sinon,}$$

La matrice de résistance de rayonnement des modes structuraux définit les facteurs de rayonnement de chaque mode ainsi que leurs interactions. Ces termes sont représentés sur la Figure 3.7 dans le cas d'une plaque simplement appuyée. Les termes diagonaux sont les facteurs de rayonnements propres et les termes hors diagonaux définissent les interactions acoustiques entre différents modes. Ces facteurs de rayonnements varient avec la fréquence et dépendent des déformées modales de la structure.

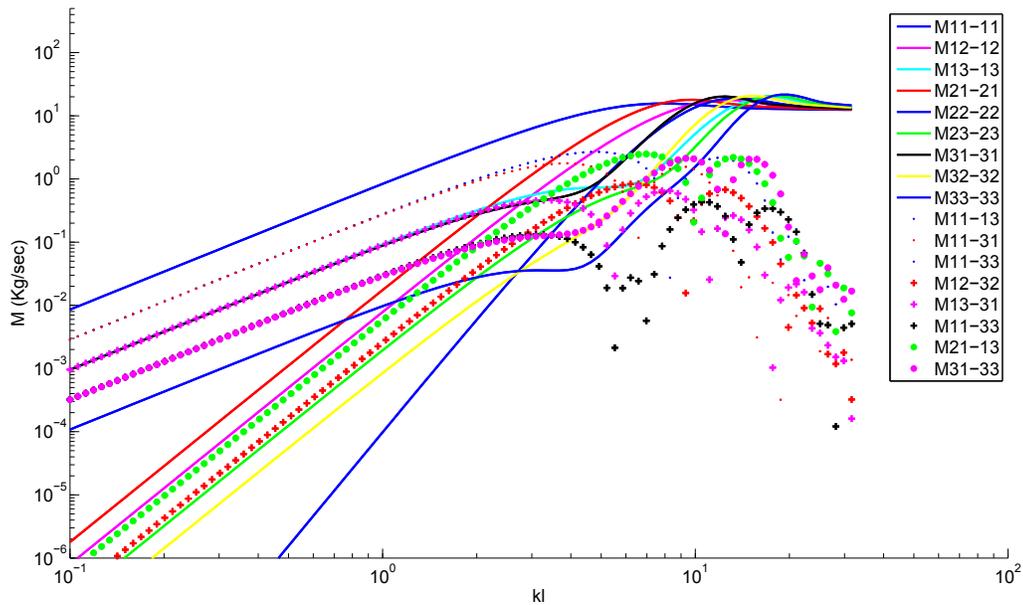


Figure 3.7 Coefficients de la matrice de résistance de rayonnement des modes structuraux d'une plaque en appui simple en fonction de $kl = \frac{\omega L_x}{c}$ [63].

3.2.3 Champ proche

La puissance acoustique rayonnée par une structure plane peut être calculée à partir d'une méthode en champ proche présentée dans. Le rayonnement de la plaque est obtenu à partir d'un ensemble de n sources élémentaires de surface \mathcal{S}_i et rayonnant une puissance acoustique :

$$W_i = \frac{S_i}{2} \Re\{\dot{w}_i^H p_i\} \quad (3.33)$$

avec \dot{w}_i et p_i respectivement la vitesse normale et la pression complexe de l'élément i . En introduisant la matrice d'impédance acoustique \mathbf{Z}_a qui lie les pressions et les vitesses

entre chaque piston élémentaire par la relation $\mathbf{p} = \mathbf{Z}_a \dot{\mathbf{w}}$, la puissance acoustique totale rayonnée par la structure s'écrit :

$$W = \frac{S_i}{2} \Re\{\dot{\mathbf{w}}^H \mathbf{p}\} = \frac{S_i}{2} \Re\{\dot{\mathbf{w}}^H \mathbf{Z}_a \dot{\mathbf{w}}\} = \dot{\mathbf{w}}^H \mathbf{R} \dot{\mathbf{w}} \quad (3.34)$$

avec \mathbf{R} la matrice réelle symétrique et définie positive des résistances de rayonnement des éléments rayonnants. Elle ne dépend que des dimensions de la structure et des caractéristiques du milieu acoustique. En posant r_{ij} la distance entre les éléments rayonnants i et j elle peut s'écrire [41] :

$$R_{ij}(\omega) = \frac{\omega^2 \rho_0 (L_x L_y)^2 \sin kr_{ij}}{4\pi c kr_{ij}} \quad (3.35)$$

Alors, d'après les Eqs (3.31) et (3.34) :

$$W = \dot{\mathbf{w}}^H \mathbf{R} \dot{\mathbf{w}} = (j\omega \mathbf{q})^H \mathbf{\Omega} (j\omega \mathbf{q}) \quad (3.36)$$

et en déduire :

$$\mathbf{\Omega} = \phi^H \mathbf{R} \phi \quad (3.37)$$

Les vecteurs propres de la matrice \mathbf{R} sont communément appelés les modes de rayonnement de la structure.

Même si elles aboutissent au même résultat, chacune des deux méthodes de calcul présentées dans cette section ont leurs avantages et leurs inconvénients. En effet, la méthode à partir d'éléments rayonnant en champ proche permet de raisonner à partir des vitesses vibratoires locales qui sont des grandeurs locales. Cependant, un nombre important de sources vibratoires élémentaires peut être requis pour permettre au calcul de la puissance acoustique de converger. En considérant les déformées modales directement, la méthode en champ lointain nécessite de prendre en compte moins de termes. De plus, même si les modes de structures sont des objets mathématiques, ils peuvent être utiles pour interpréter le sens physique du contrôle. C'est donc le calcul de la puissance acoustique en champ lointain qui sera utilisé afin de produire les résultats numériques présentés dans le chapitre suivant.

CHAPITRE 4

MÉTHODE DES IMPÉDANCES MÉCANIQUES VIRTUELLES OPTIMALES

L'objectif de ce chapitre est de décrire la méthode des impédances mécaniques virtuelles optimales dans ses principes généraux. Ainsi, le problème de contrôle vibroacoustique à résoudre est formulé dans une première section. Il a déjà été évoqué à l'introduction que la méthode envisagée se divise en deux étapes qui sont donc chacune décrites dans une section : la construction et la résolution du problème de minimisation qui permet de déterminer les valeurs des impédances mécaniques virtuelles optimales sont détaillées dans un premier temps. La conception du contrôleur harmonique décentralisé d'impédance mécanique est ensuite présentée. Enfin, une section est consacrée aux problématiques qu'impliquent une telle approche vis-à-vis de la robustesse aux variations du champ primaire.

4.1 Formulation du problème

Soit une structure séparant deux espaces : un espace émetteur et un espace récepteur. Cette structure est excitée par une perturbation primaire qui peut être sous la forme d'une excitation mécanique au niveau de la structure elle-même ou d'une excitation acoustique dans l'espace émetteur. Elle est instrumentée de N_u unités de contrôle, chacune composée d'un actionneur et d'un capteur disposés de part et d'autre de la structure (Figure 4.1). À la pulsation ω , la matrice des fonctions de transfert entre les signaux de commande envoyés aux actionneurs et les signaux mesurés par les capteurs est notée \mathbf{H} . Chaque capteur mesurant la participation de tous les actionneurs à la fois, la matrice \mathbf{H} est pleine. Avec \mathbf{u} le vecteur des commandes envoyées aux actionneurs, alors le vecteur \mathbf{y} des signaux mesurés par les capteurs s'écrit :

$$\mathbf{y} = \mathbf{H}\mathbf{u} + \mathbf{d}, \quad (4.1)$$

où \mathbf{d} est le vecteur des signaux primaires ($\mathbf{y}|_{\mathbf{u}=\mathbf{0}}$). En choisissant des paires de transducteurs duales colocalisées, il a été montré dans la section 2.5 qu'il est possible d'ajouter localement à la structure une impédance mécanique virtuelle. En multivoies, la matrice diagonale

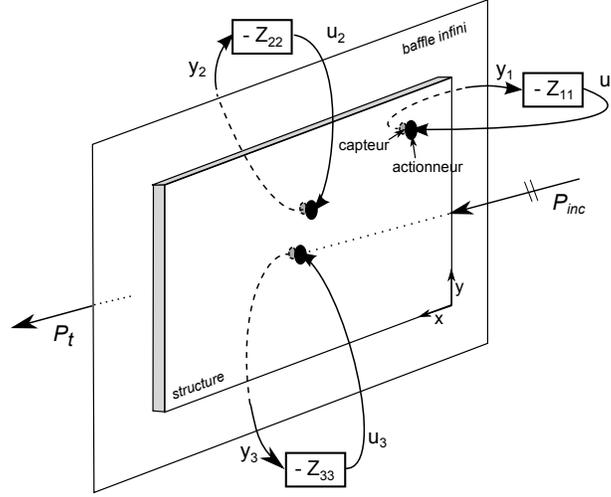


Figure 4.1 Plaque bafflée équipée de 3 unités de contrôle pour le contrôle actif vibroacoustique par la méthode des impédances mécaniques virtuelles.

complexe \mathbf{Z}^c est définie comme la matrice ayant pour termes diagonaux :

$$Z_{ii}^c = -\frac{u_i}{y_i} \quad \forall i \in [1, N_u] \quad (4.2)$$

La question qui se pose est de savoir quelle valeur de la matrice complexe \mathbf{Z}^c correspond à une réduction de la puissance acoustique rayonnée dans l'espace récepteur. Une fois que la valeur de \mathbf{Z}^c est fixée, l'enjeu est de proposer un contrôleur, si possible décentralisé, permettant d'atteindre cette objectif.

Ainsi, la méthode des impédances mécaniques virtuelles optimales est définie par la succession de deux étapes :

1. Une première étape hors ligne durant laquelle sont effectuées toutes les mesures nécessaires au calcul de la valeur de \mathbf{Z}^c qui minimise la puissance acoustique W rayonnée dans le demi espace récepteur. La matrice diagonale \mathbf{Z}^{opt} est définie telle que :

$$\mathbf{Z}^{opt} = \underset{\mathbf{Z}^c}{\text{arg}(\min(W(\mathbf{Z}^c)))} \quad (4.3)$$

2. Une deuxième étape réalisée en ligne pendant laquelle les impédances mécaniques virtuelles optimales sont imposées à l'aide d'un contrôleur décentralisé.

Lors de la première étape, la valeur de \mathbf{Z}^{opt} est calculée pour chaque pulsation ω . La grandeur mécanique \mathbf{Z}_m^{opt} des impédances mécaniques virtuelles optimales s'exprime alors en transposant l'Eq. (2.10) en multivoies :

$$\mathbf{Z}_m^{opt} = \mathbf{H}_{fu} \mathbf{Z}^{opt} [\mathbf{H}_{wy}]^{-1}. \quad (4.4)$$

Les matrices \mathbf{H}_{fu} et \mathbf{H}_{wy} permettant la conversion des grandeurs électriques en grandeurs mécaniques sur chaque unité sont diagonales. Il est important de noter que la méthode proposée consiste en le calcul de \mathbf{Z}^{opt} , puis de son contrôle. Contrairement aux approches classiques large-bande qui visent à imposer de l'amortissement actif par la mise en place d'une boucle rétroactive proportionnelle, le contrôle considéré dans cette étude, et décrit à la section 2.6, permet d'imposer une impédance mécanique virtuelle quelconque et ne nécessite pas la duale colocation des variables. Le fait de contrôler l'actionneur en tension et non pas en courant ne constitue pas un inconvénient particulier. L'opération décrite par l'Eq. (4.4) pour connaître l'impédance mécanique \mathbf{Z}_m^{opt} réalisée lorsque \mathbf{Z}^{opt} est imposé par le contrôle peut être faite en post-traitement.

4.2 Calcul des impédances mécaniques virtuelles optimales

Dans le cadre d'une campagne expérimentale sur une structure académique dont la modélisation est parfaitement maîtrisée, il pourrait être envisageable d'implanter expérimentalement les valeurs des impédances mécaniques virtuelles optimales calculées en théorie à partir d'une modélisation analytique ou par éléments finis. Dans le cas de structures plus complexes, pour lesquelles la modélisation de la transparence acoustique est parfois un sujet de recherche à part entière, ce genre de considération n'est pas envisageable à cause de l'étendue des incertitudes paramétriques ou de modèle. Le calcul du contrôle optimal qui minimise la puissance acoustique rayonnée doit donc être fait à partir de mesures réalisées hors-ligne lors de la première étape. Cette section fait donc le lien entre des considérations numériques et les problématiques liées à la mise en place pratique de ce calcul.

4.2.1 Estimation du rayonnement acoustique

La section précédente fait apparaître la nécessité de connaître la valeur de la puissance acoustique rayonnée (Eq. (4.3)). Dans le chapitre 3, celle-ci est exprimée sur la base des modes structuraux. Plutôt que d'estimer des grandeurs comme la matrice de rayonnement

des modes structuraux ($\mathbf{\Omega}$), le couplage entre les transducteurs et les modes structuraux (\mathbf{A} et \mathbf{S}) ou la mobilité mécanique modale (\mathbf{M}) à partir de mesures, il est plus judicieux d'exprimer le rayonnement acoustique de la structure directement à partir de grandeurs mesurables. Différentes approches sont possibles : le choix réalisé dans cette étude est celui de remonter au rayonnement acoustique à partir de mesures intensimétriques en champ proche. Les avantages et les inconvénients de cette approche par rapport à des mesures de pression acoustique en champ lointain ou des mesures de la vitesse du déplacement transverse de la structure sont discutés.

Même si c'est difficilement le cas dans une cabine d'avion, une condition de rayonnement en champ libre est considérée dans le demi espace récepteur, comme dans le cadre théorique. Le couplage avec les modes de cavité de la cabine est en effet un aspect qui n'est pas abordé dans cette étude.

L'estimation de la puissance acoustique rayonnée par une structure bafflée peut être réalisée à partir de mesures de pression sur une demi-sphère \mathcal{S}^l entourant l'objet rayonnant dans l'espace récepteur. Si la surface \mathcal{S}^l est suffisamment éloigné de la structure vibrante, alors la vitesse acoustique est approchée par sa composante radiale et avec un nombre suffisant de microphones, il est possible d'estimer la puissance acoustique rayonnée :

$$W = \frac{1}{2\rho c} (\mathbf{p}^l)^H (\mathbf{p}^l) \quad (4.5)$$

où \mathbf{p}^l est le vecteur des pressions mesurées sur \mathcal{S}^l en champ lointain.

Dans cette étude, l'estimation du rayonnement acoustique est réalisée à partir de mesures de l'intensité acoustique en champ proche plutôt qu'en champ lointain, principalement pour les raisons suivantes [15] :

- Tout d'abord, il est aisé de comprendre l'intérêt de mesures au voisinage de la structure pour des raisons de facilité de mise en œuvre et d'encombrement.
- Une mesure en champ proche permet également de réduire les effets de non-anéchoïcité du demi espace récepteur sur les résultats. En effet, les mesures sont réalisées loin des parois et sont donc moins sensibles aux réflexions indésirables. Contrairement au calcul en champ lointain, le calcul en champ proche est toujours valable dans la mesure où la partie active de l'intensité acoustique seule est conservée, en prenant sa partie réelle.

- Enfin, le fait de réaliser les mesures proches de la structure vibrante à l'origine du rayonnement garantit un meilleur rapport signal sur bruit.

L'équation (4.5) souligne le fait qu'en champ lointain, une mesure de pression à l'aide d'un microphone suffit à obtenir l'intensité acoustique en un point alors que la valeur de la pression mais également de la composante normale de la vitesse acoustique sont nécessaires en champ proche. De manière générale, cette mesure se fait grâce à une sonde intensimétrique qui peut mesurer ces deux grandeurs (sonde (p,v)), ou une sonde (p,p), représentée sur la Figure 4.2, qui mesure la pression en deux points. La composante normale de la vitesse acoustique est alors exprimée par rapport au gradient de pression qui est approché par différence finie :

$$\begin{cases} p &= \frac{p_1+p_2}{2} \\ v &= -\frac{1}{j\omega\rho_0}\nabla p = -\frac{1}{j\omega\rho_0}\frac{(p_2-p_1)}{\Delta r} \end{cases} \quad (4.6)$$

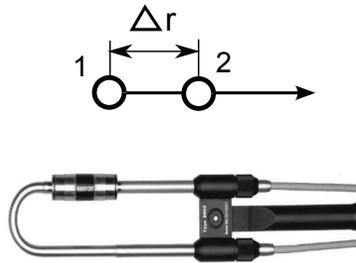


Figure 4.2 Sonde intensimétrique pression-pression

S'il est envisageable de mettre en place une antenne microphonique afin d'estimer la puissance acoustique rayonnée en temps réel à partir de mesures en champ lointain, une approche semblable en champ proche nécessite l'utilisation d'une sonde intensimétrique, plus chère et plus difficile à étalonner. C'est donc la plupart du temps un balayage spatial qui est réalisé rendant alors impossible l'estimation en temps réel de la puissance acoustique rayonnée. Il faut alors choisir la surface et la densité du maillage sur lequel seront effectuées les mesures intensimétriques [42]. Dans le cas d'une plaque finie bafflée, il est possible de réaliser les mesures sur un plan \mathcal{S} en champ proche. Sur la Figure 4.3, il est possible de constater que toute une partie du rayonnement acoustique n'est pas mesurée. Afin de réduire l'erreur d'estimation alors commise, la surface de mesure est choisie plus large que la structure. La puissance acoustique rayonnée est alors approchée par :

$$W \approx \frac{\mathcal{S}}{2N_s} \mathbf{Re}\{\mathbf{v}^H \mathbf{p}\} \quad (4.7)$$

avec \mathbf{p} et \mathbf{v} les vecteur des pressions et des vitesses acoustiques normales des mesures effectuées sur les N_S points de \mathcal{S} . Alors d'après Wu [95], si la distance z_m entre la plaque et la surface de mesure est plus grande que la distance entre les points du balayage, l'estimation de la puissance acoustique rayonnée sera d'autant plus bonne que la densité du maillage sera importante. En pratique, une mesure préliminaire est réalisée en choisissant un maillage très fin. Des calculs sont ensuite faits pour savoir à quel point ce maillage peut être décimé sans faire d'erreur d'estimation de la puissance acoustique. De manière générale, pour un écart inter-position de la sonde de Δx , une fréquence d'étude inférieure à la fréquence f_{max} permet d'éviter un repliement spatial [83] avec :

$$f_{max} = \frac{c}{2\Delta x} \quad (4.8)$$

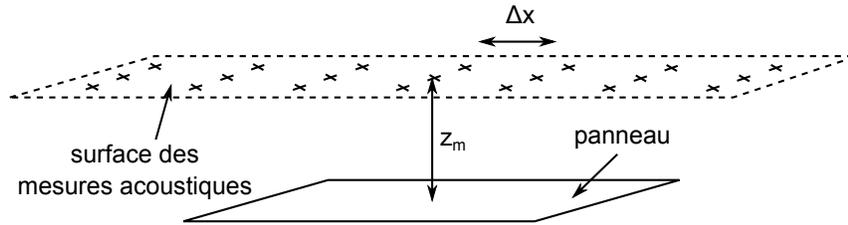


Figure 4.3 Surface de mesure intensimétrique en champ proche pour l'estimation de la puissance acoustique rayonnée par un panneau.

L'estimation de la puissance acoustique rayonnée par une structure à partir de sa vitesse de déformation transverse peut être envisagée d'après l'Eq. (3.34). Il est possible de montrer, à partir de l'Eq. (3.35), que cette formulation garantit la construction d'une forme quadratique en fonction des commandes \mathbf{u} . Dans le cas d'une structure plane, l'utilisation d'un vibromètre laser à effet Doppler et à balayage pourrait s'avérer être une option très pratique et mériterait d'être expérimentée. Lorsque des structures de forme plus complexe sont considérées, la discrétisation de la surface vibrante peut devenir plus compliquée et la mesure rapide de la vitesse transverse de la structure plus délicate.

4.2.2 Résolution du problème d'optimisation

La méthode proposée ici est basée sur la définition puis la résolution d'un problème d'optimisation. La fonction de coût construite est directement liée à la quantité à minimiser, à savoir la puissance acoustique rayonnée. Dans le but d'améliorer le conditionnement du problème et imposer une limite à l'énergie déployée par le contrôle, une pénalisation de

l'effort de contrôle est introduite. Finalement, la fonction de coût J est choisie :

$$J(\mathbf{u}) = W(\mathbf{u}) + \mathbf{u}^H \mathbf{\Gamma} \mathbf{u} \quad (4.9)$$

où la matrice $\mathbf{\Gamma}$ est une matrice symétrique définie positive à choisir en fonction de la contrainte que l'on souhaite appliquer aux actionneurs secondaires [85]. La fonction de coût associée au problème d'optimisation ainsi modifiée, les solutions du nouveau problème d'optimisation ne sont plus optimales vis à vis de la puissance acoustique rayonnée seule : dans la littérature, le terme de solutions sous optimales est parfois utilisé pour désigner cette perte de performance. Selon la surface d'erreur associée à la fonction de coût $J(\mathbf{u})$, il peut cependant être intéressant de considérer une telle pénalisation.

Dans la suite de cette section, le problème de minimisation est résolu sous trois formes différentes. Premièrement, l'expression de la puissance acoustique rayonnée en fonction des amplitudes des vitesses modales, établie au Chapitre 3 est utilisée. Puis, la résolution du problème est détaillée selon que l'estimation de la puissance est réalisée à partir de mesures acoustiques en champ lointain ou en champ proche. Une attention particulière est portée à la comparaison de ces différentes méthodes vis-à-vis du calcul optimal.

À partir des amplitudes des vitesses modales

En utilisant l'expression (3.31) de la puissance acoustique rayonnée en fonction des amplitudes des vitesses modales, il est possible de réécrire l'Eq. (4.9) :

$$J(\mathbf{u}) = (j\omega \mathbf{q})^H \mathbf{\Omega} (j\omega \mathbf{q}) + \mathbf{u}^H \mathbf{\Gamma} \mathbf{u} \quad (4.10)$$

Puis d'après le système (3.11) :

$$J(\mathbf{u}) = [\mathbf{M}(\mathbf{A}\mathbf{u} + \mathbf{b})]^H \mathbf{\Omega} \mathbf{M}(\mathbf{A}\mathbf{u} + \mathbf{b}) + \mathbf{u}^H \mathbf{\Gamma} \mathbf{u} \quad (4.11)$$

$$J(\mathbf{u}) = \mathbf{u}^H (\mathbf{A}^H \mathbf{M}^H \mathbf{\Omega} \mathbf{M} \mathbf{A} + \mathbf{\Gamma}) \mathbf{u} + \mathbf{u}^H \mathbf{A}^H \mathbf{M}^H \mathbf{\Omega} \mathbf{M} \mathbf{b} + \dots \\ \dots + \mathbf{b}^H \mathbf{M}^H \mathbf{\Omega} \mathbf{M} \mathbf{A} \mathbf{u} + \mathbf{b}^H \mathbf{M}^H \mathbf{\Omega} \mathbf{M} \mathbf{b} \quad (4.12)$$

Le terme quadratique en fonction de \mathbf{u} est la matrice $(\mathbf{A}^H \mathbf{M}^H \mathbf{\Omega} \mathbf{M} \mathbf{A} + \mathbf{\Gamma})$ qui est symétrique définie positive car $\mathbf{\Omega}$ l'est également (section 3.2.2). Le problème de minimisation admet un unique extremum local. Le calcul du gradient de J en fonction du vecteur des commandes permet donc de définir le vecteur \mathbf{u}^{opt} des commandes optimales comme l'unique solution de l'équation $\nabla_{\mathbf{u}}(\mathbf{u}^{opt}) = 0$. Cette matrice étant également hermitienne, il est possible de montrer que le calcul du gradient $\nabla_{\mathbf{u}} \mathbf{J}$ par rapport au vecteur complexe

\mathbf{u} se fait comme si la variable était réelle :

$$\nabla_{\mathbf{u}}\mathbf{J} = 2(\mathbf{A}^H\mathbf{M}^H\Omega\mathbf{M}\mathbf{A} + \Gamma)\mathbf{u} + 2\mathbf{A}^H\mathbf{M}^H\Omega\mathbf{M}\mathbf{b} \quad (4.13)$$

et on peut calculer les commandes optimales qui annulent le gradient :

$$\mathbf{u}^{opt} = -(\mathbf{A}^H\mathbf{M}^H\Omega\mathbf{M}\mathbf{A} + \Gamma)^{-1}\mathbf{A}^H\mathbf{M}^H\Omega\mathbf{M}\mathbf{b}, \quad (4.14)$$

À partir des mesures de pression en champ lointain

L'expression (4.5) de la puissance acoustique rayonnée à partir de mesures de pressions acoustique en champ lointain est à présent considérée. Dans une situation de contrôle actif vibroacoustique, le vecteur \mathbf{p}^l se décompose classiquement en la somme d'une participation primaire et secondaire :

$$\mathbf{p}^l = \mathbf{H}_p^l\mathbf{u} + \mathbf{p}_p^l \quad (4.15)$$

où \mathbf{H}_p^l est la matrice des transferts entre les commandes envoyées aux actionneurs secondaires et les pressions mesurées sur la demi-sphère \mathcal{S}^l et \mathbf{p}_p^l est le vecteur des pressions acoustiques primaires mesurées sur \mathcal{S}^l . Alors l'Eq. (4.9) s'écrit :

$$J(\mathbf{u}) = \mathbf{u}^H ((\mathbf{H}_p^l)^H\mathbf{H}_p^l + \Gamma)\mathbf{u} + (\mathbf{p}_p^l)^H\mathbf{H}_p^l\mathbf{u} + \mathbf{u}^H(\mathbf{H}_p^l)^H\mathbf{p}_p^l + (\mathbf{p}_p^l)^H\mathbf{p}_p^l \quad (4.16)$$

L'équation (4.16) fait également apparaître la fonction de coût J comme une fonction quadratique de \mathbf{u} qui admet un unique extremum local dans la mesure où la matrice $(\mathbf{H}_p^l)^H\mathbf{H}_p^l$ est symétrique définie positive. Il est possible d'écrire :

$$\nabla_{\mathbf{u}}J = ((\mathbf{H}_p^l)^H\mathbf{H}_p^l + \Gamma)\mathbf{u} + (\mathbf{H}_p^l)^H\mathbf{p}_p^l \quad (4.17)$$

$$\mathbf{u}^{opt} = -((\mathbf{H}_p^l)^H\mathbf{H}_p^l + \Gamma)^{-1}(\mathbf{H}_p^l)^H\mathbf{p}_p^l \quad (4.18)$$

L'expression du problème de minimisation à partir des mesures de pression en champ lointain permet une interprétation du contrôle optimal. L'atténuation optimale obtenue par le contrôle dépend directement de l'écart entre le champ de pression dû à la perturbation primaire \mathbf{p}_p^l et le champ de pression $\mathbf{H}_p^l\mathbf{u}^{opt}$ généré par les actionneurs inertiels lorsque la commande \mathbf{u}^{opt} leur est envoyée. La multiplication de \mathbf{p}_p^l par la pseudo inverse de \mathbf{H}_p^l , dans l'Eq. (4.18), souligne le fait que l'espace des champs que peuvent générer les sources secondaires est de rang limité alors que \mathbf{p}_p^l ne l'est pas forcément. La première

conclusion est donc que plus grand sera le nombre d'actionneur, meilleure pourra être la reconstruction d'un champ secondaire qui permet de minimiser la puissance acoustique rayonnée. Dans la suite de l'étude, il sera observé que dans certaines situations comme une résonance marquée de la structure, le perturbation primaire et les champs secondaires sont tous projetés sur la déformée du mode structurel correspondant : une atténuation importante de la puissance acoustique rayonnée ne requiert en théorie, dans ce cas, qu'une seule unité.

À partir des mesures d'intensité en champ proche

De la même manière qu'en champ lointain, les vecteurs \mathbf{p} et \mathbf{v} des mesures en champ proche peuvent s'écrire :

$$\begin{cases} \mathbf{p} = \mathbf{H}_p \mathbf{u} + \mathbf{p}_p \\ \mathbf{v} = \mathbf{H}_v \mathbf{u} + \mathbf{v}_p \end{cases} \quad (4.19)$$

où :

- \mathbf{H}_p est la matrice de dimension $N_S \times N_u$ des fonctions de transfert entre les commandes envoyées aux actionneurs et les pressions acoustiques mesurées sur \mathcal{S} .
- \mathbf{H}_v est la matrice de dimension $N_S \times N_u$ des fonctions de transfert entre les commandes envoyées aux actionneurs et les vitesses acoustiques normales mesurées sur \mathcal{S} .
- \mathbf{p}_p est le vecteur de dimension $N_S \times 1$ des pressions acoustiques primaires mesurées sur \mathcal{S} .
- \mathbf{v}_p est le vecteur de dimension $N_S \times 1$ des vitesses acoustiques normales primaires mesurées sur \mathcal{S} .

En remplaçant le système (4.19) dans l'Eq. (4.7), la fonction de coût s'écrit :

$$\begin{aligned} J(\mathbf{u}) &= \frac{\mathcal{S}}{2N_S} \operatorname{Re}\{(\mathbf{H}_v \mathbf{u} + \mathbf{v}_p)^H (\mathbf{H}_p \mathbf{u} + \mathbf{p}_p)\} + \mathbf{u}^H \Gamma \mathbf{u} \\ &= \frac{\mathcal{S}}{2N_S} \operatorname{Re}\{\mathbf{u}^H \mathbf{H}_v^H \mathbf{H}_p \mathbf{u} + \mathbf{u}^H \mathbf{H}_v^H \mathbf{p}_p + \mathbf{v}_p^H \mathbf{H}_p \mathbf{u} + \mathbf{v}_p^H \mathbf{p}_p\} + \mathbf{u}^H \Gamma \mathbf{u} \end{aligned} \quad (4.20)$$

L'expression (4.20) ne permet pas d'affirmer que J est une fonction de coût quadratique par rapport au vecteur des commandes \mathbf{u} . Cependant, les trois équations (4.12), (4.16) et (4.20) sont trois expressions qui représentent la même grandeur. Dans la mesure où l'estimation de la puissance acoustique rayonnée par les mesures intensimétriques est bonne alors la fonction de coût définie en (4.20) admet bien un unique extremum local par rapport

à \mathbf{u} . Comme précédemment, le calcul du gradient le gradient $\nabla_{\mathbf{u}}J$ permet de déduire l'expression des commandes optimales :

$$\nabla_{\mathbf{u}}J = \left[(\mathbf{H}_v^n)^H \mathbf{H}_p^n + (\mathbf{H}_p^n)^H \mathbf{H}_v^n + \frac{2N_S\beta}{\mathcal{S}} \mathbf{I}_{N_u} \right] \mathbf{u} + ((\mathbf{H}_v^n)^H \mathbf{p}_p^{(n)} + (\mathbf{H}_p^n)^H \mathbf{v}_p^{(n)}) \quad (4.21)$$

$$\mathbf{u}^{opt} = - \left[(\mathbf{H}_v^n)^H \mathbf{H}_p^n + (\mathbf{H}_p^n)^H \mathbf{H}_v^n + \frac{2N_S\beta}{\mathcal{S}} \mathbf{I}_{N_u} \right]^{-1} ((\mathbf{H}_v^n)^H \mathbf{p}_p^{(n)} + (\mathbf{H}_p^n)^H \mathbf{v}_p^{(n)}) \quad (4.22)$$

La même interprétation que pour le calcul optimal en champ lointain peut être faite au sujet de l'Eq. (4.22). Cependant, l'intensité en champ proche étant moins simple à exprimer en fonction de \mathbf{u} , l'interprétation du contrôle optimal comme une projection est moins aisée.

Discussion

Le caractère quadratique positif de J par rapport au vecteur des commandes \mathbf{u} est nécessaire à la résolution du problème de minimisation. Il est important de souligner que la grandeur calculée à l'Eq. (4.16) est quadratique positive par définition alors que celle calculée à l'Eq. (4.20) n'est quadratique positive que dans la mesure où elle approche une grandeur quadratique positive. La puissance exacte est forcément positive alors que l'intensité active locale est une grandeur signée qui peut donc être négative. Dans la situation où une erreur d'estimation de la puissance est faite, par exemple si un maillage trop peu dense est considéré, rien ne garantit donc que la fonction de coût est alors quadratique positive. Par exemple, dans le cas extrême où l'intensité n'est mesurée qu'en un seul point, le contrôle optimal tendra à la rendre fortement négative, ce qui ne garantit pas une réduction de la puissance. Berry *et al* [15] se sont intéressés à cette problématique et montrent que dans pour un maillage de mesures trop peu dense, l'utilisation en champ proche de l'Eq. (4.16), même inexacte, pour estimer la puissance acoustique rayonnée, permet d'obtenir une meilleure atténuation qu'en construisant une fonction de coût non quadratique positive à l'aide de l'Eq. (4.20). Il pourrait être intéressant d'observer les résultats obtenus en ajoutant à cette étude l'effet de la pénalisation de l'effort de contrôle.

Expression de la matrice des impédances mécaniques virtuelles optimales

Chaque terme de la matrice diagonale \mathbf{Z}^{opt} des impédances virtuelles optimales est défini à partir des commandes optimales exprimées à l'une des trois équations (4.14), (4.18) ou

(4.22), et vaut alors :

$$Z_{ii}^{opt} = -\frac{u_i^{opt}}{y_i^{opt}} \quad \text{où} \quad \mathbf{y}^{opt} = \mathbf{H}\mathbf{u}^{opt} + \mathbf{d} \quad (4.23)$$

Cette expression terme à terme de \mathbf{Z}^{opt} suffit la plupart du temps. Cependant, pour certains développements, il est nécessaire de l'exprimer explicitement de manière matricielle. En définissant \mathbf{e}_i le vecteur de taille $(N_u \times 1)$ composé d'un 1 en i -ème position et de zéros ailleurs et \mathbf{E}_i la matrice de taille $(N_u \times N_u)$ composé d'un 1 en (i,i) -ème position et de zéros ailleurs il est possible d'écrire la forme matricielle de l'Eq. (4.23) :

$$\mathbf{Z}^{opt} = \begin{pmatrix} \frac{u_1}{y_1} & 0 & 0 \\ 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & \frac{u_{N_u}}{y_{N_u}} \end{pmatrix} \quad (4.24)$$

$$= \left(\sum_{i=1}^{N_u} \mathbf{e}_i \mathbf{u}^{opt} \mathbf{E}_i \right) \left(\sum_{i=1}^{N_u} \mathbf{e}_i \mathbf{y}^{opt} \mathbf{E}_i \right)^{-1}, \quad (4.25)$$

d'où on peut écrire l'expression matricielle des impédances mécaniques virtuelles optimales :

$$\mathbf{Z}_m^{opt} = \mathbf{H}_{fu} \left(\sum_{i=1}^{N_u} \mathbf{e}_i \mathbf{u}^{opt} \mathbf{E}_i \right) \left(\sum_{i=1}^{N_u} \mathbf{e}_i \mathbf{y}^{opt} \mathbf{E}_i \right)^{-1} [\mathbf{H}_{wy}]^{-1}. \quad (4.26)$$

Même si ces expressions matricielles sont nécessaires pour certains développements, leur complexité justifie le fait que dans la plupart des cas, l'expression sur chaque unité i est préférée.

4.3 Conception du contrôleur harmonique

Après avoir décrit le contrôleur harmonique permettant d'imposer les impédances mécaniques virtuelles optimales et exprimé les conditions de stabilité, une méthode est proposée afin de calculer une matrice de compensation permettant la réalisation d'un contrôle décentralisé. Le compensateur équivalent est ensuite exprimé.

4.3.1 Description

Dans le but de minimiser la distance $|\mathbf{U}(t) - (-\mathbf{Z}^{opt}\mathbf{Y}(t))|$, le contrôleur harmonique représenté sur la Figure 4.4 est considéré. Dans le domaine temporel, il correspond à

l'équation sur les enveloppes complexes :

$$\frac{d\mathbf{U}(t)}{dt} = -\mu\mathbf{C}(\mathbf{U}(t) + \mathbf{Z}^{opt}\mathbf{Y}(t)) \quad (4.27)$$

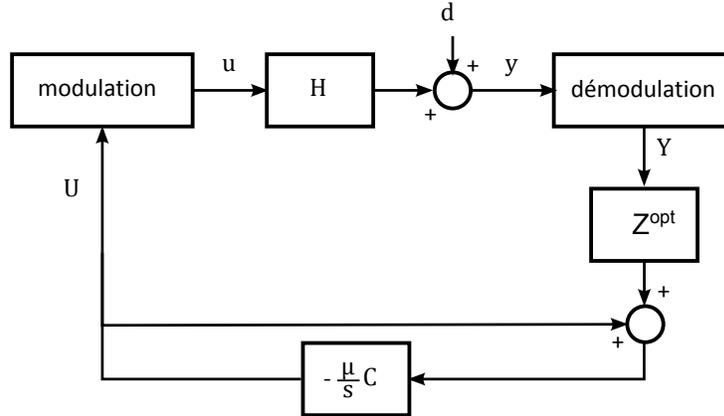


Figure 4.4 Schéma du contrôleur résonant utilisé pour imposer l'impédance virtuelle optimale.

4.3.2 Condition de stabilité

La matrice de compensation \mathbf{C} doit être choisie pour garantir la stabilité du système en boucle fermée. Pour cela, les N **valeurs propres complexes** λ_i **du système en boucle fermée** $\mu\mathbf{C}(\mathbf{I}_{N_u} + \mathbf{Z}^{opt}\mathbf{H})$ doivent être telles que $\Re(\lambda_i) > 0 \forall i$. Cette condition est valable dans la mesure où l'hypothèse est faite que le système a une réponse parfaitement linéaire et que la perturbation est stationnaire à la pulsation ω . Cela implique que les opérations de démodulation et de modulation extraient et génèrent les signaux de manière idéale. Or le bloc de démodulation faisant intervenir un filtre passe-bas, il induit nécessairement un retard. Dans le but d'augmenter la précision du critère de stabilité, il est possible de tenir compte des réponses impulsionnelles des filtres utilisés lors de la modulation et la démodulation [6].

Les deux caractéristiques principales d'une convergence sont sa vitesse, c'est-à-dire en combien de temps la consigne est atteinte, et son amortissement qui est lié à la présence et l'amplitude de dépassements éventuels par rapport à la consigne. Ces deux caractéristiques peuvent s'exprimer en fonction des valeurs propres λ_i . Ainsi, l'objectif en terme de vitesse est fixé en choisissant un réel positif ζ et en terme d'amortissement en posant un angle

γ . Les positions désirées des valeurs propres après compensation par la matrice \mathbf{C} sont schématisées sur la Figure 4.5 et garantissent :

1. un taux de convergence acceptable : $\Re(\lambda_i) > \zeta > 0$.
2. un amortissement acceptable : $|\angle \lambda_i| \leq \gamma$.

L'équation (4.27) montre que \mathbf{Z}^{opt} étant diagonale, l'algorithme sera centralisé si \mathbf{C} est pleine et décentralisé si \mathbf{C} est diagonale.

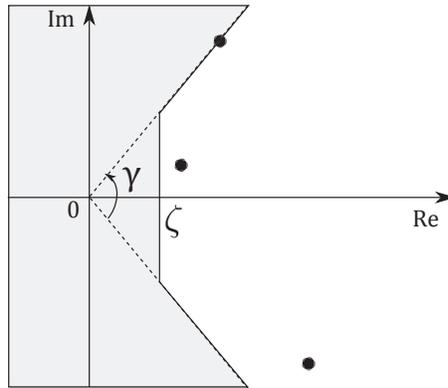


Figure 4.5 Objectifs du placement des valeurs propres dans le plan complexe.

4.3.3 Choix de la matrice de compensation

Pour un algorithme centralisé, il est possible d'utiliser la technique du placement de pôles. Le choix le plus classique est de prendre :

$$\mathbf{C} = (\mathbf{I}_{N_u} + \mathbf{Z}^{opt} \mathbf{H})^{-1}, \quad (4.28)$$

ce qui garantit $\lambda_i = 1 \quad \forall i$. Même si la matrice \mathbf{Z}^{opt} imposée est diagonale, la matrice \mathbf{C} est pleine et l'algorithme de convergence est centralisé.

Le paragraphe suivant présente une méthode permettant de calculer une matrice de compensation diagonale pour l'implantation d'un contrôle décentralisé. La matrice \mathbf{C} ainsi générée doit être telle que les valeurs propres λ_i du système en boucle ouverte $\mathbf{C}(\mathbf{I}_{N_u} + \mathbf{Z}^{opt} \mathbf{H})$ vérifient la condition de stabilité mais aussi les critères d'amortissement et de vitesse de la convergence décrits plus haut. La matrice de compensation \mathbf{C} est donc contrainte à être une matrice diagonale complexe : $\mathbf{C} = \text{diag}(c_1, \dots, c_N) \in \mathbb{C}^{N \times N}$ [56]. Les N valeurs propres λ_i ne s'expriment pas facilement analytiquement en fonction des coefficients c_i . Dans ce cas, une méthode est proposée pour choisir les valeurs complexes de \mathbf{C} (voir Figure 4.6) :

1. Un échantillonnage des vecteurs $[-1, 1]$ et $[-j, j]$ est réalisé avec un pas de $\frac{2}{n^c}$. Les valeurs de λ_i sont ensuite calculées pour chacune des $(n^c)^{2N}$ matrices \mathbf{C} dont les éléments sont tels que $c_i \in [-1, 1] \times [-j, j]$.
2. Parmi toutes les matrices calculées à l'étape 1, seules celles qui vérifient la condition $\forall i, |\lambda_i| > \zeta$ sont conservées.
3. Dans l'ensemble construit à l'étape 2, on sélectionne la matrice \mathbf{C}_0 telle que l'angle maximal entre les valeurs propres λ_i soit le plus petit possible. En posant :

$$\tilde{\gamma} = |\max \angle \lambda_i - \min \angle \lambda_i|, \quad (4.29)$$

alors :

$$\mathbf{C}_0 = \arg \min_{\mathbf{C}} \tilde{\gamma} \quad (4.30)$$

4. Une rotation d'angle $\psi = -\min \angle \lambda_i + \frac{\tilde{\gamma}}{2}$ est enfin appliquée afin de recentrer les valeurs propres autour de l'axe des réels. La matrice de compensation finalement construite à l'issue de cette méthode s'écrit donc :

$$\mathbf{C} = \exp(j\psi)\mathbf{C}_0 \quad (4.31)$$

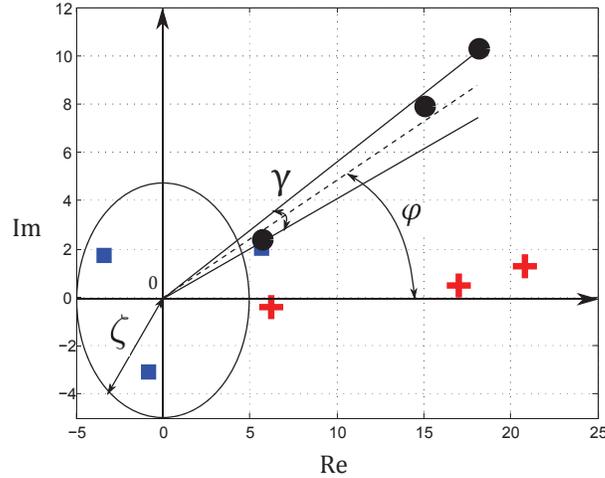


Figure 4.6 Illustration de la méthode de placement des valeurs propres pour le contrôle décentralisé (\square : valeurs propres de $(\mathbf{I}_{Nu} + \mathbf{Z}^{opt}\mathbf{H})$, \bullet : valeurs propres λ_i à l'étape 3, $+$: valeurs propres λ_i à l'étape 4).

Alors, si $\gamma > \tilde{\gamma}$, la matrice de compensation ainsi construite permet de respecter les objectifs de convergence. Il est important de noter que la méthode de recherche de la matrice de compensation proposée dans cette section n'est pas optimale et a simplement été élaborée

de manière pratique afin de respecter les spécifications exprimées en terme d'amortissement et de vitesse de convergence. Lorsqu'un système comprenant de nombreuses voies est considéré, le nombre de matrices \mathbf{C} à calculer et à tester augmente rapidement et peut contraindre l'utilisateur à augmenter le pas en diminuant n^c . Enfin, la vitesse de la convergence est en pratique plutôt liée à une problématique de dynamiques différentes de vitesses de convergence selon les voies qu'à la vitesse de convergence de la voie la plus lente. En effet, si aucune des voies ne converge rapidement, un choix de coefficient μ plus grand permet d'accélérer la convergence de toutes les voies de la même manière, ce qui est moins judicieux quand une voie converge lentement et une autre rapidement. Ce genre de considération pourrait être pris en compte afin d'améliorer l'algorithme présenté dans cette section.

4.3.4 Compensateur équivalent

L'expression (4.27), en considérant un algorithme décentralisé, permet de considérer le contrôle unité par unité et d'écrire pour l'unité i , l'équation dans le domaine de Laplace :

$$sU_i = -\mu C_{ii}(U_i + Z_{ii}^{opt}Y_i), \quad (4.32)$$

ce qui équivaut à écrire :

$$\frac{U_i}{Y_i} = -\frac{\mu C_{ii} Z_{ii}^{opt}}{\mu C_{ii} + s} \quad (4.33)$$

En ajoutant l'opération de modulation et de démodulation à la pulsation ω_0 , il est possible d'écrire le compensateur équivalent $z_{ii}(s)$ au contrôleur considéré :

$$z_{ii}(s) = \frac{u_i(s)}{y_i(s)} = -\frac{\mu C_{ii} Z_{ii}^{opt} f(s - j\omega_0)}{s + \mu C_{ii} - j\omega_0} - \frac{\mu C_{ii}^* (Z_{ii}^{opt})^* f(s + j\omega_0)}{s + \mu C_{ii}^* + j\omega_0}, \quad (4.34)$$

où f est un filtre passe-bas. Alors, d'après l'Eq. (4.34), $z_{ii}(j\omega_0) = -Z_{ii}^{opt}$. Le compensateur réalisé a deux pôles qui sont localisés en $\omega_0 + \mu \Im\{C_{ii}\}$ et $-\omega_0 - \mu \Im\{C_{ii}\}$. Ils sont représentés sur la Figure 4.7 (gauche). Il est possible de remarquer que le réjecteur harmonique correspond au cas où les deux pôles sont sur l'axe imaginaire. Lorsque la partie réelle de C_{ii} est positive, alors le compensateur mis en place est équivalent à un résonateur amorti, stable, classiquement utilisé pour réaliser de l'amortissement actif. Cependant, rien ne permet d'affirmer que la partie réelle de C_{ii} sera toujours réelle positive : pour certaines valeurs de transferts vibratoires ou d'impédances mécaniques virtuelles, l'algorithme présenté à la section précédente peut aboutir à une matrice diagonale \mathbf{C} dont certains éléments sont à partie réelle négative. Sur les unités correspondantes, cela correspond à l'implantation

d'un compensateur instable, plus rare dans la littérature.

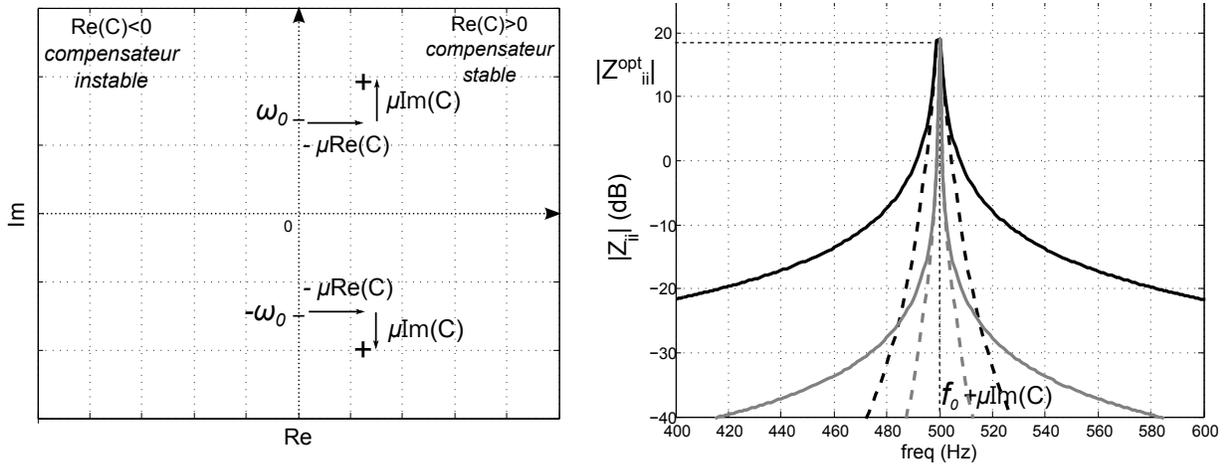


Figure 4.7 Exemple de position des pôles du compensateur équivalent (gauche) et exemple de réponse fréquentielle avec (pointillés) et sans (traits pleins) prise en compte du filtrage passe-bas pour un gain de boucle élevé (noir) ou faible (gris).

Dans la section précédente, l'hypothèse que les opérations de modulation et de démodulation sont parfaites a été réalisée. L'expression de z_{ii} à l'Eq. (4.34) permet de comprendre dans quelle mesure cette approximation est juste (Figure 4.7 droite). Si le gain de boucle μ est choisi relativement faible, le compensateur agit sur une bande fréquentielle très fine et n'est presque pas affecté par l'effet du filtrage passe-bas, ce qui n'est pas forcément garanti pour une valeur de gain de boucle plus élevée. Il est important de noter que le même type de raisonnement peut être fait sur le contrôle centralisé en considérant la décomposition en valeurs propres de la matrice de compensation.

4.4 Robustesse en performance de la méthode aux variations du champ primaire

Il est primordial de comprendre que la plupart des transferts qui sont identifiés à l'étape 1 ne peuvent plus l'être à l'étape 2. Ainsi, toutes les mesures permettant de reconstruire le rayonnement acoustique ne sont plus envisageables et le système n'est plus informé ni de l'effet du champ primaire, ni de l'effet du contrôle sur le rayonnement. La seule information qui peut être ré-identifiée en ligne est le transfert entre un actionneur et son capteur colocalisé, à savoir les termes diagonaux de \mathbf{H} ainsi que le vecteur \mathbf{d} . Le

calcul optimal se faisant à l'Étape 1 pour un champ primaire donné, il est indispensable de consacrer une partie de l'étude qui suit aux conséquences d'une variation du champ primaire entre l'étape d'identification et le contrôle en-ligne de \mathbf{Z}^{opt} sur les performances de la méthode des impédances mécaniques virtuelles optimales. Un intérêt particulier est porté à la robustesse de la méthode à de telles incertitudes vis-à-vis du nombre de degrés de liberté du système et suivant que la fréquence considérée dans l'étude est au voisinage ou non d'une résonance de la structure. Dans les discussions menées au sein de cette section, la notion de robustesse en performance est uniquement liée à la capacité de la méthode à garantir une réduction de la puissance acoustique rayonnée par la plaque (atténuation positive) malgré les variations du champ primaire.

4.4.1 Problématique de la robustesse en performance

Le calcul des commandes optimales puis des impédances mécaniques virtuelles optimales est réalisé à l'issue de l'Étape 1 pour une perturbation primaire donnée. Plus précisément, l'Eq.(4.14) montre que cette dépendance ne s'exprime que par l'intermédiaire du vecteur \mathbf{b} qui, pour rappel, modélise le couplage entre le champ primaire et les modes structuraux. Dans la suite de cette partie, la distinction sera faite entre \mathbf{b}_1 l'état du vecteur \mathbf{b} à l'Étape 1 et \mathbf{b}_2 son état à l'Étape 2. Dans le cas d'un contrôle optimal en boucle ouverte, la commande optimale $\mathbf{u}^{opt}(\mathbf{b}_1)$ calculée à l'issue de l'Étape 1 est directement envoyée aux actionneur lors de l'Étape 2 :

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}^{opt}(\mathbf{b}_1) \quad (4.35)$$

Les commandes ne dépendant pas de \mathbf{b}_2 , la robustesse du contrôle est directement liée à la différence entre \mathbf{b}_1 et \mathbf{b}_2 . C'est la raison pour laquelle ce type de contrôle optimal en boucle ouverte n'est pas envisageable en pratique [37]. En revanche, lorsque la méthode des impédances mécaniques virtuelles optimales est appliquée, il s'agit de la mise en œuvre d'une rétroaction qui permet une régulation de la commande : les commandes envoyées aux actionneurs à l'Étape 2 s'écrivent alors d'après le système (3.11) :

$$\begin{aligned} \mathbf{u} &= -\mathbf{Z}^{opt}(\mathbf{b}_1)\mathbf{y} \\ &= -\mathbf{Z}^{opt}(\mathbf{b}_1)(\mathbf{H}\mathbf{u} + \mathbf{d}) \\ &= -\mathbf{Z}^{opt}(\mathbf{b}_1)(\mathbf{SMA}\mathbf{u} + \mathbf{SM}\mathbf{b}_2) \\ &= -(\mathbf{I}_d + \mathbf{Z}^{opt}(\mathbf{b}_1)\mathbf{SMA})^{-1} \mathbf{Z}^{opt}(\mathbf{b}_1)\mathbf{SM}\mathbf{b}_2 \end{aligned} \quad (4.36)$$

L'équation (4.36) fait apparaître la dépendance de \mathbf{u} par rapport à \mathbf{b}_1 (par l'intermédiaire de \mathbf{Z}^{opt}) mais également par rapport à \mathbf{b}_2 . Cependant, le fait que la commande envoyée

à l'Étape 2 dépende de l'état de la perturbation primaire à l'Étape 2 ne garantit en aucun cas que la puissance acoustique rayonnée sera bien réduite et que le contrôle sera donc robuste. Des développements à partir de l'Éq. (4.36) afin d'en déduire l'expression analytique d'une condition sur la variation entre \mathbf{b}_1 et \mathbf{b}_2 qui garantisse une atténuation de la puissance acoustique sont loin d'être triviaux dans la mesure où il faut intervenir l'expression matricielle explicite de \mathbf{Z}^{opt} (Eq. (4.25)). Cependant, dans des cas particuliers, certaines simplifications sont possibles.

4.4.2 Lien avec le nombre de degrés de liberté du système

Dans un premier temps, le cas où il existe une constante α telle que :

$$\mathbf{b}_2 = \alpha \mathbf{b}_1, \quad \alpha \in \mathbb{C} \quad (4.37)$$

est étudié. Alors d'après l'Éq.(4.33) : $\mathbf{u}^{opt}(\mathbf{b}_2) = \alpha \mathbf{u}^{opt}(\mathbf{b}_1)$ et d'après le système (3.11) $\mathbf{y}^{opt}(\mathbf{b}_2) = \alpha \mathbf{y}^{opt}(\mathbf{b}_1)$. D'après la définition (4.23), $\forall i \in [1, N_u]$:

$$Z_{ii}^{opt}(\mathbf{b}_2) = \frac{u_i^{opt}(\mathbf{b}_2)}{y_i^{opt}(\mathbf{b}_2)} = \frac{\alpha u_i^{opt}(\mathbf{b}_1)}{\alpha y_i^{opt}(\mathbf{b}_1)} = Z_{ii}^{opt}(\mathbf{b}_1) \quad (4.38)$$

Ainsi, dans le cas où la variation de la perturbation primaire affecte tous les modes structuraux de la même manière, les impédances mécaniques virtuelles optimales à l'Étape 1 restent optimales à l'Étape 2.

Le voisinage d'une résonance constitue également un cas particulier dans l'étude de la robustesse par rapport aux variations de la perturbation primaire. Si la fréquence d'étude est proche de la résonance du p -ième mode structurel, alors le terme (p, p) de la matrice diagonale \mathbf{M} sera prépondérant devant tous les autres. sauf cas particulier où le couplage entre le champ primaire et ce mode serait très mauvais ($(\mathbf{b}_1)_p$ ou $(\mathbf{b}_2)_p$ très faible), la p -ième composante du vecteur $\mathbf{M}\mathbf{b}$ sera également prépondérante devant les autres. Dans un tel cas, il est alors possible de trouver un scalaire $\alpha \in \mathbb{C}$ tel que :

$$\mathbf{M}\mathbf{b}_2 \approx \alpha \mathbf{M}\mathbf{b}_1, \quad \alpha \in \mathbb{C} \quad (4.39)$$

Le vecteur $\mathbf{M}\mathbf{b}$ apparaît directement dans le calcul de \mathbf{u}^{opt} (Eq. 4.36) et cette situation se rapproche de celle décrite au paragraphe précédent. De la même manière il est possible

d'écrire d'après l'Eq. (4.33) :

$$\mathbf{u}^{opt}(\mathbf{b}_2) \approx \alpha \mathbf{u}^{opt}(\mathbf{b}_1) \quad \Leftrightarrow \quad \mathbf{Z}^{opt}(\mathbf{b}_2) \approx \mathbf{Z}^{opt}(\mathbf{b}_1) \quad (4.40)$$

Dans ce cas également, les impédances mécaniques virtuelles optimales à l'Étape 1 le restent à l'Étape 2. Le point commun à ces deux situations particulières est qu'à chaque fois, la variation de la perturbation primaire se projette sur un seul degré de liberté du problème. Le fait que la matrice diagonale \mathbf{Z}^{opt} soit définie comme un rapport, à savoir celui entre les commandes envoyées aux actionneurs et les signaux mesurés par les capteurs permet d'expliquer fait que la méthode soit robuste à un degré de liberté supplémentaire qu'en imposant les commandes optimales en boucle ouverte.

4.5 Conclusions

À ce point de l'étude, il est important de faire un bilan des possibilités offertes par la méthode en deux étapes proposée au cours de ce doctorat, mais également de ses limites, afin de justifier les aspects qui seront préférablement étudiés en simulation numériques ou au cours des campagnes expérimentales.

Le fait que l'étape 1 soit réalisée hors ligne permet de mettre en œuvre des mesures qui ne seraient pas envisageables en ligne. Il est ainsi possible de considérer des mesures acoustiques en champ proche, en champ lointain, ou des cartographies vibratoires avec une résolution suffisante pour estimer convenablement la puissance acoustique rayonnée et ainsi s'assurer d'obtenir une fonction $J(\mathbf{u})$ quadratique.

La matrice des impédances mécaniques virtuelles optimales \mathbf{Z}^{opt} est un objectif diagonal, qui ne nécessite pour l'atteindre que les vitesses vibratoires locales. Cependant, contrairement aux stratégies qui visent à réaliser de l'amortissement actif, cet objectif a été optimisé par rapport à un critère acoustique. Il s'agit bien là de combiner un contrôle ASAC optimal par rapport à la minimisation de la puissance acoustique rayonnée avec la simplicité d'un contrôle local multivoies décentralisé. À configuration identique, la solution optimale doit aboutir à une meilleure atténuation de la puissance acoustique rayonnée que n'importe quelle valeur d'amortissement. Les résultats de l'étude seront présentés dans la suite pour les deux stratégies.

La robustesse aux variations du champ primaire est une problématique qui découle directement de l'approche en deux étapes mise en place ici. La résonance des modes structuraux

semble être une situation favorable à cette robustesse, mais rien ne permet de garantir en revanche que le contrôle restera robuste hors résonance ou sur une structure plus amortie. Enfin, la robustesse de la méthode aux variations de transferts inhérentes à la structure entre les deux étapes de la méthode est un aspect à considérer également lorsque, comme dans cette étude, une approche optimale est développée. Même si un décalage fréquentiel des résonances structurelles peut être détecté par les unités de contrôle, la mise en place d'un système permettant une identification en ligne des transferts n'est pas abordée dans ce travail.

CHAPITRE 5

SIMULATIONS NUMÉRIQUES

Ce chapitre présente l'application de la méthode des impédances mécaniques virtuelles optimales au cas d'une plaque d'aluminium mince en appui simple dont le comportement vibroacoustique a été modélisé précédemment. En plus de l'observation des résultats du contrôle optimal exprimés en terme d'impédances mécaniques virtuelles optimales, une attention particulière est portée à l'interprétation de cette stratégie en étudiant s'il s'agit d'une méthode consistant plutôt à de l'injection ou à de l'absorption d'énergie. La correspondance ou non de la minimisation de la puissance acoustique rayonnée avec la minimisation d'une grandeur globale vibratoire comme l'énergie cinétique ou le débit volumique est également étudiée. De plus, la mise en place d'une stratégie classique d'amortissement actif est simulée de manière à pouvoir mettre en relief les différences et les similitudes qui existent avec la méthode des impédances mécaniques virtuelles optimales. L'influence de la valeur du paramètre de pénalisation de l'effort de commande sur les résultats est également étudiée. Enfin, la dernière section de ce chapitre est dédiée à la problématique de la robustesse en performance de la méthode vis-à-vis des variations de la perturbation primaire entre l'étape 1 d'identification et l'étape 2 du contrôle d'impédance mécanique en ligne.

5.1 Configuration étudiée

Soit une plaque d'aluminium mince en appui simple. Ses propriétés mécaniques sont notées dans le Tableau 5.1. L'excitation primaire est une onde plane d'incidence $\theta = \frac{\pi}{6}$, $\phi = 0$ et d'amplitude $P_{inc} = 10$ Pa. Trois unités de contrôle sont disposées aux positions reportées dans le Tableau 5.2. Ces unités sont constituées d'un actionneur inertiel et d'un accéléromètre en vis-à-vis. Afin de simplifier les calculs et dans la mesure où les grandeurs mécaniques ($\mathbf{Z}_m^c, \mathbf{f}, \dot{\mathbf{w}}$) sont directement tracées, la matrice diagonale de transfert $\mathbf{H}_{fu}(\omega)$ exprimée à l'Eq. (3.12) est approchée par une constante sur la bande fréquentielle [150 450] Hz. Les caractéristiques de l'actionneur inertiel, présentées en Annexe B, permettent de fixer cette constante à $H_{fu,i}(\omega) = 0.5 \text{ N.V}^{-1}$. La sensibilité des accéléromètres est de $s_a = 15 \text{ mV.m}^{-1}.\text{s}^2$.

Dans la suite, tous les résultats sont présentés sous la forme de deux sous-figures. Sur

Paramètre	Valeur
Longueur	$L_x = 48 \times 10^{-2}$ m
Largeur	$L_y = 42 \times 10^{-2}$ m
Épaisseur	$h = 3.18 \times 10^{-3}$ m
Module d'Young	$E = 68.5 \times 10^9$ Pa
Coefficient de poisson	$\mu = 0.33$
Masse par unité de surface	$\nu = 8.586$ kg.m ⁻²
Coefficient d'amortissement	$\eta = 5 \times 10^{-3}$

Tableau 5.1 Propriétés mécaniques.

Numéro de l'unité	1	2	3
\mathbf{x}_u (m)	0.058	0.201	0.237
\mathbf{y}_u (m)	0.337	0.293	0.213

Tableau 5.2 Position des unités de contrôle.

chaque sous-figure de gauche, une échelle fréquentielle de 150 à 450 Hz permet d'observer les résonances des modes structuraux :

- (2, 1) à 177 Hz.
- (1, 2) à 208 Hz.
- (2, 2) à 310 Hz.
- (3, 1) à 344 Hz.
- (1, 3) à 425 Hz.

Pour des raisons de symétrie, l'incidence de l'onde primaire simulée ici ne permet d'exciter que les modes (2, 1), (3, 1) et (1, 3) sur cette bande fréquentielle d'étude. Enfin, l'unité 3 est située au centre de la plaque et donc sur la ligne nodale de tout mode pair : elle n'aura aucun effet sur le mode (2, 1). Sur chaque sous-figure de droite, la bande fréquentielle, comprise entre 320 et 360 Hz, est centrée autour du mode (3, 1). Ce mode structurel impair-impair a une efficacité de rayonnement importante.

Il est important de souligner que la raison pour laquelle dans la suite de l'étude, les figures ne montrent des résultats qu'à des fréquences supérieures à 150 Hz est un choix simplificateur fait par l'auteur. En effet, dans la mesure où le comportement de l'actionneur inertiel est connu au voisinage de la résonance mécanique, il serait tout à fait possible de mettre

en oeuvre la méthode des impédances mécaniques virtuelles à cette fréquence. De plus, contrairement aux stratégies large bande développées dans la littérature (voir Chapitre 2), le voisinage de cette résonance ne constitue pas une difficulté lors de la mise en place d'un contrôleur harmonique.

Le calcul des impédances mécaniques virtuelles optimales est réalisé à partir des amplitudes des vitesses modales d'après l'Eq. (4.14). La pénalisation de l'effort de commande considérée dans les simulations est une pénalisation uniforme : $\mathbf{\Gamma} = \beta \mathbf{I}_{N_u}$, où $\beta \in \mathbb{R}^+$ est appelé le paramètre de pénalisation. En considérant l'Eq. (4.14), il apparaît que ce paramètre intervient au sein de la somme : $(\mathbf{A}^H \mathbf{M}^H \mathbf{\Omega} \mathbf{M} \mathbf{A} + \beta \mathbf{I}_{N_u})$. Afin de comprendre l'effet de ce paramètre sur les résultats du problème de minimisation, deux valeurs différentes de β seront étudiées dans la suite : une pénalisation faible, correspondant au cas où le terme $\mathbf{A}^H \mathbf{M}^H \mathbf{\Omega} \mathbf{M} \mathbf{A}$ est prépondérant devant $\beta \mathbf{I}_{N_u}$ et une pénalisation forte correspondant au cas contraire. La commande envoyée aux actionneurs est dans ce cas telle que :

$$\mathbf{u} = -\mathbf{Z}^{opt} \mathbf{y} \quad (5.1)$$

L'intérêt de la méthode des impédances mécaniques virtuelles optimales par rapport à des méthodes classiques d'amortissement actif a été souligné au chapitre 2. Il apparaît alors intéressant de comparer les résultats obtenus en appliquant les deux méthodes. Pour cela on définit un coefficient $g \in \mathbb{R}^{+*}$, identique pour toutes les fréquences et sur chaque unité et on construit la matrice diagonale G telle que $G_{ii} = g, \forall i = 1, \dots, N_u$. La commande envoyée aux actionneurs dans ce cas est telle que :

$$\mathbf{u} = -\mathbf{G} \mathbf{y} \quad (5.2)$$

L'effet de l'approximation de $\mathbf{H}_{fu}(\omega)$ par une constante sur la réalisation d'amortissement actif a été discuté au début de la section 5.2. Le contrôle simulé par l'Eq. (5.2) correspond à l'implantation d'une impédance mécanique virtuelle purement résistive (possible en pratique à la condition de contrôler l'actionneur en force [11]). Dans la suite, la pondération de l'effort de commande sera réglée en choisissant un réel positif β dans la méthode des impédances mécaniques virtuelles optimales, et la valeur du réel g sera réglée pour doser l'effet d'amortissement local.

5.2 Impédances mécaniques virtuelles optimales

Afin de comparer les deux méthodes, les valeurs de ces deux paramètres sont choisies de manière à ce que les amplitudes des commandes envoyées aux actionneurs soient du même ordre de grandeur, celles-ci ne pouvant être égales pour les deux méthodes dans la mesure où les réels β et g sont fixés pour toutes les fréquences et les unités. Finalement, les deux situations suivantes sont comparées :

- $\beta = 0$, $g = 6.7 \times 10^5$: pénalisation faible/amortissement fort.
- $\beta = 5 \times 10^{-5}$, $g = 1.3 \times 10^4$: pénalisation forte/amortissement faible.

5.2.1 Faible pénalisation de l'effort de commande

Dans cette section, la résolution du problème de minimisation est faite pour $\beta = 0$, c'est-à-dire sans pénalisation de l'effort de commande. Afin d'obtenir des amplitudes de commande de même ordre de grandeur, cette situation est comparée à une stratégie classique d'amortissement actif avec $g = 6.7 \times 10^5$. Les Figures 5.1 et 5.2 permettent de constater que le contrôle optimal assure une atténuation sur toute la bande fréquentielle d'étude (Fig. 5.1) plus importante que l'amortissement actif (Fig. 5.2), qui atténue les effets de résonance mais également d'anti-résonance. Le niveau de bruit hors-résonance est alors plus fort avec que sans contrôle (entre 200 et 320 Hz).

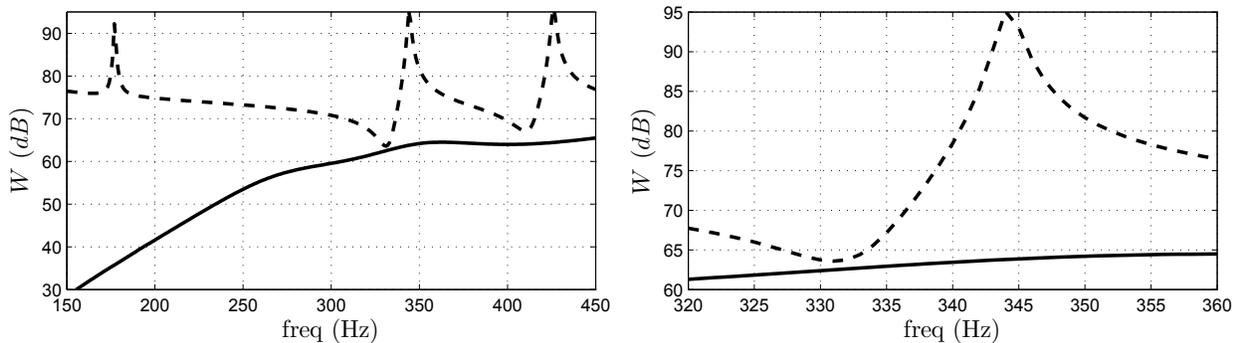


Figure 5.1 Contrôle optimal ($\beta = 0$) : puissance acoustique rayonnée sans (trait pointillé) et avec contrôle (trait plein) pour une bande fréquentielle de 150 à 450 Hz (gauche) et 320 à 360 Hz (droite).

Suivant la stratégie mise en place, les forces appliquées par les actionneurs à la structure, ainsi que les vitesses transverses locales sont différentes (Figs. 5.3 et 5.4). Contrairement à l'amortissement actif, le contrôle optimal ne vise pas simplement à minimiser la vibration

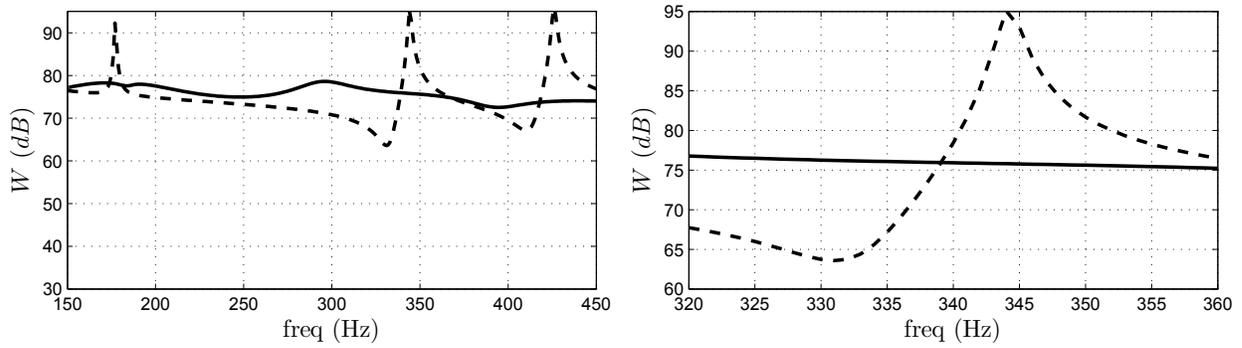


Figure 5.2 Amortissement actif ($g = 6.7 \times 10^5$) : puissance acoustique rayonnée sans contrôle (trait pointillé) et avec contrôle (trait plein) pour une bande fréquentielle de 150 à 450 Hz (gauche) et 320 à 360 Hz (droite).

locale. À certaines fréquences, la plaque est susceptible de vibrer davantage localement lorsque le contrôle optimal est appliqué que sans contrôle. Les cartographies de vitesse vibratoire à $f = 344$ Hz permettent de constater que les deux stratégies de contrôle ne modifient pas la vibration de la structure de la même manière (Figure 5.5). Comme c'était déjà visible sur les figures précédentes, la vibration sur l'unité 3 est bien diminuée par le contrôle optimal mais beaucoup moins que par l'amortissement.

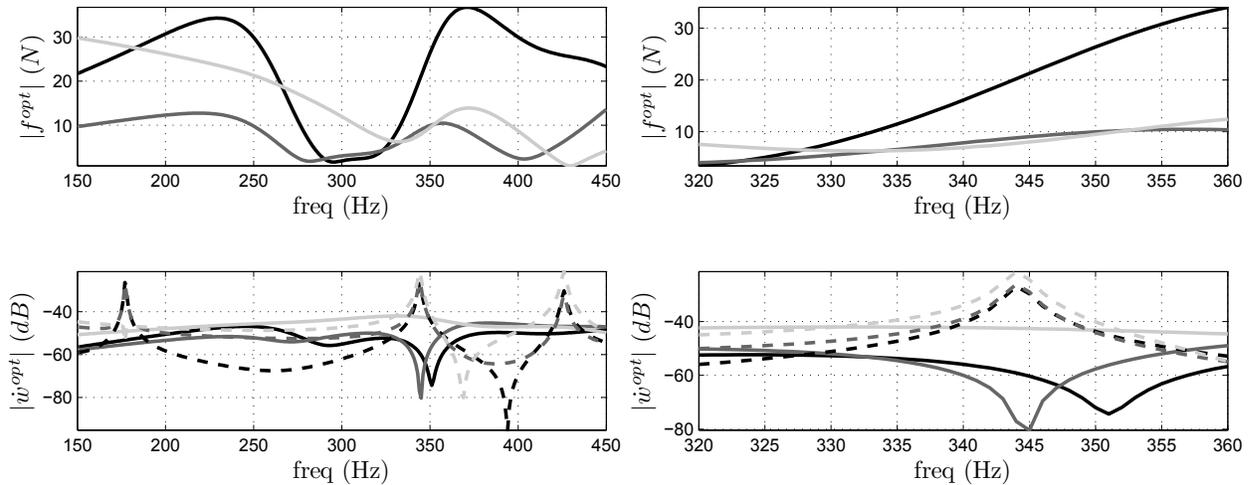


Figure 5.3 Contrôle optimal ($\beta = 0$) : modules des commandes (haut) et des signaux simulés des capteurs (bas) sans contrôle (trait pointillé) et avec contrôle (trait plein) pour une bande fréquentielle de 150 à 450 Hz (gauche) et 320 à 360 Hz (droite) sur l'unité 1 (noir), 2 (gris foncé), 3 (gris clair).

Sur la Figure 5.6 sont tracées les parties réelles et imaginaires des impédances mécaniques virtuelles optimales sur les 3 unités. Par définition, \mathbf{Z}^{opt} est un rapport. Ainsi, le calcul peut

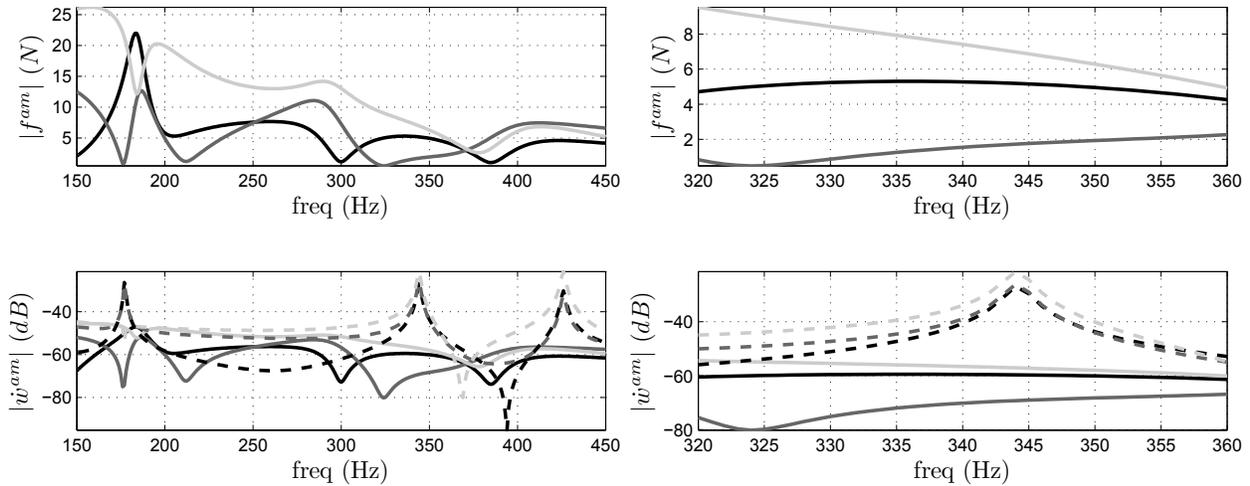


Figure 5.4 Amortissement actif ($g = 6.7 \times 10^5$) : modules des commandes (haut) et des signaux simulés des capteurs (bas) sans contrôle (trait pointillé) et avec contrôle (trait plein) pour une bande fréquentielle de 150 à 450 Hz (gauche) et 320 à 360 Hz (droite) sur l'unité 1 (noir), 2 (gris foncé), 3 (gris clair).

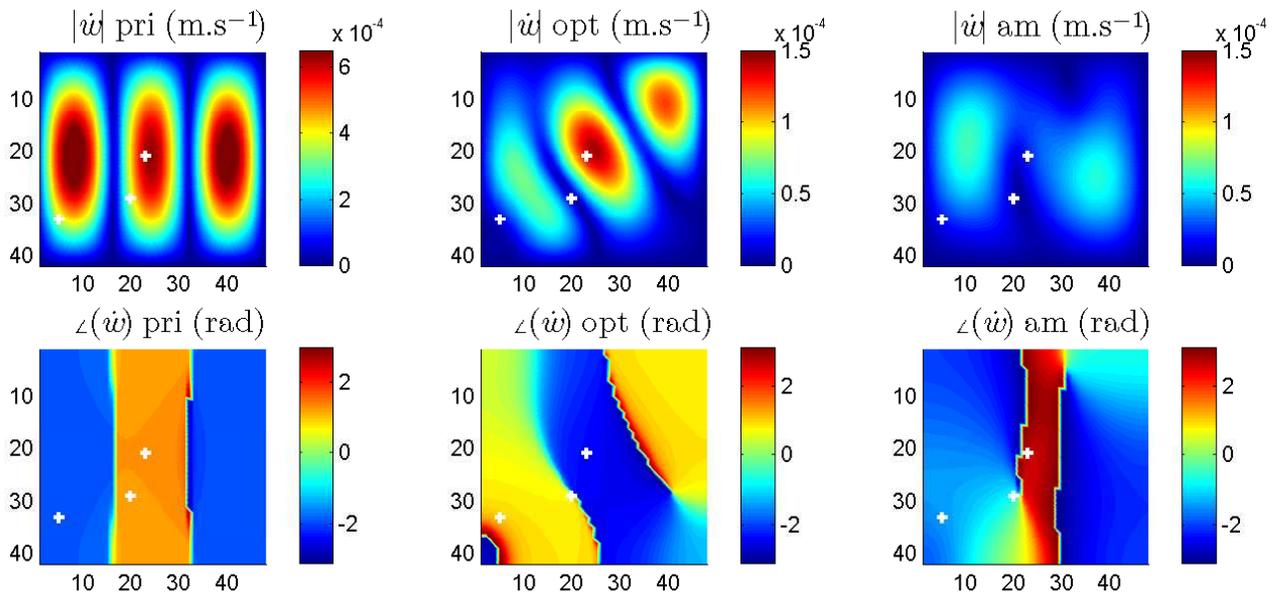


Figure 5.5 Vitesses vibratoires de la plaque sans contrôle (gauche) avec contrôle optimal pour $\beta = 0$ (centre), et amortissement actif pour $g = 6.7 \times 10^5$ (droite) à $f = 344$ Hz.

aboutir à des variations fréquentielles de $\mathbf{Z}_m^{opt}(\omega)$ très importantes. La première conclusion qu'il est possible de tirer à cette étape de l'étude est qu'aucune tendance ne semble se dégager sur toute la bande fréquentielle comme au voisinage d'une résonance mécanique et que contrairement à l'amortissement actif, \mathbf{Z}_m^{opt} peut avoir des valeurs complexes, et

aussi bien à parties réelles positives que négatives. Pour rappel, une partie réelle négative signale que l'unité apporte localement de l'énergie au système par le biais des unités, selon le concept de port hamiltonien (colocation duale évoquée à la section 2.2.1). Afin d'illustrer cette remarque, la puissance injectée au système suivant les deux stratégies est tracée sur les Figures 5.7 et 5.8 en calculant le produit $\mathbf{P} = \dot{\mathbf{w}}^H \mathbf{f}$. Si l'amortissement actif correspond bien à une puissance injectée réelle négative, le contrôle optimal correspond à une puissance injectée positive, comme prévu par les impédances mécaniques virtuelles optimales. On notera enfin l'intérêt d'observer un produit (\mathbf{P}) plutôt qu'un rapport (\mathbf{Z}_m^{opt}) du point de vue des variations fréquentielles. Les différences entre les deux stratégies

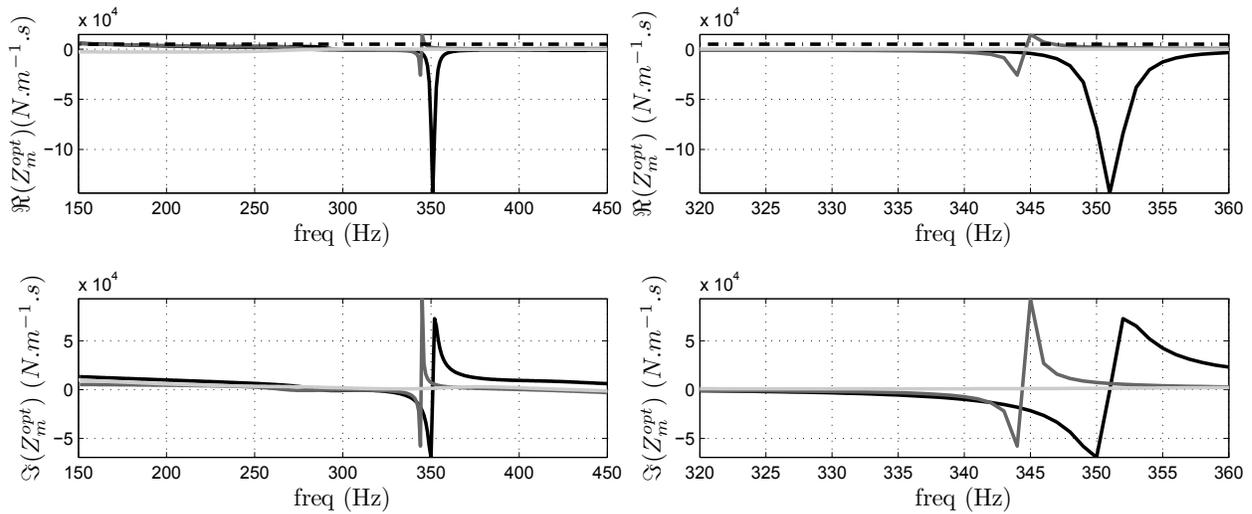


Figure 5.6 Contrôle optimal ($\beta = 0$) : partie réelle (haut) et imaginaire (bas) des impédances mécaniques virtuelles optimales pour une bande fréquentielle de 150 à 450 Hz (gauche) et 320 à 360 Hz (droite) sur l'unité 1 (noir), 2 (gris foncé), 3 (gris clair). L'impédance mécanique virtuelle imposée par l'amortissement actif est en pointillés.

apparaissent également en traçant l'effet du contrôle sur l'énergie cinétique globale (Fig. 5.9) ou le débit volumique (Fig 5.10) de la structure. Comme souligné par Elliott [54] ou Charette [21], si l'amortissement actif correspond de manière générale à une réduction de l'énergie cinétique globale de la plaque, le contrôle optimal est plus proche d'une stratégie visant à réduire son débit volumique, qui nécessite alors l'utilisation d'un vibromètre laser. La minimisation de la puissance acoustique rayonnée ne correspond cependant pas exactement à la minimisation du débit volumique.

Enfin, il est important de rappeler la difficulté du choix de g lorsqu'une stratégie d'amortissement actif est mise en œuvre. Ainsi, annuler localement la vitesse de la plaque en créant une situation de blocage peut entraîner une restructuration modale forte de la vi-

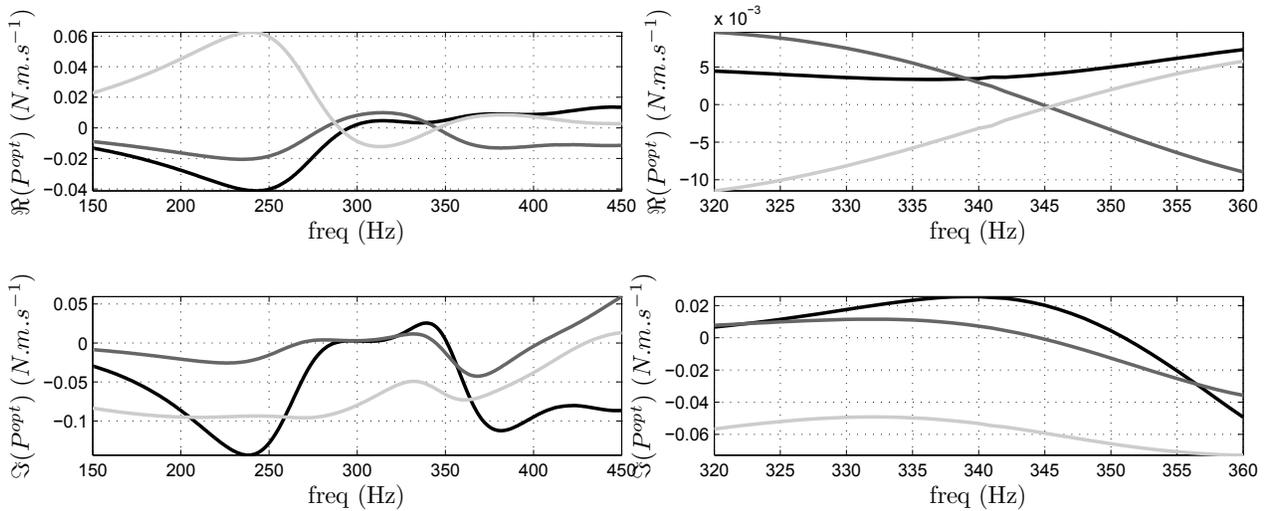


Figure 5.7 Contrôle optimal ($\beta = 0$) : partie réelle (haut) et imaginaire (bas) de la puissance injectée pour une bande fréquentielle de 150 à 450 Hz (gauche) et 320 à 360 Hz (droite) sur l'unité 1 (noir), 2 (gris foncé), 3 (gris clair).

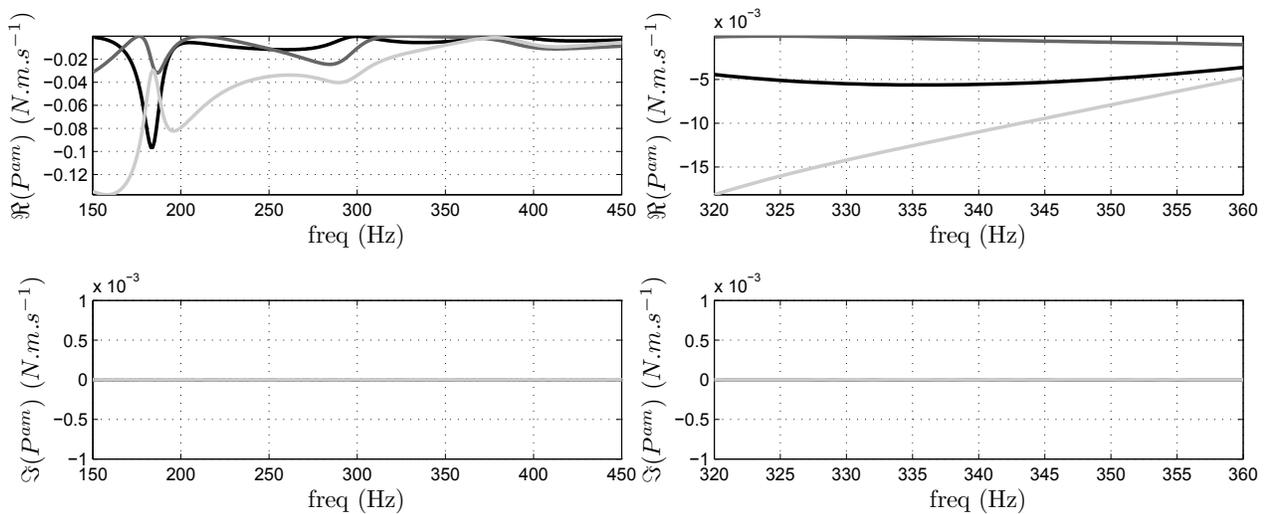


Figure 5.8 Amortissement actif ($g = 6.7 \times 10^5$) : partie réelle (haut) et imaginaire (bas) de la puissance injectée pour une bande fréquentielle de 150 à 450 Hz (gauche) et 320 à 360 Hz (droite) sur l'unité 1 (noir), 2 (gris foncé), 3 (gris clair).

bration et une augmentation de l'énergie cinétique globale. Si la valeur de g a été fixée dans cette section par rapport à l'amplitude des commandes, il aurait également été possible de comparer le contrôle optimal avec un amortissement actif tel que le choix de g assure la minimisation de l'énergie cinétique à travers la maximisation de l'absorption locale d'énergie comme vu au Chapitre 2.

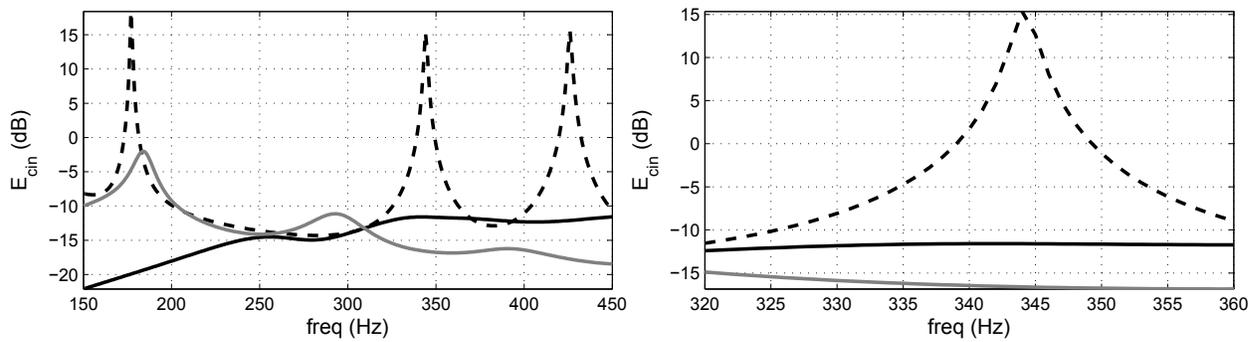


Figure 5.9 Énergie cinétique totale sans contrôle (trait pointillé), contrôle optimal pour $\beta = 0$ (noir) et amortissement actif pour $g = 6.7 \times 10^5$ (gris) pour une bande fréquentielle de 150 à 450 Hz (gauche) et 320 à 360 Hz (droite).

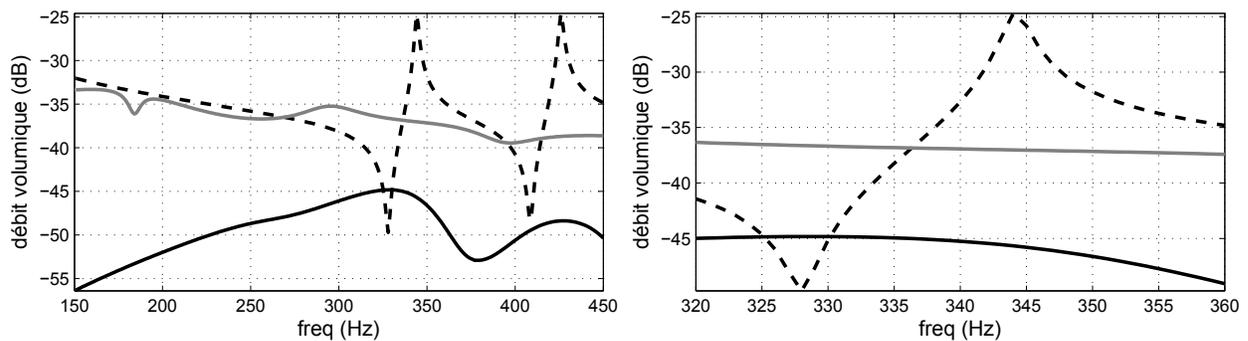


Figure 5.10 Débit volumique total sans contrôle (trait pointillé), contrôle optimal pour $\beta = 0$ (noir) et amortissement actif pour $g = 6.7 \times 10^5$ (gris) pour une bande fréquentielle de 150 à 450 Hz (gauche) et 320 à 360 Hz (droite).

5.2.2 Forte pénalisation de l'effort de commande

Dans cette section, les simulations sont réalisées pour une pénalisation de l'effort de commande telle que $\beta = 5 \times 10^{-5}$. Cette situation doit être comparée avec une stratégie classique d'amortissement actif pour un faible gain, et la valeur $g = 1.3 \times 10^4$ est fixée. Alors que sans pénalisation, les deux stratégies correspondaient à des résultats profondément différents, les résultats sont dans ce cas très proches. Les atténuations obtenues sont identiques sur toute la bande fréquentielle étudiée (Figs 5.11 et 5.12). Comme évoqué à la section 4.2.2, la pénalisation de l'effort de commande entraîne une perte de performance et des atténuations ne sont obtenues qu'au voisinage des résonances. Les signaux de commandes et de vitesses mesurées sont identiques pour les deux stratégies (Figs 5.13, 5.14 et 5.15). Sur les résonances, la partie réelle de \mathbf{Z}_m^{opt} est positive de valeur proche de l'impédance mécanique virtuelle résistive correspondant à la valeur de g et sa partie ima-

ginaire est nulle : les deux stratégies conduisent à des résultats identiques . Au voisinage des résonances de la structure, la partie imaginaire de \mathbf{Z}_m^{opt} n'est plus nulle (Figure 5.16). Il est intéressant de noter que sur les trois résonances observées, l'évolution de $\mathbf{Z}_m^{opt}(\omega)$ est identique (sauf pour l'unité 3 au voisinage de $f = 210$ Hz, représentée en gris clair, et positionnée sur une ligne nodale du mode (2,1)). Ce type de propriété peut être particulièrement intéressante lors de la mise en place d'un contrôleur large bande. Cependant, cet aspect n'est pas abordé dans cette étude. Les mêmes observations peuvent être faites sur les puissances échangées sur les unités (Figs 5.17 et 5.18) et sur les modifications de l'énergie cinétique et du débit volumique (Figs 5.19 et 5.20) : les deux stratégies mises en place conduisent à des commandes très proches.

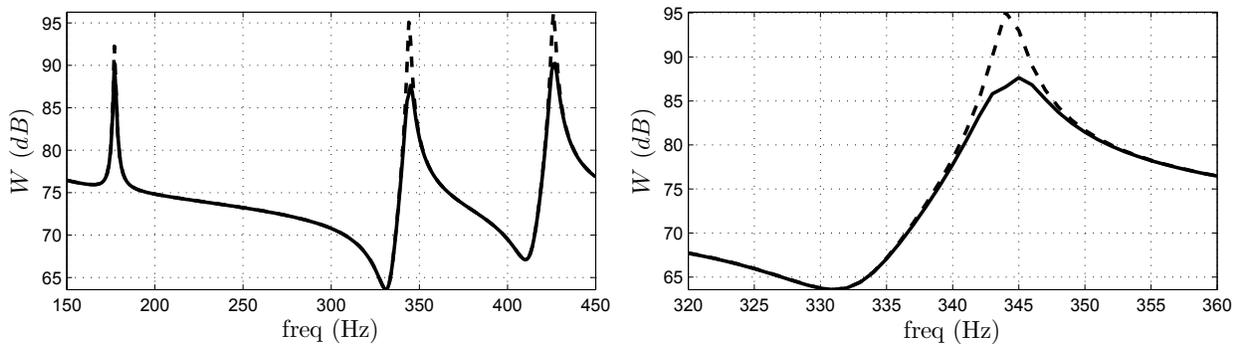


Figure 5.11 Contrôle optimal ($\beta = 5 \times 10^{-5}$) : puissance acoustique rayonnée sans (trait pointillé) et avec contrôle (trait plein) pour une bande fréquentielle de 150 à 450 Hz (gauche) et 320 à 360 Hz (droite).

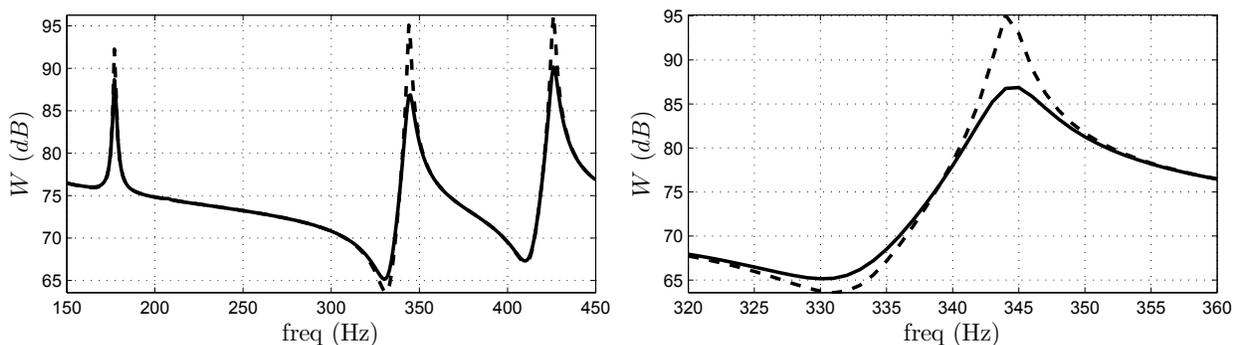


Figure 5.12 Amortissement actif ($g = 1.3 \times 10^4$) : puissance acoustique rayonnée sans (trait pointillé) et avec contrôle (trait plein) pour une bande fréquentielle de 150 à 450 Hz (gauche) et 320 à 360 Hz (droite).

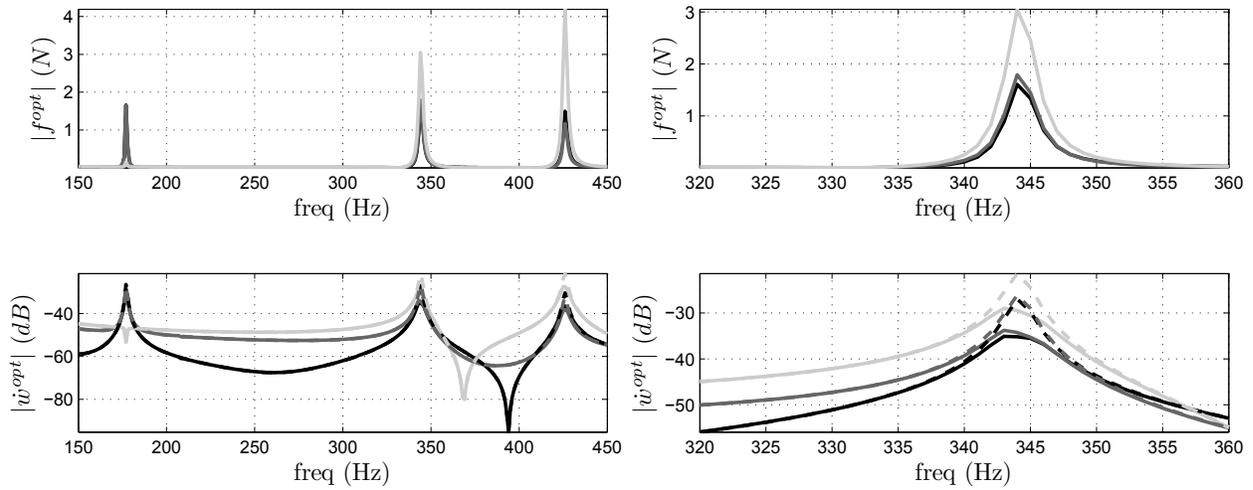


Figure 5.13 Contrôle optimal ($\beta = 5 \times 10^{-5}$) : modules des commandes (haut) et des signaux simulés des capteurs (bas) sans contrôle (trait pointillé) et avec contrôle (trait plein) pour une bande fréquentielle de 150 à 450 Hz (gauche) et 320 à 360 Hz (droite) sur l'unité 1 (noir), 2 (gris foncé), 3 (gris clair).

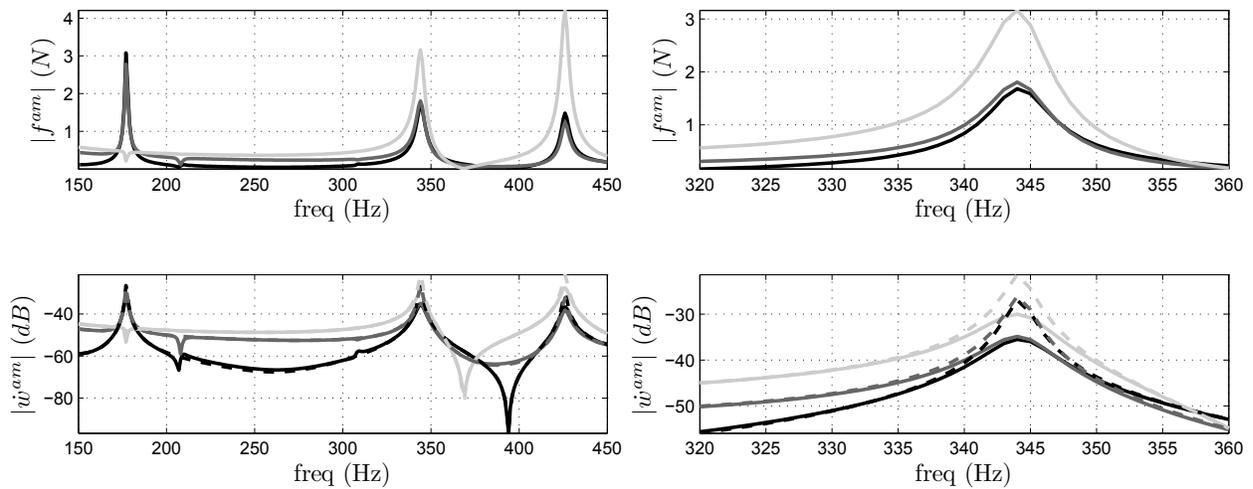


Figure 5.14 Amortissement actif ($g = 1.3 \times 10^4$) : modules des commandes (haut) et des signaux simulés des capteurs (bas) sans contrôle (trait pointillé) et avec contrôle (trait plein) pour une bande fréquentielle de 150 à 450 Hz (gauche) et 320 à 360 Hz (droite) sur l'unité 1 (noir), 2 (gris foncé), 3 (gris clair).

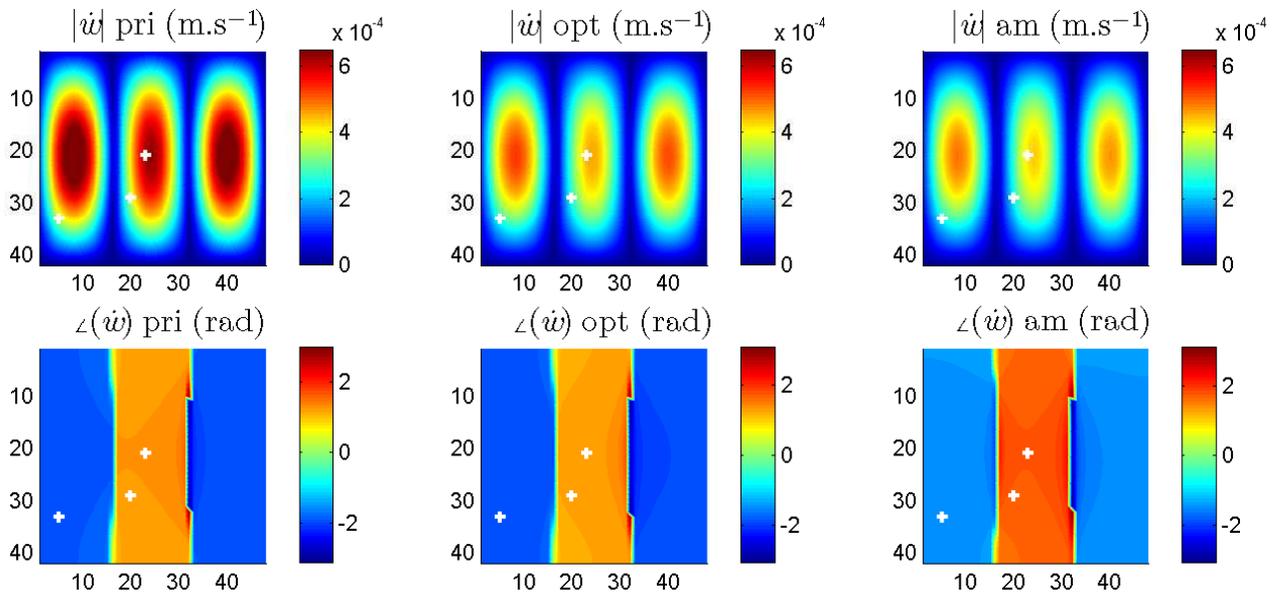


Figure 5.15 Vitesses vibratoires de la plaque sans contrôle (gauche), avec contrôle optimal pour $\beta = 5 \times 10^{-5}$ (centre) et amortissement actif pour $g = 1.3 \times 10^4$ (droite) à $f = 344$ Hz.

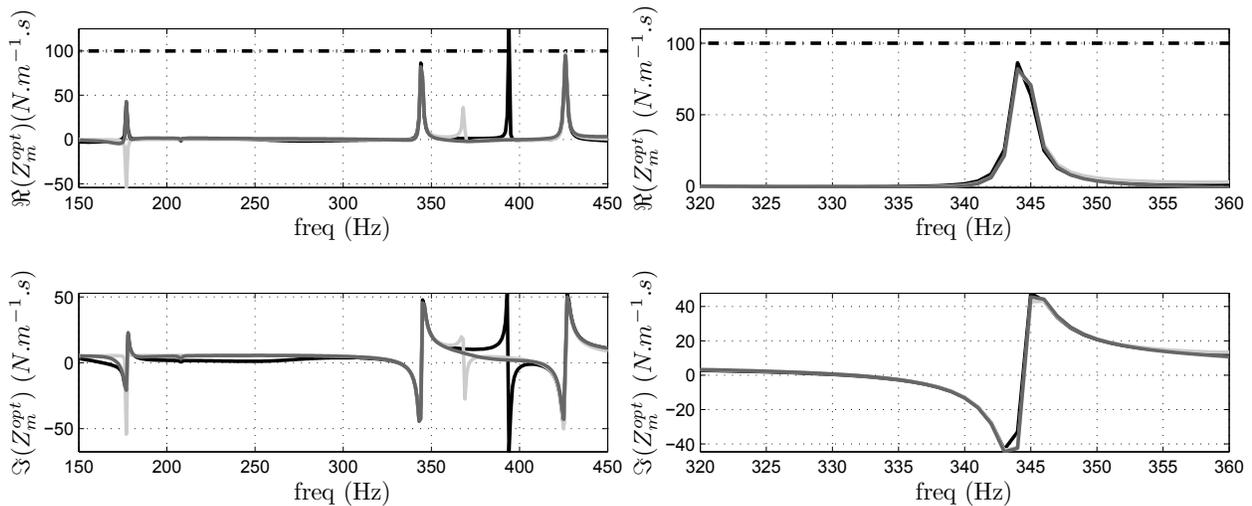


Figure 5.16 Contrôle optimal ($\beta = 5 \times 10^{-5}$) : partie réelle (haut) et imaginaire (bas) des impédances mécaniques virtuelles optimales pour une bande fréquentielle de 150 à 450 Hz (gauche) et 320 à 360 Hz (droite) sur l'unité 1 (noir), 2 (gris foncé), 3 (gris clair). L'impédance mécanique virtuelle imposée par l'amortissement actif est en pointillés.

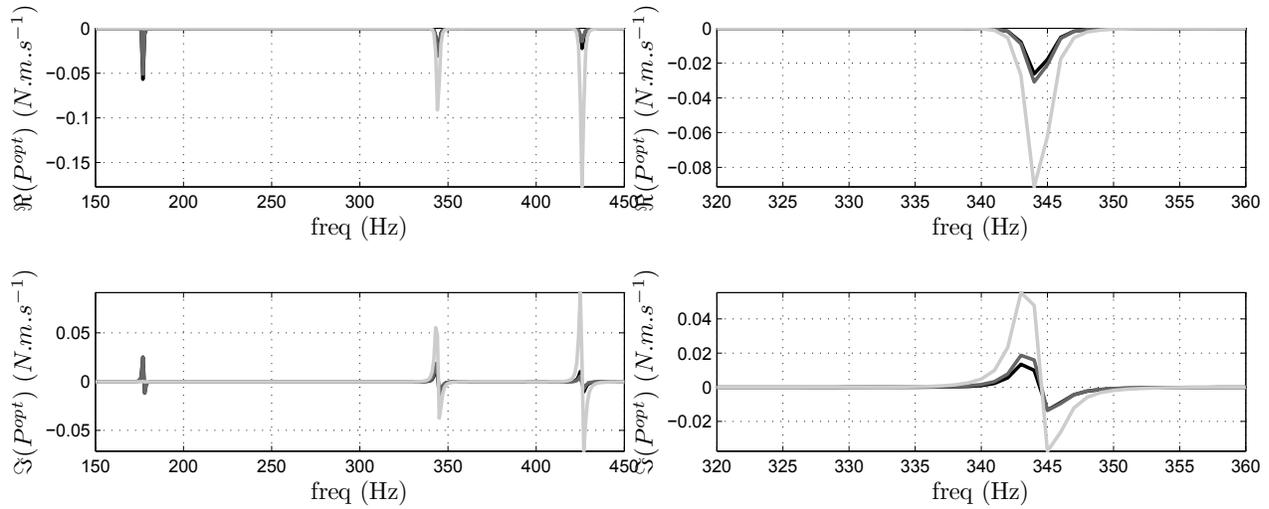


Figure 5.17 Contrôle optimal ($\beta = 5 \times 10^{-5}$) : partie réelle (haut) et imaginaire (bas) de la puissance injectée pour une bande fréquentielle de 150 à 450 Hz (gauche) et 320 à 360 Hz (droite) sur l'unité 1 (noir), 2 (gris foncé), 3 (gris clair).

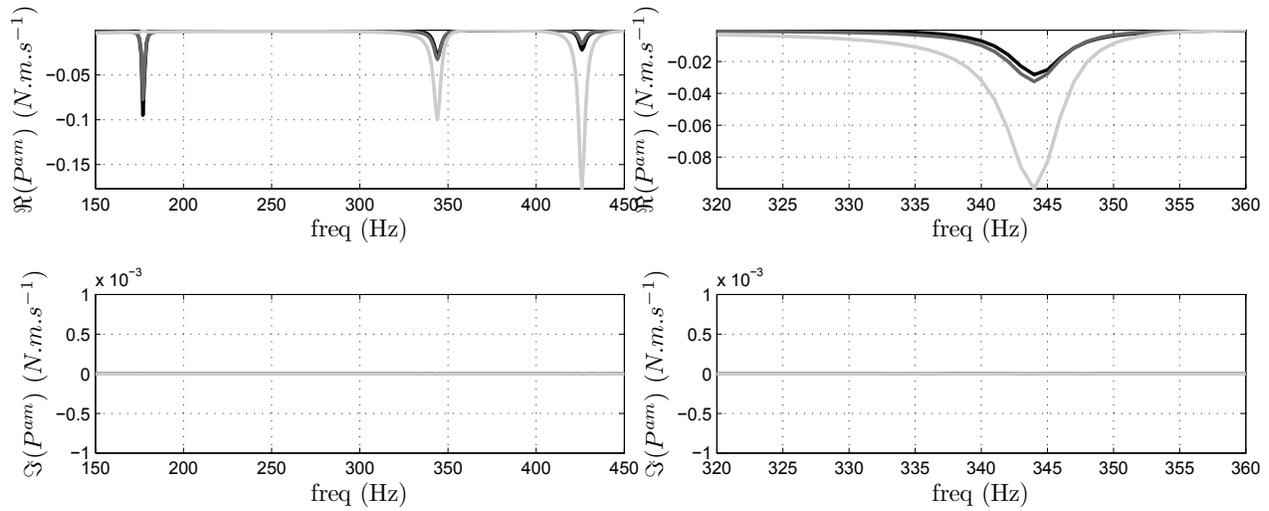


Figure 5.18 Amortissement actif ($g = 1.3 \times 10^4$) : partie réelle (haut) et imaginaire (bas) de la puissance injectée pour une bande fréquentielle de 150 à 450 Hz (gauche) et 320 à 360 Hz (droite) sur l'unité 1 (noir), 2 (gris foncé), 3 (gris clair).

5.3 Robustesse en performance de la méthode aux variations du champ primaire

À la suite des développements de la section 4.4, l'objectif de cette section est d'étudier l'effet de variations de la perturbation primaire sur les performances de la méthode des

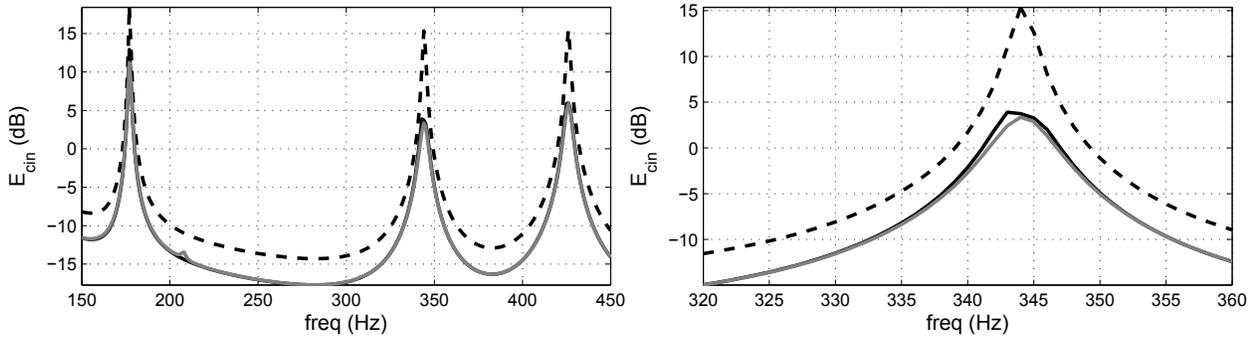


Figure 5.19 Énergie cinétique totale sans contrôle (trait pointillé), contrôle optimal pour $\beta = 5 \times 10^{-5}$ (noir) et amortissement actif pour $g = 1.3 \times 10^4$ (gris) pour une bande fréquentielle de 150 à 450 Hz (gauche) et 320 à 360 Hz (droite).

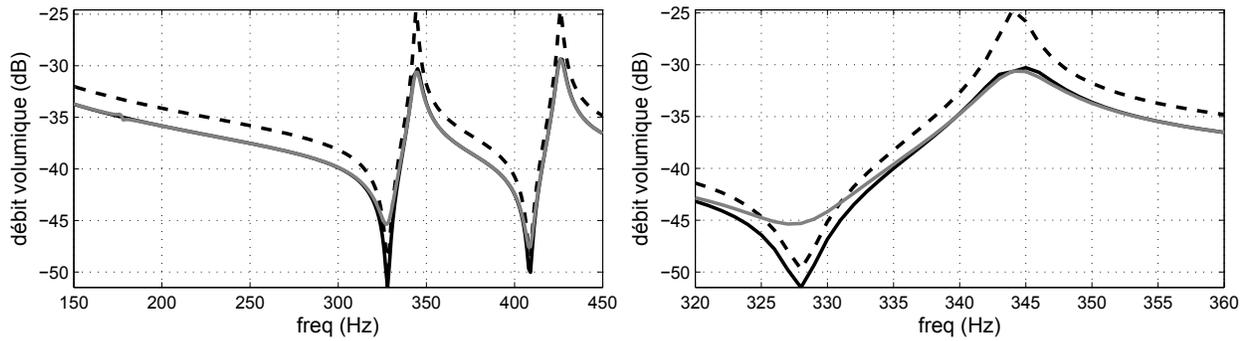


Figure 5.20 Débit volumique total sans contrôle (trait pointillé), contrôle optimal pour $\beta = 5 \times 10^{-5}$ (noir) et amortissement actif pour $g = 1.3 \times 10^4$ (gris) pour une bande fréquentielle de 150 à 450 Hz (gauche) et 320 à 360 Hz (droite).

impédances mécaniques virtuelles optimales. Dans les discussions menées au sein de cette section, la notion de robustesse en performance est directement liée à la capacité de la méthode à garantir une réduction de la puissance acoustique rayonnée par la plaque (atténuation positive) malgré les variations du champ primaire. Des résultats sont présentés dans le cas particulier d'une perturbation primaire sous la forme d'une onde plane dont l'angle d'incidence est susceptible de varier entre l'Étape 1 d'identification et l'Étape 2 de contrôle.

5.3.1 Variation de l'angle d'incidence du champ primaire

Dans cette section, le calcul optimal est réalisé à l'issue de l'étape 1 pour une onde primaire plane de module $P_{inc} = 10$ Pa et d'angle d'incidence $(\theta, \phi) = (\frac{\pi}{6}, 0)$. Ainsi, le couplage

entre le champ primaire et les modes structuraux sera noté $\mathbf{b}(\frac{\pi}{6})$, les commandes optimales $\mathbf{u}(\frac{\pi}{6})$ et les impédances virtuelles optimales $\mathbf{Z}^{opt}(\frac{\pi}{6})$.

Au cours de l'étape 2, $\phi = 0$ et l'angle θ peut varier entre $-\frac{\pi}{2}$ et $\frac{\pi}{2}$ (Figure 5.21). Quelle

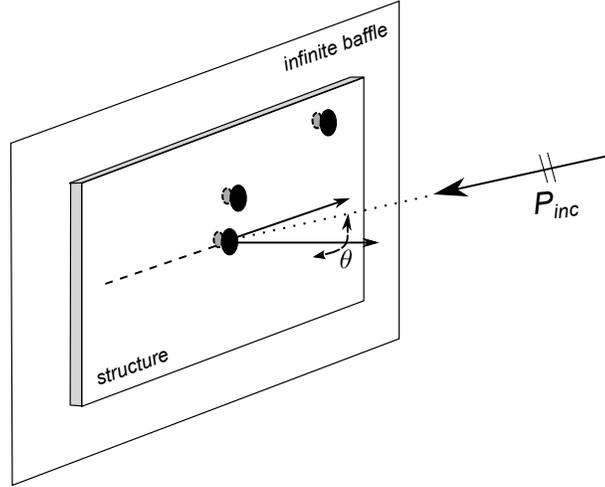


Figure 5.21 Variation de l'angle d'incidence du champ primaire

que soit la valeur de θ , le contrôle impose l'impédance $\mathbf{Z}^{opt}(\frac{\pi}{6})$ sur chaque unité et les commandes envoyées aux actionneurs sont telles que :

$$\mathbf{u}(\theta) = -\mathbf{Z}^{opt}(\frac{\pi}{6})\mathbf{y}(\theta) \quad (5.3)$$

Il a été montré au chapitre 4 (Eq. (4.33)) que le vecteur des commandes dépend bien de l'angle d'incidence, à travers \mathbf{y} . Ce n'est pas le cas lorsque les commandes $\mathbf{u}(\frac{\pi}{6})$ sont directement imposées. Cependant, le fait que les commandes soient adaptatives ne garantit en aucun cas que la puissance acoustique rayonnée correspondante sera toujours réduite. Dans la suite les résultats sans contrôle sont comparés avec quatre situations différentes, pour lesquelles les commandes envoyées aux actionneurs sont telles que :

- cas 1 : $\mathbf{u}(\theta) = \mathbf{u}^{opt}(\theta)$
- cas 2 : $\mathbf{u}(\theta) = \mathbf{u}^{opt}(\frac{\pi}{6})$
- cas 3 : $\mathbf{u}(\theta) = -\mathbf{Z}^{opt}(\frac{\pi}{6})\mathbf{y}(\theta)$
- cas 4 : $\mathbf{u}(\theta) = -g\mathbf{y}(\theta)$

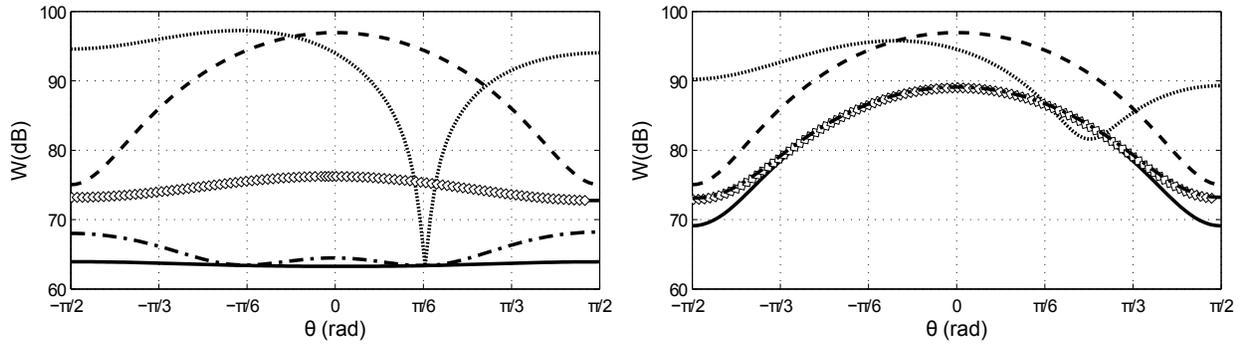


Figure 5.22 Puissance acoustique rayonnée ($f = 344$ Hz, $\phi = 0$, $P_{inc} = 10$ Pa, ($\beta = 0, g = 6.7 \times 10^5$) (gauche), ($\beta = 5 \times 10^{-5}, g = 1.3 \times 10^4$) (droite)) : sans contrôle (tirets), cas 1 (trait plein), cas 2 (pointillés), cas 3 (tirets-pointillés), cas 4 (carrés).

5.3.2 Résultats

Sur la Figure 5.22, la puissance acoustique rayonnée sur la résonance du mode (3,1) pour $f = 344$ Hz est tracée en fonction de l'angle d'incidence θ à l'étape 2, sans et avec pénalisation de l'effort de commande. Comme prévu, les courbes des cas 1, 2 et 3 se croisent pour $\theta = \frac{\pi}{6}$. Contrairement au cas 2, le cas 3 permet d'obtenir une atténuation proche de l'atténuation optimale. Sans pénalisation, le contrôle n'agit pas seulement sur le mode résonant. Ainsi, la valeur des impédances mécaniques virtuelles optimales $\mathbf{Z}^{opt}(\theta)$ varie et le cas 1 diffère légèrement du cas 3. Cependant, imposer $\mathbf{Z}^{opt}(\frac{\pi}{6})$ permet quand même d'obtenir une atténuation importante pour une large gamme d'angles d'incidence. Enfin, la réalisation d'amortissement (cas 4) est une stratégie non optimale, mais robuste aux variations du champ primaire. Lorsqu'une pénalisation de l'effort de commande est appliquée, le contrôle se focalise sur le mode prépondérant. La valeur de $\mathbf{Z}^{opt}(\theta)$ est presque constante et les cas 1, 3 et 4 sont alors identiques. Il est ainsi possible de conclure que, comme prévu, le choix d'une fréquence d'excitation proche d'une résonance constitue une situation particulièrement favorable par rapport à la robustesse en performance de la méthode des impédances mécaniques virtuelles optimales aux variations du champ primaire. Afin d'étudier la robustesse de la méthode aux variations du champ primaire à différentes fréquences, les atténuations de la puissance acoustique rayonnée (SPR : Sound Pressure Reduction) obtenues lorsque $\mathbf{Z}^{opt}(\frac{\pi}{6})$ est imposé (cas 3) ou en réalisant de l'amortissement actif (cas 4) sont tracées sur la Figure 5.23 pour ($\beta = 0, g = 6.7 \times 10^5$) et la Figure 5.24 pour ($\beta = 5 \times 10^{-5}, g = 1.3 \times 10^4$) en fonction de la fréquence et de l'angle d'incidence de l'onde primaire à l'étape 2. Les meilleurs résultats sont bien obtenus, dans le cas 3, pour $\theta = \frac{\pi}{6}$. Sans pénalisation, les deux méthodes permettent d'obtenir des atténuations impor-

tantes, principalement au voisinage des résonances (marquées par des tirets), quel que soit l'angle d'incidence. Comme il l'a déjà été observé sur la Figure 5.2, la réalisation d'amortissement actif atténue les effets de résonances mais également d'anti-résonance, ce qui explique le fait que les atténuations obtenues soient la plupart du temps négatives sur la Figure 5.23 (bas). Les mêmes observations peuvent être faites avec pénalisation de l'effort de commande. Les atténuations obtenues (positives comme négatives) sont moins importantes et la dépendance de la méthode des impédances mécaniques virtuelles optimales à l'angle d'incidence moins marquée. Il est donc bien possible de conclure que la pénalisation de l'effort de commande entraîne une perte de performance mais une augmentation de la robustesse du contrôle mis en place.

5.4 Conclusions partielles

La simulation du problème vibroacoustique sur une structure peu amortie, puis sa résolution, permettent de tirer différentes conclusions. Sur une telle structure, la minimisation de la puissance acoustique rayonnée sur une large bande fréquentielle revient à sa minimisation au voisinage des résonances. Cette situation, dans laquelle la perturbation primaire et les déformées engendrées par les actionneurs secondaires sont projetées dans leur quasi-totalité sur le mode associé à cette résonance, et qui a été évoquée au chapitre 4, est favorable à l'obtention d'une atténuation importante de la puissance acoustique rayonnée à l'aide de peu d'unités, mais également à la robustesse de la méthode aux variations du champ primaire.

Avec une pénalisation importante de l'effort de commande, la méthode tend vers une stratégie classique d'amortissement actif. Ainsi, dans la situation étudiée dans ce chapitre, lorsque le système de contrôle n'est pas bien dimensionné et que les actionneurs secondaires ont une capacité d'action limitée par la tension maximale qui peut leur être appliquée vis-à-vis de l'amplitude du champ primaire, la méthode des impédances mécaniques virtuelles optimales ne présente pas d'intérêt par rapport à une stratégie classique d'amortissement actif. De plus, il a été montré que l'augmentation de la pénalisation de l'effort de commande permet également de garantir une meilleure robustesse de la méthode par rapport aux variations du champ primaire.

Lorsque la pénalisation de l'effort de commande est faible, la méthode des impédances mécaniques virtuelles optimales permet de réaliser des atténuations de la puissance acoustique rayonnée aux résonances de 10 dB supérieures à celles obtenues par la réalisation d'amortissement actif. Aux résonances, la méthode reste robuste aux variations du champ

primaire et en dehors des résonances, les atténuations sont comparables à celles obtenues en mettant en place une stratégie classique d'amortissement actif.

Enfin, l'étude menée dans ce chapitre, comme bon nombre d'études portant sur le contrôle actif vibroacoustique, considère le cas académique d'une plaque simple faiblement amortie, ce qui est rarement le cas des structures utilisées dans l'industrie. Même si la méthode proposée ne présuppose aucune propriété de la structure à contrôler, toute la question est de savoir quelles aspects de ces résultats seront conservés en passant à une structure plus complexe comme un panneau intérieur d'une double paroi aéronautique.

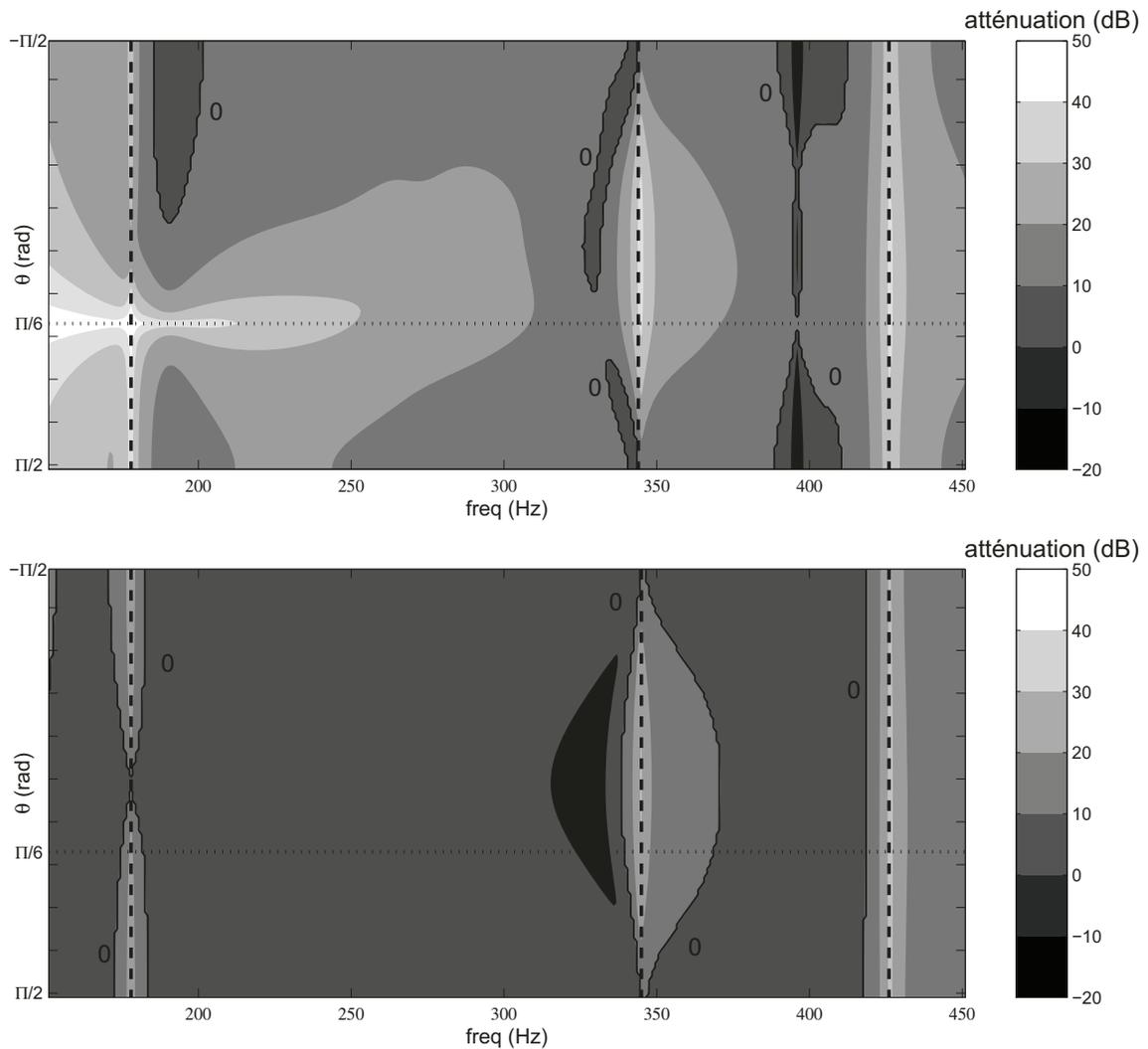


Figure 5.23 Atténuation de la puissance acoustique rayonnée ($f = 344$ Hz, $\phi = 0$, $P_{inc} = 10$ Pa) obtenue dans le cas 3 pour $\beta = 0$ (haut) et le cas 4 pour $g = 6.7 \times 10^5$ (bas).

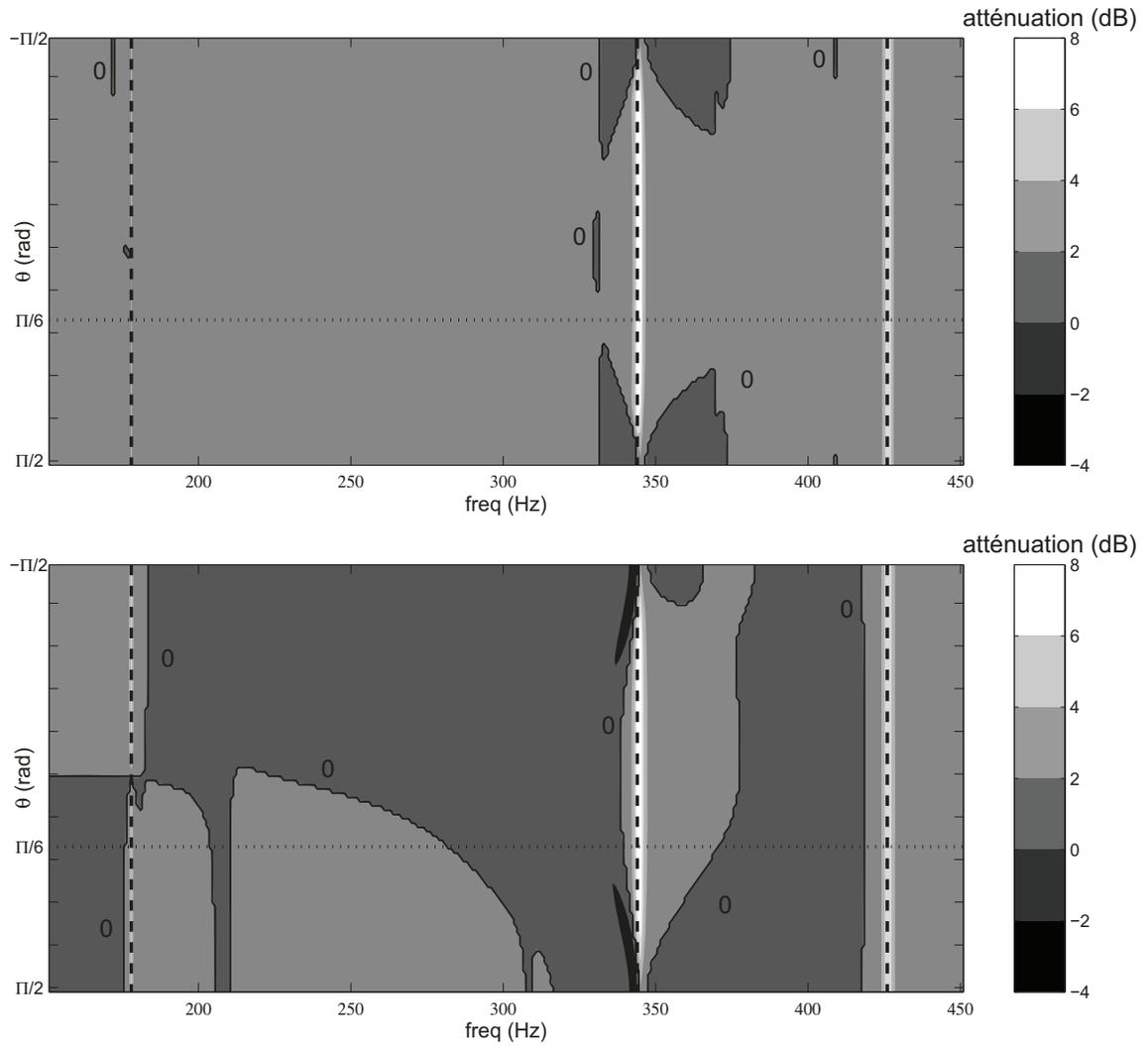


Figure 5.24 Atténuation de la puissance acoustique rayonnée ($f = 344$ Hz, $\phi = 0$, $P_{inc} = 10$ Pa) obtenue dans le cas 3 pour $\beta = 5 \times 10^{-5}$ (haut) et le cas 4 pour $g = 1.3 \times 10^4$ (bas).

CHAPITRE 6

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Ce chapitre présente l'application expérimentale de la méthode des impédances mécaniques virtuelles optimales. Deux campagnes expérimentales ont été menées au cours de ce travail de doctorat. Une première au Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique de Marseille (LMA), ayant pour but de confronter les résultats simulés avec des mesures expérimentales dans un cas académique maîtrisé. Une seconde, réalisée au Groupe d'Acoustique de l'Université de Sherbrooke (GAUS) a permis de tester la méthode sur une structure beaucoup plus proche de la problématique industrielle de la réduction de bruit dans une cabine aéronautique. C'est au regard des conclusions tirées de la première campagne que le protocole de la seconde a été décidé. De même, c'est la compréhension des mécanismes physiques, en particulier ceux intervenant dans la résolution du problème de minimisation, observés lors de la première campagne, qui a permis d'interpréter les résultats obtenus à l'issue de la seconde. Ces deux expériences permettent également de considérer l'application de la méthode des impédances mécaniques virtuelles optimales, d'une part à une structure au comportement modal fortement marqué comme c'est le cas dans la majorité des études présentant des stratégies ASAC, mais également à une structure plus amortie, au comportement vibroacoustique plus complexe.

6.1 Plaque mince en appui simple

L'expérience décrite dans cette section a été réalisée au LMA dans le but de vérifier les résultats issus des simulations numériques présentés au chapitre précédent. Entre autres, les aspects suivants seront donc particulièrement étudiés :

- les résultats du contrôle optimal (commandes optimales, impédances mécaniques virtuelles optimales, puissance injectée, ...).
- l'influence du paramètre de pénalisation de l'effort de contrôle sur les résultats du contrôle optimal.
- la comparaison avec une stratégie classique d'amortissement actif.
- la robustesse de la méthode à une variation de l'angle d'incidence de l'onde plane acoustique primaire.

Les aspects liés à la convergence du contrôleur harmonique sont développés dans le contexte de la seconde expérience, présentée à la section suivante. La première partie de cette section est dédiée à la description du dispositif expérimental mis en place au LMA. Puis, une partie est consacrée à la méthodologie envisagée, du processus d'identification des transferts à la présentation des résultats. Comme pour les simulations théoriques, la première partie de l'étude est réalisée pour un angle d'incidence fixé, qui est ensuite modifié dans une seconde partie afin de répondre à des questions de robustesse. Enfin, les conclusions issues de cette première campagne expérimentale sont exposées.

6.1.1 Dispositif expérimental

Comme dans l'étude théorique, la structure contrôlée est une plaque mince rectangulaire, d'aluminium, dont les caractéristiques mécaniques sont notées dans le Tableau 5.1. Une méthode fréquemment utilisée au GAUS est employée afin d'approcher des conditions limites d'appui simple : la plaque est montée sur des supports flexibles (languettes) le long de ses bords. Ces supports sont eux-mêmes fixées à un cadre rigide, ce qui empêche tout déplacement transverse aux extrémités de la plaque mais permet sa rotation (Figure 6.1).

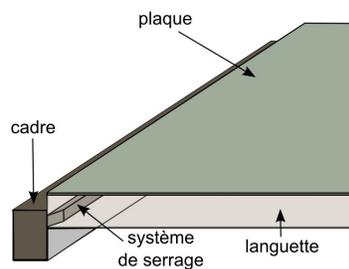


Figure 6.1 montage plaque en condition d'appui simple

Un guide d'onde acoustique de profondeur 15 cm est ajouté à la structure du côté de l'espace receptrice afin d'améliorer l'estimation de la puissance acoustique rayonnée. Les mesures intensimétriques sont réalisées à l'aide d'une sonde pression-pression (Mini-sonde intensimétrique¹) sur une surface plane S à 13 cm de la plaque à l'aide d'un robot également équipé d'un vibromètre laser à effet Doppler qui permet d'estimer la vitesse transverse de la structure en face de chaque point du balayage intensimétrique (Figures 6.2 et 6.3). Un caisson d'excitation acoustique, composé de 4 colonnes de 3 haut-parleurs Monacor ® SP-60 a été conçu afin de réaliser l'excitation primaire. Le dispositif mis en place dans le cadre de cette expérience revient en réalité à un dispositif de mesure de transparence

¹http://www.cttm-lemans.com/Les_produits-16-135-fr-3.html

acoustique mais présente l'énorme avantage de ne pas nécessiter de chambres réverbérante et anéchoïque couplées. En revanche, l'excitation primaire générée dans cette disposition pourra difficilement être considérée identique à une onde plane incidente comme ce qui a été simulé en théorie. Cependant, un effet comparable est reproduit en introduisant un déphasage entre les colonnes de haut-parleurs constituant le caisson d'excitation acoustique. Un déphasage $\Delta\psi$ correspondant à la formation de voies d'une onde plane d'incidence θ est choisi en posant $\tau = -\frac{j\omega d}{c} \sin(\theta)$ avec d la distance entre chaque colonne de haut-parleurs :

$$\Delta\psi = [1 \ e^{-\tau} \ e^{-2\tau} \ e^{-3\tau}] \quad (6.1)$$

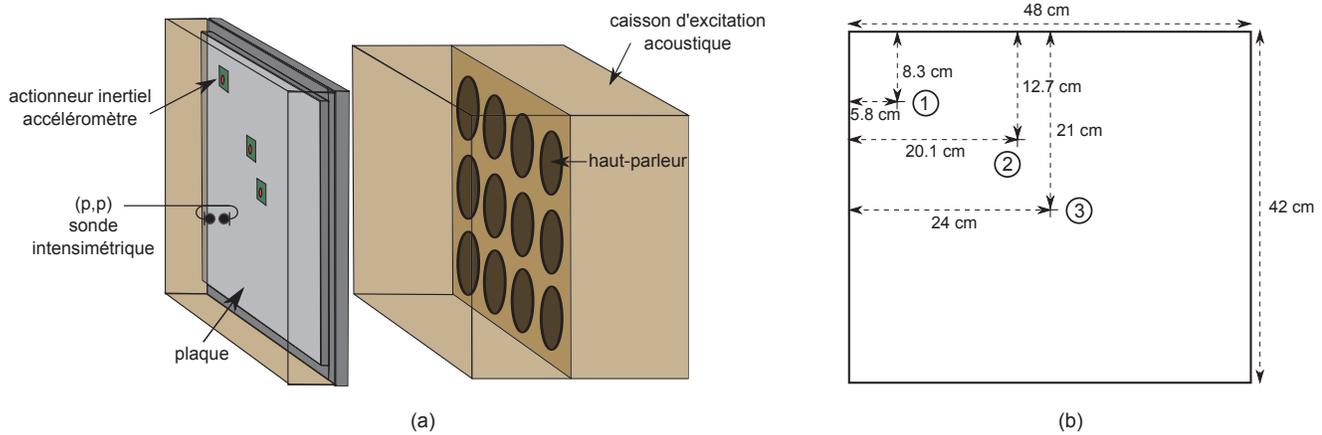


Figure 6.2 Schéma du dispositif expérimental (a). Position des unités de contrôle (b).

Trois unités de contrôle sont positionnées sur la plaque aux positions illustrées sur la Figure 6.2 de telle sorte que ni l'unité 1 ni l'unité 2 ne soit sur la ligne nodale d'un des modes structuraux jusqu'à 600 Hz. Afin de traiter particulièrement les modes impairs-impairs, l'unité 3 est disposée au centre de la plaque [6]. Chaque unité est composée d'un actionneur inertiel Visaton [®] EX 60S et d'un accéléromètre Bruel & Kjaer [®] 4397. Les spécifications techniques de ces transducteurs sont présentées plus en détail dans l'Annexe B.

La génération et l'acquisition des signaux ainsi que l'implantation du contrôle sont effectuées à l'aide d'un contrôleur temps-réel Opal-RT [®] dont la fréquence d'échantillonnage est fixée à 40 kHz. En pratique, l'implantation du contrôle harmonique est basée sur la méthode de l'enveloppe complexe décrite à la section 2.6 : des blocs de démodulation et

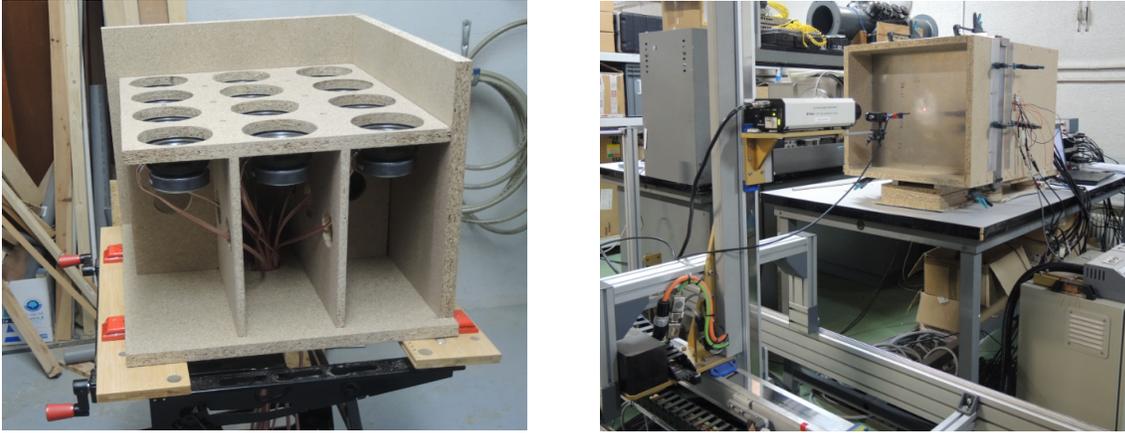


Figure 6.3 Caisson d'excitation lors de sa fabrication (gauche). Dispositif expérimental (droite).

de modulation extraient les enveloppes complexes des signaux mesurés et génèrent celles de la perturbation primaire et des commandes envoyées aux actionneurs.

6.1.2 Méthodologie

Différentes mesures préliminaires permettent de fixer les signaux d'excitation utilisés pour réaliser les différentes identifications. Ces signaux sont composés d'une série de cinq chirps linéaires de 20 à 1000 Hz de deux secondes chacun. Ces mesures préliminaires permettent également de fixer le nombre de points de mesures du balayage intensimétrique. Ainsi, un premier maillage de \mathcal{S} est effectué avec un maillage de 22×20 mm. Après vérification que la puissance acoustique rayonnée calculée comme expliqué à la section 4.2.1 est identique avec un maillage de 44×40 mm, ce dernier maillage est choisi dans la suite de la campagne expérimentale et permet de travailler d'après l'Eq. (4.8) jusqu'à une fréquence maximale de 4000 Hz. Enfin, ces mesures préliminaires permettent de constater un pic de la transparence acoustique qui ne correspond pas à une résonance de la structure (Figure 6.4). Il s'agit en réalité d'un mode de cavité dont la résonance (≈ 360 Hz) est proche d'une des résonances de la plaque (≈ 340 Hz). L'ajout de volumes de laines de roche entre la surface des hauts parleurs et la plaque permet d'atténuer cette résonance parasite, mais rend difficile la mesure de pression acoustique dans ce volume.

Tous les transferts nécessaires au calcul du contrôle optimal présenté à la section 4.2.2 sont ensuite identifiés sur la bande 20-1000 Hz : les transferts entre les sources primaires ou secondaires et les capteurs vibratoires et la sonde intensimétrique en chacune des position du robot. Il est donc possible de résoudre le problème de minimisation pour chaque fréquence de la gamme étudiée. Cependant, il est important de souligner une fois de plus

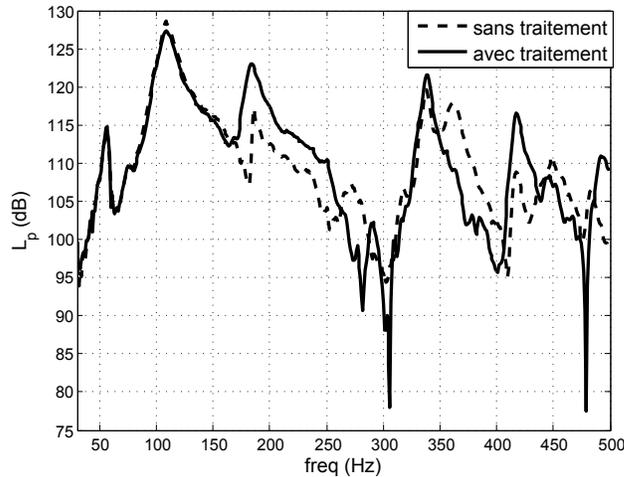


Figure 6.4 Niveau de bruit mesuré par le microphone 1 de la sonde intensimétrique en un point quelconque du maillage pour une excitation de la colonne 2 de haut-parleurs (gauche), avec ou sans traitement acoustique de la cavité (droite).

que le contrôleur mis en place est harmonique. Ainsi, pour vérifier les résultats du calcul optimal sur toute une bande fréquentielle, il faudrait implanter le contrôle fréquence par fréquence, ce qui serait très long à réaliser. La méthodologie envisagée est donc la suivante :

1. Les prévisions issues du calcul optimal sont comparées à des mesures à une fréquence fixée (cartographies intensimétriques, vibratoires, ...).
2. Une fois que cette vérification a été effectuée, il est possible de considérer comme réalistes les prévisions du calcul issues des prévisions large bande.

Vérification des prévisions du contrôle optimal

L'objectif majeur de cette étape est donc de vérifier la validité des résultats prévus à partir des identifications large bande. La commande \mathbf{u}^{opt} est calculée à partir de l'Eq. (4.22). Puis, les différentes grandeurs mesurables sont simulées à partir des fonctions de transferts, dans le cas où les commandes optimales sont envoyées aux actionneurs. Ces prévisions sont ensuite confrontées aux cartographies mesurées lorsque la commande \mathbf{u}^{opt} est réellement envoyée aux actionneurs. C'est donc plutôt le principe de superposition qui est testé et c'est sa validation qui autorise le fait de travailler a posteriori avec les transferts mesurés. En réalité, le contrôle fait intervenir trois fois ce principe :

- le champ primaire est la superposition des champs générés par les quatre colonnes de haut-parleurs identifiées séparément.

- le champ secondaire est la superposition des champ générés par les trois actionneurs inertiels séparément.
- le champ total est la superposition du champ primaire et du champ secondaire.

Cette superposition a été testée à la fréquence $f = 340$ Hz qui correspond à la résonance du mode (3,1) de la plaque. Le calcul optimal a été calculé pour $\beta = 1 \times 10^{-6}$. Les cartographies d'intensité acoustique prévues et mesurées sont présentées sur la Figure 6.5. Pour ce qui est du champ primaire et du champ secondaire simulés séparément, il y a une bonne concordance entre la prévision et la mesure. Des différences apparaissent lors de la superposition des champs primaire et secondaire. Dans la configuration étudiée, le choix d'un paramètre de régularisation de l'effort de contrôle très faible permet d'obtenir une atténuation prévue de 45 dB pour une atténuation mesurée de 37 dB de la puissance acoustique rayonnée. Cela résulte en un résidu intensimétrique quasiment nul et donc très sensible aux bruits parasites ou autres erreurs de mesure. Tout au long de l'étude théorique, il a été souligné que la minimisation de la puissance acoustique rayonnée ne correspond pas forcément à la minimisation de la vibration de la structure. En effet, la superposition des champ primaire et secondaire est beaucoup plus facile à valider en observant la déformée vibratoire de la plaque à $f = 340$ Hz (Figure 6.6). En conclusion, les validations effectuées dans cette section à une fréquence permettent de justifier la présentation dans les sections suivantes de résultats prévus à partir des transferts identifiés expérimentalement.

6.1.3 Résultats

L'amplitude du champ primaire a été choisie dans les simulations numériques afin de correspondre à un niveau d'excitation comparable à celui fixé expérimentalement et le déphasage entre les colonnes de haut-parleurs réglé d'après l'Eq. (6.1) pour correspondre au mieux à une incidence d'onde plane de $\theta = \frac{\pi}{6}$. Alors que les résultats théoriques sont exprimés directement sous la forme de grandeurs mécaniques $(\mathbf{f}, \dot{\mathbf{w}}, \mathbf{Z}_m^{opt})$, en pratique ce sont plutôt les grandeurs électriques $(\mathbf{u}, \mathbf{y}, \mathbf{Z}^{opt})$ mesurables qui sont utilisées. De plus, l'algorithme de contrôle de l'impédance mécanique locale (Étape 2) est exprimé à l'aide de ces grandeurs. En rappelant que \mathbf{y} est la tension mesurée aux bornes des accéléromètres, intégrée temporellement, et que la force exercée par les actionneurs sur la structure est telle que $\mathbf{f} = \mathbf{H}_{fu}\mathbf{u}$, il est possible de retrouver les grandeurs mécaniques associées aux grandeurs électriques mesurées et d'exprimer \mathbf{Z}_m^{opt} en fonction de \mathbf{Z}^{opt} (Eq. (4.4)). La valeur du transfert \mathbf{H}_{fu} entre la force exercée sur la structure en fonction de la commande envoyée sur chaque actionneur est nécessaire. Ce transfert, représenté sur la Figure 6.7, est estimé grâce à une méthode présentée en Annexe B et qui a également permis de développer

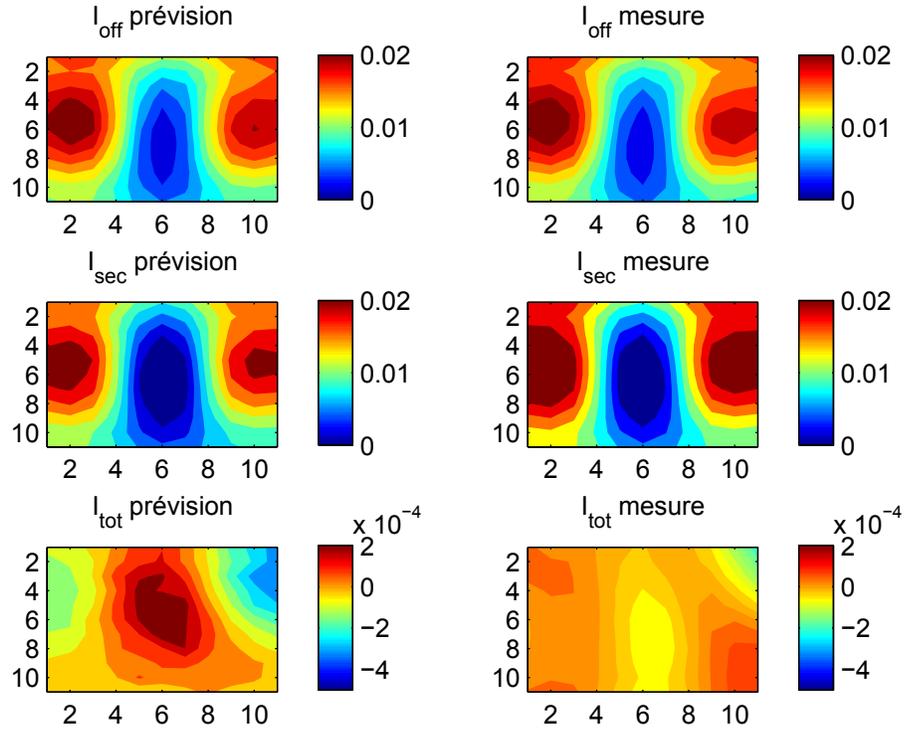


Figure 6.5 Cartographies d'intensité acoustique prévues (gauche) et mesurées (droite) liées au champ primaire (haut), secondaire (milieu) et total (bas) à $f = 340\text{Hz}$, en $\text{kg}\cdot\text{s}^{-3}$.

une méthode d'estimation de la mobilité mécanique d'une structure au seul moyen d'un actionneur inertiel. Les résultats de cette étude sont également présentés en Annexe B. Comme dans l'étude théorique, le contrôle optimal est comparé avec une stratégie classique d'amortissement actif. Le contrôle simulé à partir des données expérimentales consiste donc en la génération d'une commande qui vérifie :

$$\mathbf{u} = -\mathbf{G}\mathbf{y} \quad (6.2)$$

Comme il l'a déjà été évoqué dans l'étude théorique, sans prise en compte du transfert \mathbf{H}_{fu} , l'impédance mécanique virtuelle locale imposée ne correspond pas purement à de l'amortissement. De même que dans l'étude théorique, la valeur du réel positif g est choisie de telle sorte que les commandes envoyées aux actionneurs sont du même ordre de grandeur que pour le contrôle optimal. Conformément aux valeurs choisies en simulation, les situations suivantes sont comparées :

- $\beta = 1 \times 10^{-6}$, $g = 6.7 \times 10^5$: pénalisation faible/amortissement fort.

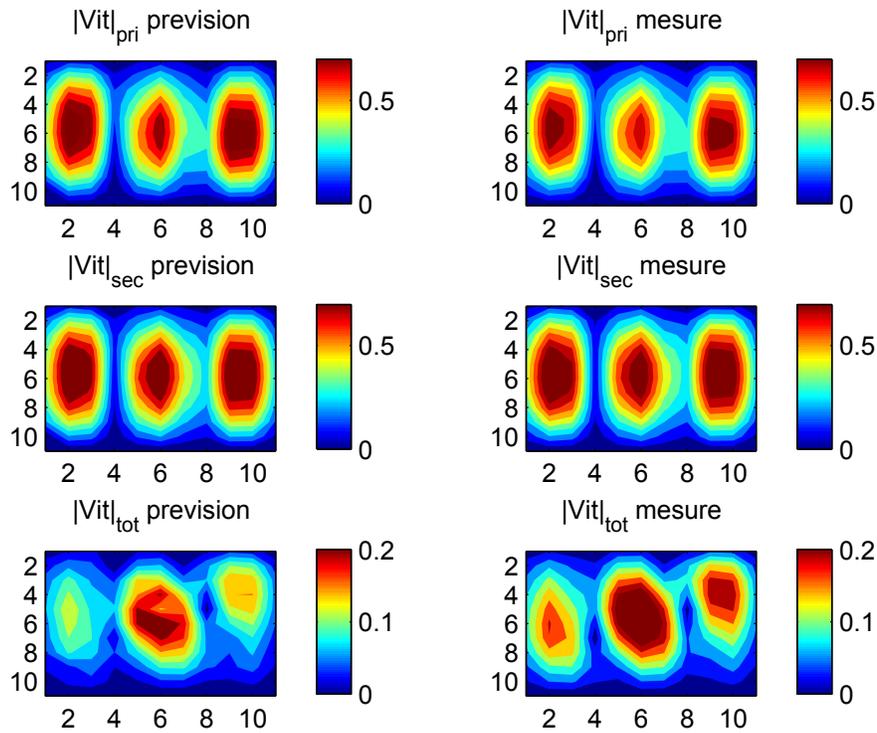


Figure 6.6 Cartographies de vitesses transverses prévues (gauche) et mesurées (droite) liées au champ primaire (haut), secondaire (milieu) et total (bas) à $f = 340\text{Hz}$, en m.s^{-1} .

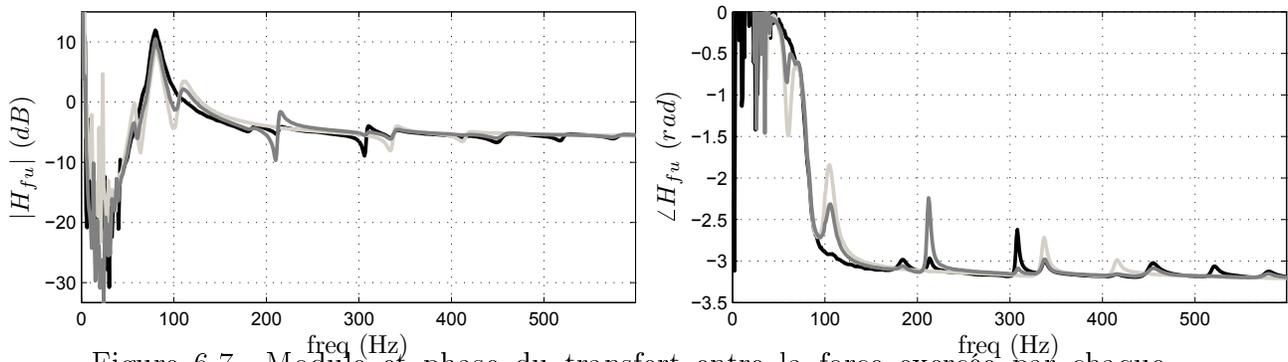


Figure 6.7 Module et phase du transfert entre la force exercée par chaque actionneur sur la structure et la tension appliquée à ses bornes.

- $\beta = 5 \times 10^{-5}$, $g = 1.3 \times 10^4$: pénalisation fort/amortissement faible.

Le choix de $\beta \neq 0$ a été fait pour considérer une faible pénalisation, contrairement au cas théorique. Le calcul optimal étant réalisé à chaque fréquence, une valeur faible mais non nulle de pénalisation permet d'obtenir des évolutions fréquentielles beaucoup moins im-

portantes des courbes tracées dans la suite. De manière générale, une bonne concordance avec les simulations numériques présentées au chapitre précédent est observée. De ce fait, seuls les résultats les plus pertinents sont présentés.

Lorsqu'une faible pénalisation de l'effort de contrôle est appliquée, le contrôle optimal permet de prévoir une atténuation plus importante sur toute la bande fréquentielle considérée (Figure 6.8) qu'en appliquant de l'amortissement actif ce qui peut même entraîner une augmentation du niveau de bruit aux anti-résonances (Figure 6.9). Les cartographies vibratoires (Figure 6.10) sont conformes à celles obtenues en simulations (Figure 5.5). Comme en théorie, les valeurs des impédances mécaniques virtuelles optimales \mathbf{Z}_m^{opt} (calculées d'après \mathbf{Z}^{opt}) présentent des variations importantes en fonction de la fréquence et peuvent être aussi bien à partie réelle positive que négative au voisinage des résonances (Figure 6.11), ce qui permet une fois de plus de distinguer la méthode des impédances mécaniques virtuelles optimales d'une stratégie d'amortissement actif dans la mesure où le contrôle optimal requiert parfois que de l'énergie soit injectée au système. Enfin, à la différence de l'amortissement actif, le contrôle optimal semble davantage minimiser le débit volumique que l'énergie cinétique globale de la plaque (Figure 6.12).

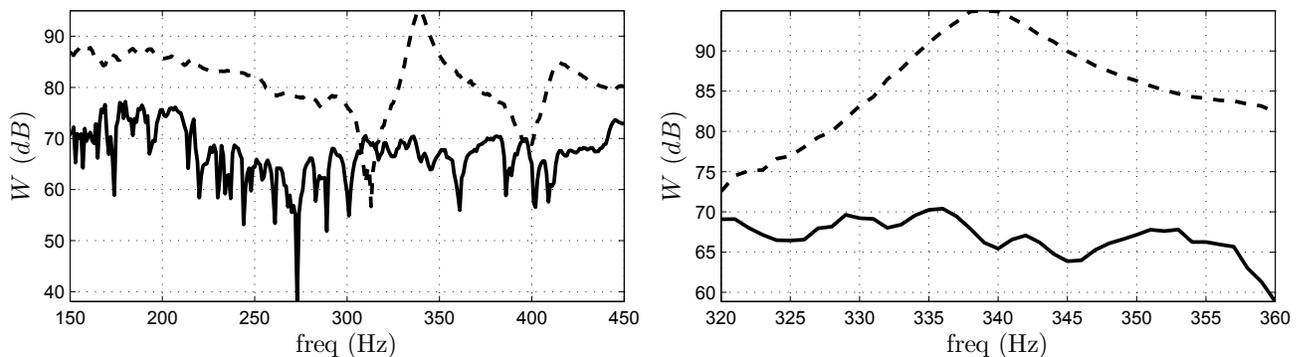


Figure 6.8 Contrôle optimal ($\beta = 1 \times 10^{-6}$) : puissance acoustique rayonnée sans (trait pointillé) et avec contrôle (trait plein) pour une bande fréquentielle de 150 à 450 Hz (gauche) et 320 à 360 Hz (droite).

De la même manière que ce qui a été observé en théorie, le fait d'augmenter le paramètre de pénalisation de l'effort de contrôle β lors du calcul optimal tend à faire converger la méthode des impédances mécaniques virtuelles optimales vers une stratégie équivalente à de l'amortissement actif. Les résultats en terme d'atténuation de la puissance acoustique rayonnée (Figures 6.13 et 6.14), de la modification de la vibration (Figure 6.15), de l'énergie cinétique ou du débit volumique total de la structure (Figure 6.17) sont dans ce cas

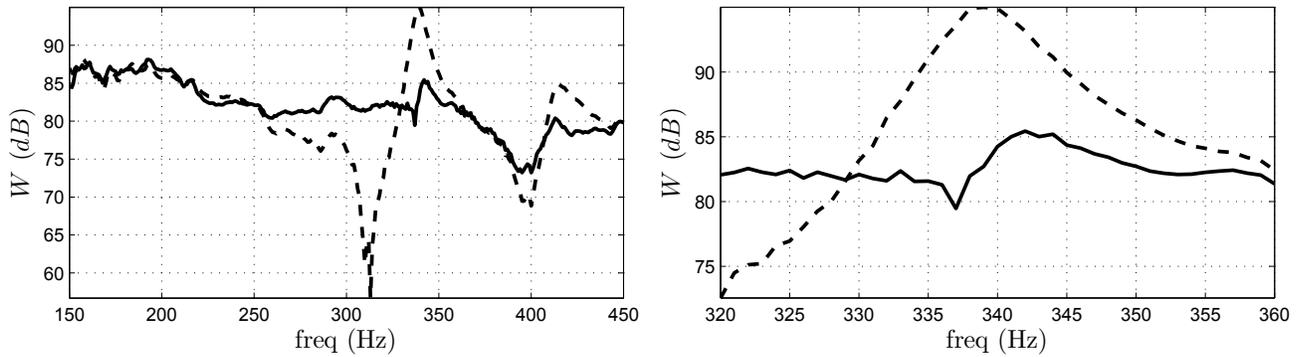


Figure 6.9 Amortissement actif ($g = 6.7 \times 10^5$) : puissance acoustique rayonnée sans (trait pointillé) et avec contrôle (trait plein) pour une bande fréquentielle de 150 à 450 Hz (gauche) et 320 à 360 Hz (droite).

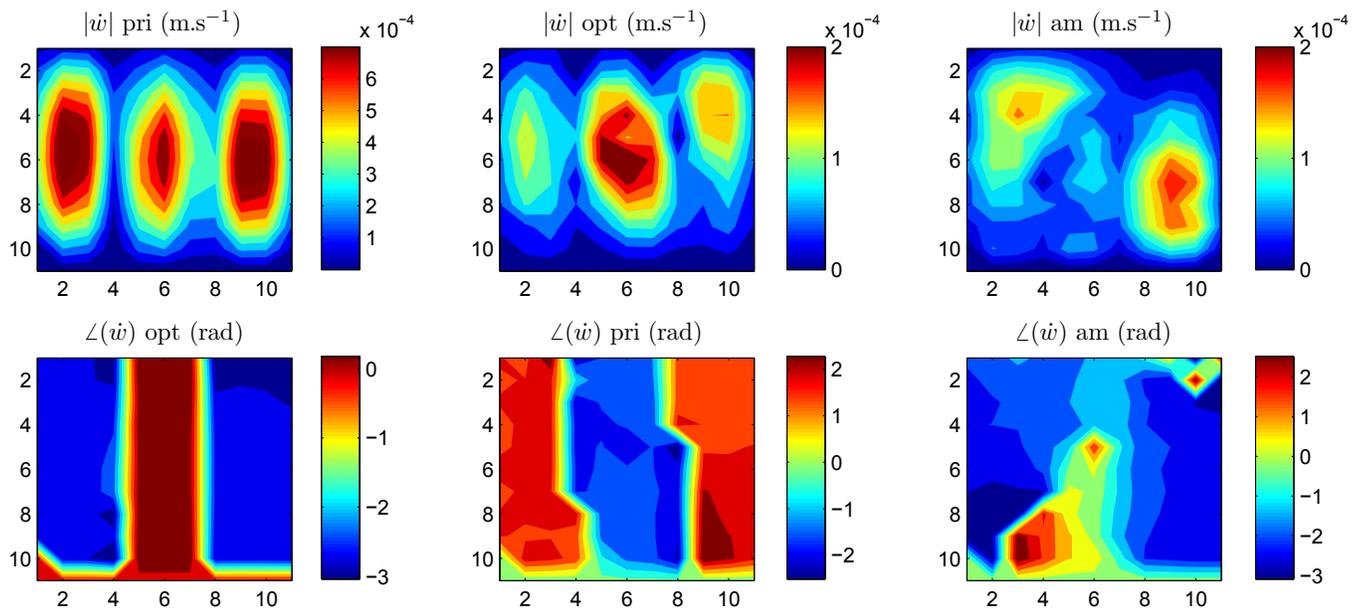


Figure 6.10 Vitesses vibratoires de la plaque sans contrôle (gauche), avec contrôle optimal pour $\beta = 1 \times 10^{-6}$ (centre) et amortissement actif pour $g = 6.7 \times 10^5$ (droite) à $f = 340$ Hz.

très proches pour les deux méthodes. De même, les variations de \mathbf{Z}_m^{opt} au voisinage des résonances correspondent à celles observées en théorie (Figure 5.16) : sur la résonance d'un mode structurel, l'impédance virtuelle optimale est réelle positive (Figure 6.16). Sur cette figure apparaît également le fait que l'impédance mécanique virtuelle imposée lorsqu'une méthode classique d'amortissement actif est mise en place avec un actionneur inertiel commandé en tension n'est pas simplement une constante réelle positive.

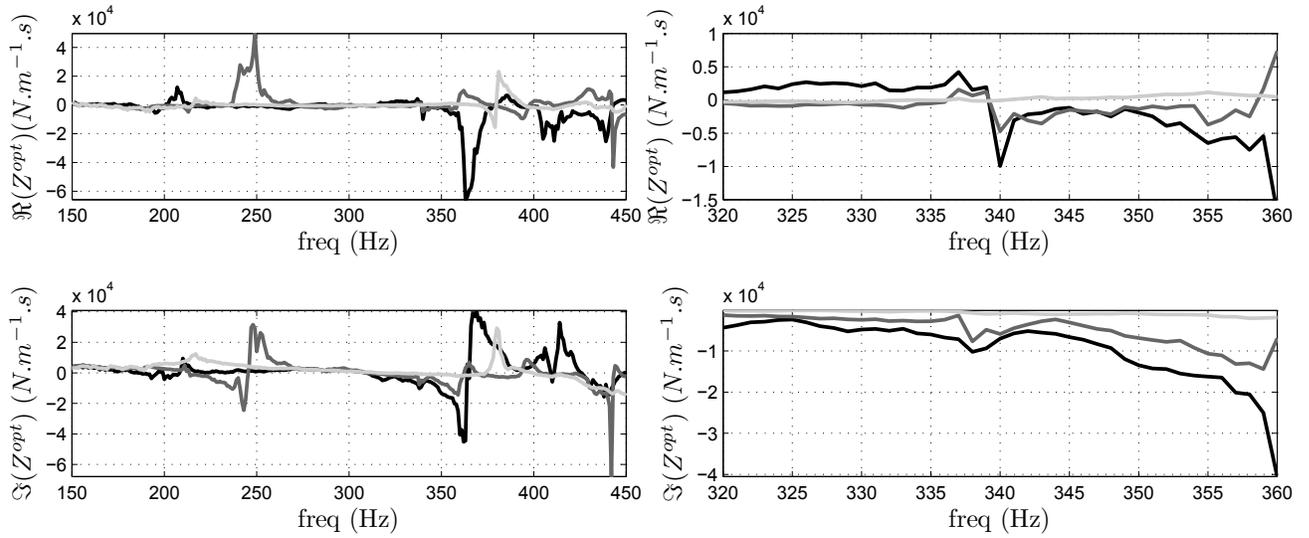


Figure 6.11 Contrôle optimal ($\beta = 1 \times 10^{-6}$) : partie réelle (haut) et imaginaire (bas) des impédances mécaniques virtuelles optimales pour une bande fréquentielle de 150 à 450 Hz (gauche) et 320 à 360 Hz (droite).

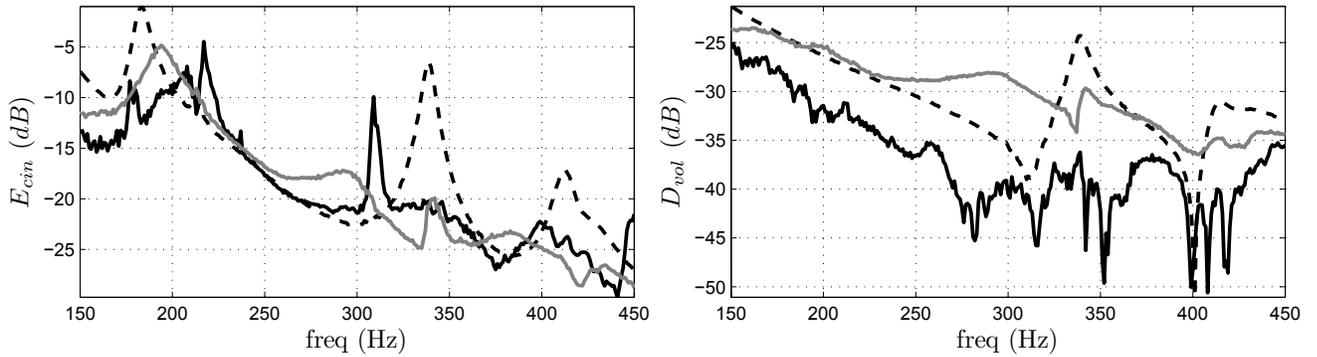


Figure 6.12 Énergie cinétique de la plaque (gauche) et débit volumique (droite) sans contrôle (traits pointillés), avec contrôle optimal pour $\beta = 1 \times 10^{-6}$ (noir) et amortissement actif pour $g = 6.7 \times 10^5$ (gris).

6.1.4 Variations de l'angle d'incidence du champ primaire

La valeur de l'angle d'incidence simulé θ est modifiée entre $-\frac{\pi}{2}$ et $\frac{\pi}{2}$ à l'aide de retards introduits entre les colonnes de haut-parleurs (Eq. 6.1) et la situation sans contrôle est comparée à quatre autres situations, comme dans le cas théorique : les impédances mécaniques virtuelles optimales sont calculées et imposées pour tout θ (cas 1), les commandes optimales $\mathbf{u}^{opt}(\frac{\pi}{6})$ sont envoyées aux actionneurs pour tout θ (cas 2), les impédances virtuelles $\mathbf{Z}^{opt}(\frac{\pi}{6})$ sont imposées pour tout θ (cas 3) et une stratégie d'amortissement actif est mise en place (cas 4). Une fois de plus, les résultats obtenus à partir des données expé-

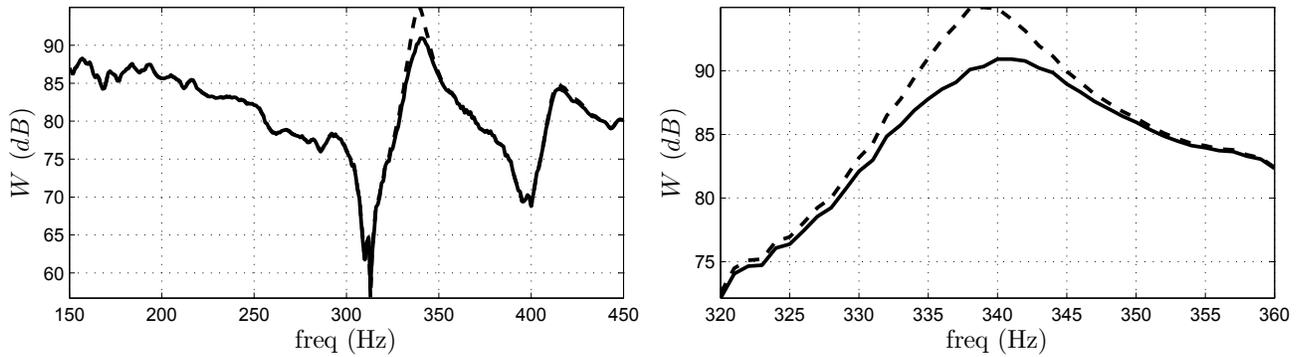


Figure 6.13 Contrôle optimal ($\beta = 5 \times 10^{-5}$) : puissance acoustique rayonnée sans (trait pointillé) et avec contrôle (trait plein) pour une bande fréquentielle de 150 à 450 Hz (gauche) et 320 à 360 Hz (droite).

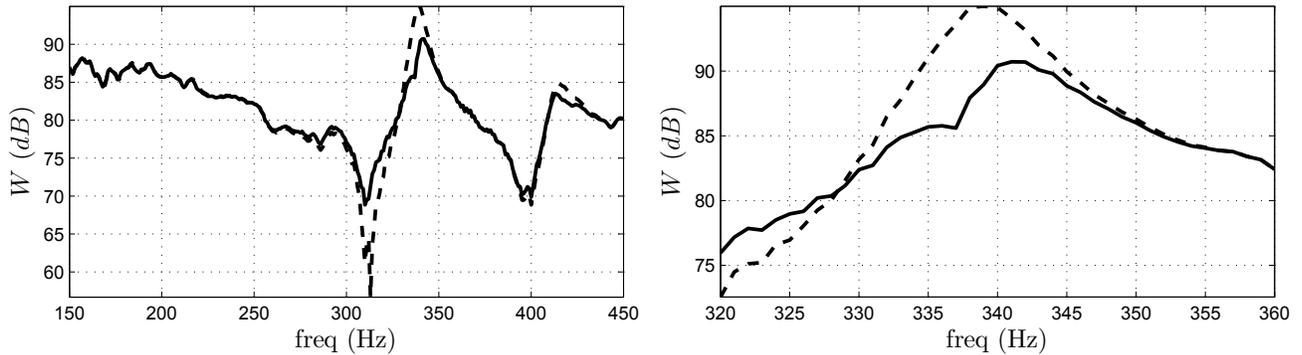


Figure 6.14 Amortissement actif ($g = 1.3 \times 10^4$) : puissance acoustique rayonnée sans (trait pointillé) et avec contrôle (trait plein) pour une bande fréquentielle de 150 à 450 Hz (gauche) et 320 à 360 Hz (droite).

riméntales sont comparables à ceux simulés numériquement (Figure 6.18). À la fréquence $f = 340$ Hz, les courbes des puissance acoustique rayonnée obtenues dans les cas 1, 2 et 3 se croisent comme attendu au voisinage de $\theta = \frac{\pi}{6}$. Sur une résonance et pour une pénalisation faible, même si la valeur des impédances mécaniques virtuelles optimales varie avec l'angle d'incidence de l'onde primaire, le fait d'imposer la même impédance mécanique virtuelle pour tout θ (cas 3) permet cependant d'obtenir une bonne atténuation. L'augmentation de la pénalisation entraîne une diminution de la performance mais une augmentation de la robustesse en performance : la valeur des impédances mécaniques virtuelles optimales varie beaucoup moins avec l'angle d'incidence de l'onde primaire et les cas 2, 3 et 4 sont très proches. Les résultats obtenus par la réalisation d'amortissement actif concordent avec les simulations numériques et montrent l'intérêt d'implanter les impédances mécaniques

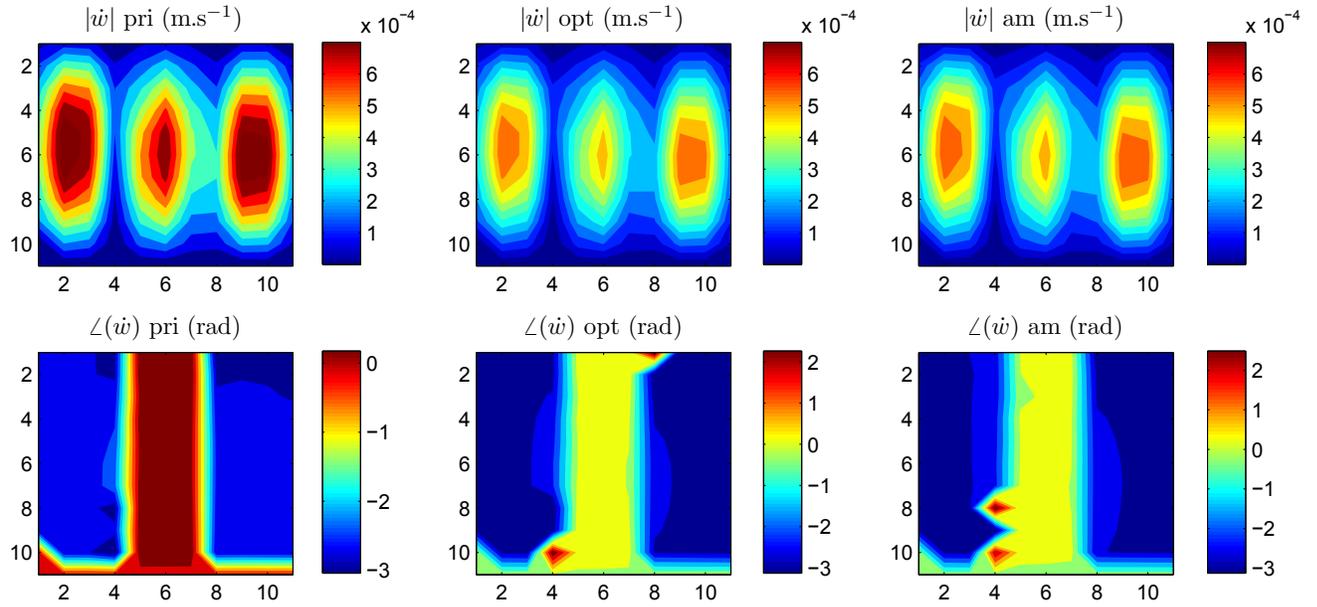


Figure 6.15 Vitesses vibratoires de la plaque sans contrôle (gauche), avec contrôle optimal pour $\beta = 5 \times 10^{-5}$ (centre) et amortissement actif pour $g = 1.3 \times 10^4$ (droite) à $f = 340$ Hz.

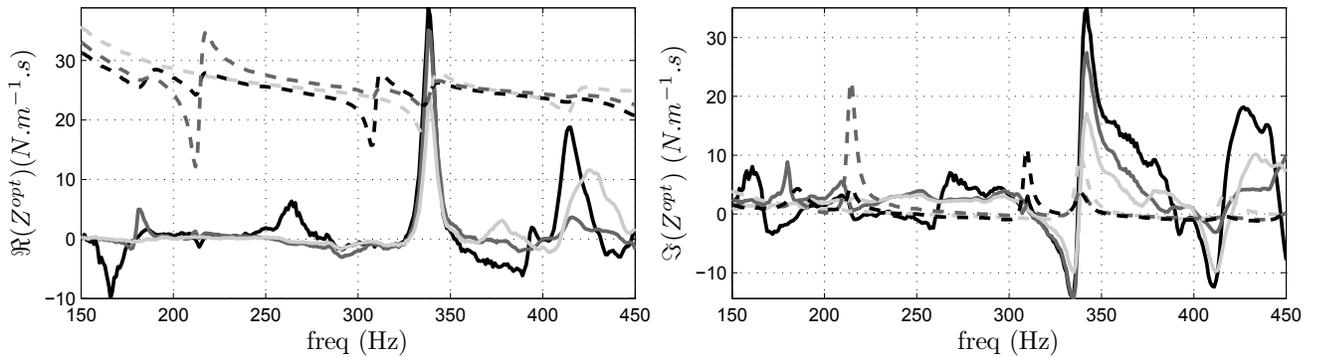


Figure 6.16 Contrôle optimal : partie réelle (gauche) et imaginaire (droite) des impédances mécaniques virtuelles optimales pour $\beta = 5 \times 10^{-5}$ (traits pleins) et pour $g = 1.3 \times 10^4$ (traits pointillés).

virtuelles optimales.

Les atténuations obtenues dans les cas 3 et 4 sont ensuite tracées pour une fréquence entre 150 et 450 Hz (Figure 6.19) et les conclusions sont les mêmes qu'en théorie : avec pénalisation de l'effort de contrôle, les atténuations obtenues sont plus faibles et davantage localisées autour des résonances. En revanche, les zones d'atténuation négative sont moins nombreuses et les valeurs négatives moins importantes. De plus, même avec une

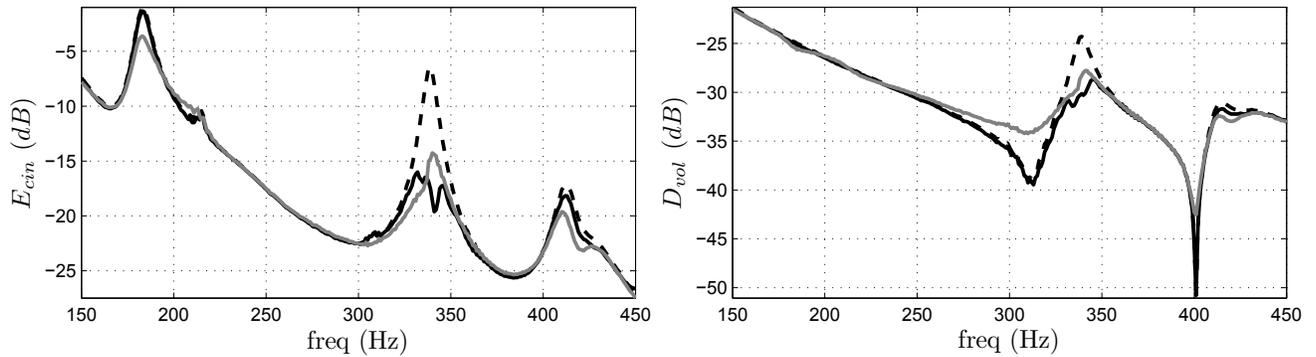


Figure 6.17 Énergie cinétique de la plaque (gauche) et débit volumique (droite) sans contrôle (traits pointillés), avec contrôle optimal pour $\beta = 5 \times 10^{-5}$ (noir) et amortissement actif pour $g = 1.3 \times 10^4$ (gris).

pénalisation de l'effort de contrôle très faible, le voisinage d'une résonance reste une situation favorable à la robustesse en performance de la méthode à la variation de l'angle d'incidence. Il est donc bien possible de conclure que la pénalisation de l'effort de contrôle entraîne une perte de performance mais une augmentation de la robustesse en performance du contrôle mis en place.

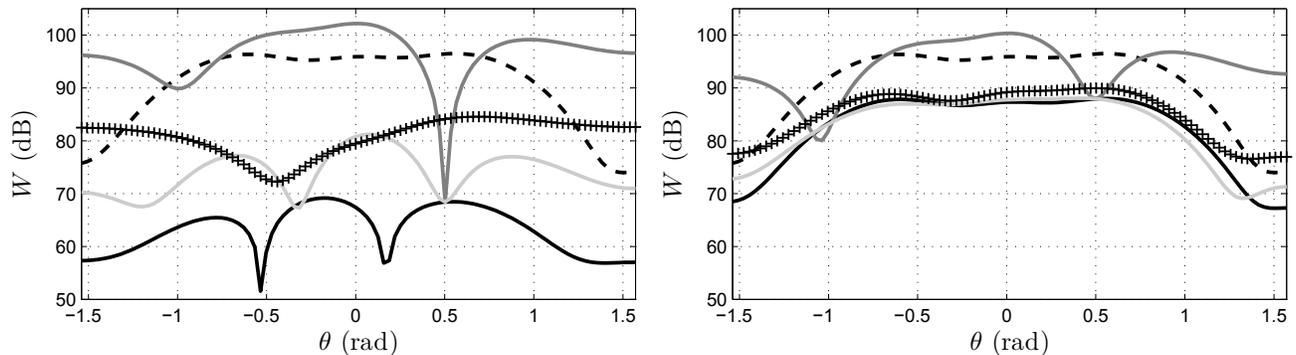


Figure 6.18 Puissance acoustique rayonnée ($f = 340$ Hz, $\phi = 0$, ($\beta = 1 \times 10^{-6}$, $g = 6.7 \times 10^5$) (gauche), ($\beta = 5 \times 10^{-5}$, $g = 1.3 \times 10^4$) (droite)) : sans contrôle (trait pointillé), cas 1 (noir), cas 2 (gris foncé), cas 3 (gris clair), cas 4 (+).

6.1.5 Conclusion

Malgré des différences en terme d'excitation primaire, le dispositif expérimental détaillé dans cette section constitue un montage relativement simple et moins coûteux qu'une mesure de perte par transmission classique faisant intervenir deux chambres couplées, mais

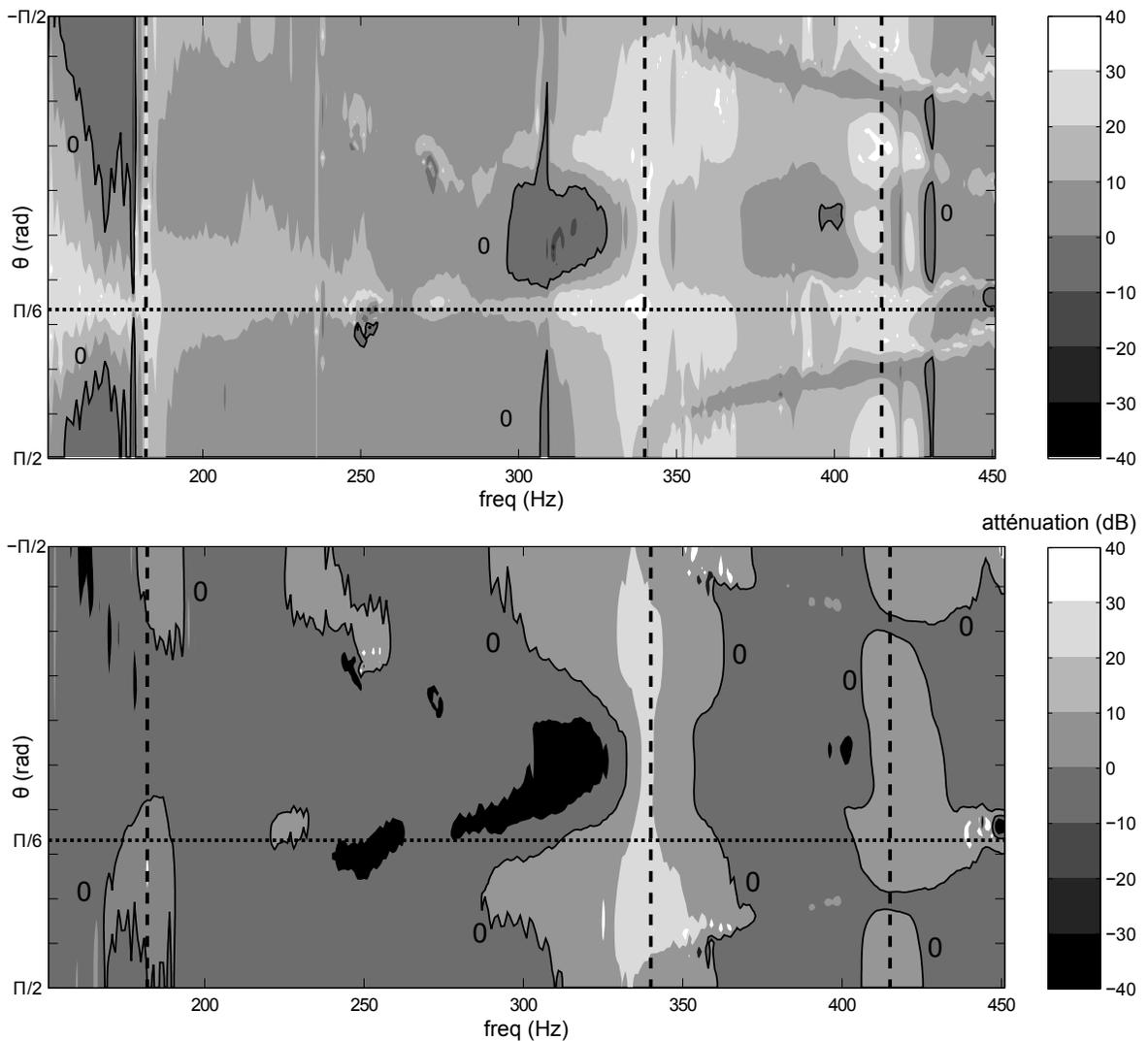


Figure 6.19 Atténuation de la puissance acoustique rayonnée ($f = 340$ Hz, $\phi = 0$, $P_{inc} = 10$ Pa) obtenue dans le cas 3 pour $\beta = 1 \times 10^{-6}$ (haut) et le cas 4 pour $g = 6.7 \times 10^5$ (bas).

permet cependant une bonne concordance des résultats théoriques et mesurés dans le cas d'une plaque mince en appui simple. Toutes les tendances prévues par la simulation du problème vibroacoustique ont pu être vérifiées en pratique. Tout d'abord, le contrôle optimal permet d'obtenir une meilleure atténuation de la puissance acoustique rayonnée qu'une stratégie classique d'amortissement actif : l'amortissement actif ne permet d'imposer qu'une impédance mécanique virtuelle résistive alors que la valeur des impédances mécaniques virtuelles optimales correspond dans certains cas à de l'injection de l'énergie à la structure. De même, l'étude de la robustesse en performance de la méthode aux variations de l'angle d'incidence de l'onde primaire a permis de confirmer qu'au voisinage des résonances de la structure, la valeur des impédances mécaniques virtuelles optimales varie

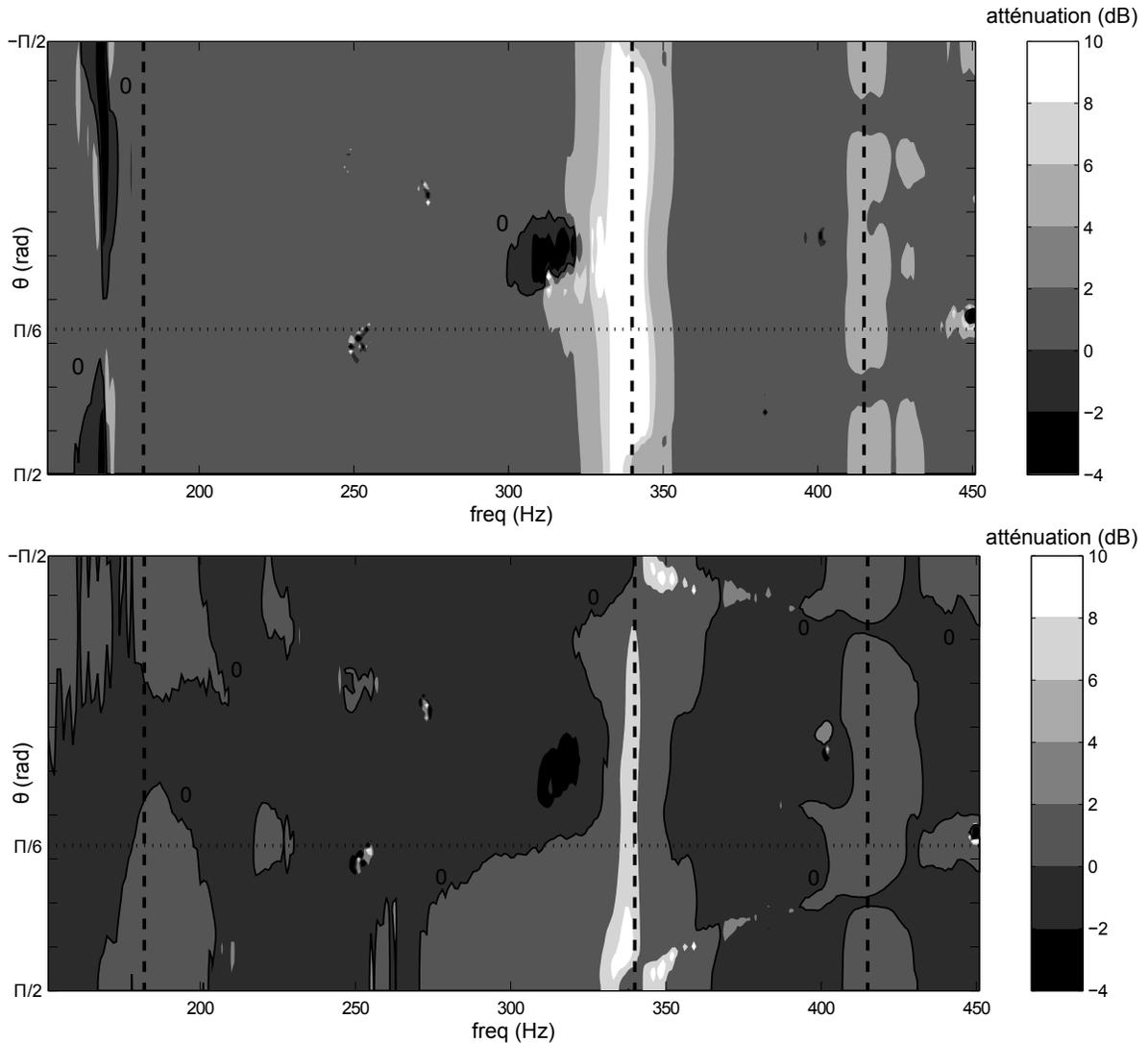


Figure 6.20 Atténuation de la puissance acoustique rayonnée ($f = 340$ Hz, $\phi = 0$, $P_{inc} = 10$ Pa) obtenue dans le cas 3 pour $\beta = 5 \times 10^{-5}$ (haut) et le cas 4 pour $g = 1.3 \times 10^4$ (bas).

beaucoup moins en fonction de l'excitation primaire qu'hors résonance. Enfin, l'influence du paramètre de pénalisation de l'effort de contrôle, à la fois sur la performance et la robustesse en performance de la méthode a également pu être validé expérimentalement.

De manière plus générale, la mise en place de cette première campagne expérimentale et la bonne concordance entre la théorie et les mesures dans ce cas académique permettent surtout de considérer l'application de la méthode à une structure beaucoup plus complexe, dont le comportement vibroacoustique est a priori inconnu.

6.2 Panneau intérieur aéronautique

La première expérience a permis la validation du contrôle optimal en montrant, dans le cas académique d'une plaque mince en appui simple, une bonne concordance entre la théorie et les mesures. La problématique de la seconde campagne expérimentale, réalisée au GAUS est différente. Il s'agit là de mettre en place la méthode des impédances mécaniques virtuelles optimales dans une situation beaucoup plus proche de celle de la réduction de la puissance acoustique rayonnée à l'intérieur d'une cabine aéronautique. Même si le couplage entre le rayonnement de la structure et les modes de cavité de la cabine, étudié dans la littérature par [62][43] n'est pas considéré ici, la structure contrôlée est bien un panneau intérieur d'une double paroi aéronautique.

Il est possible de relever les principales différences entre le comportement d'un tel panneau et celui d'une plaque mince en aluminium comme celle considérée précédemment. Tout d'abord, la courbure de la structure selon une de ses directions induit selon cette direction une raideur à l'origine du décalage vers des fréquences plus hautes de la résonance de certains des modes structuraux (lié à leur indice modal dans cette direction) [65][48]. De plus, le matériau dont est constitué le panneau est composite de type sandwich nid d'abeille : un tel matériau combine une forte raideur pour une faible masse mais est également bien plus amorti qu'une plaque d'aluminium.

Mises à part ces généralités, c'est l'application de la méthode des impédances mécaniques virtuelles optimales à une structure inconnue qui est testée au cours de cette expérience à l'aide d'un dispositif classique de mesure de transparence acoustique. Ce dispositif nécessite l'hypothèse d'un rayonnement en champ libre, évoquée précédemment. Ainsi, cette section présente, pour une excitation harmonique, les résultats du calcul optimal (étape 1) mais également du contrôle centralisé ou décentralisé des impédances mécaniques virtuelles optimales (étape 2). Enfin, la robustesse de la méthode à des variations du champ primaire est étudiée.

6.2.1 Dispositif expérimental

La structure contrôlée est donc le panneau intérieur d'une double paroi aéronautique "trim panel" fourni par Bombardier Aéronautique, en matériau composite de type sandwich nid d'abeille comme schématisé sur la Figure 6.21. Ses caractéristiques mécaniques sont notées dans le Tableau 6.1. Il est courbé dans le sens de sa hauteur avec un rayon de courbure de 0.9 m, et composé d'un hublot. Il a été monté sur sa hauteur entre les chambres

réverbérantes et anéchoïques du GAUS de telle sorte que les conditions limites réalisées approchent une condition d'encastrement (Figure 6.22). Le volet du hublot a été démonté afin d'éviter le bruit de "rattle" (grésillement dû à l'entrechoquement de certaines parties du volet). L'étanchéité acoustique du hublot a été assurée en jointant la plaque de plexiglas constituant le hublot. Dans cette campagne expérimentale, le panneau est considéré comme une structure rayonnante dans son ensemble, à laquelle on souhaite appliquer la méthode des impédances mécaniques virtuelles optimales. Ainsi, une couche d'isolant acoustique a été ajoutée (Figure 6.23) sur le hublot afin que toute la transmission acoustique à travers le panneau ne soit pas exclusivement due à ce dernier.

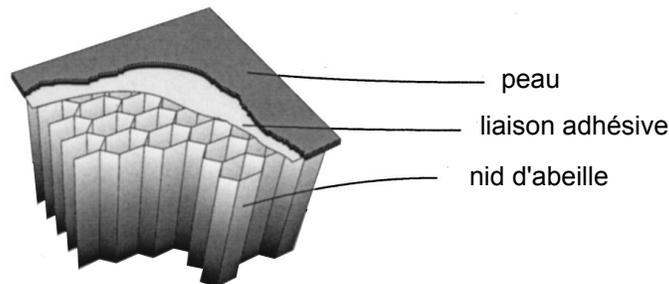


Figure 6.21 Schéma d'un matériau composite type nid d'abeille [49].

Le champ primaire est généré à l'aide d'une seule source JBL [®] EON 15 disposée dans la chambre réverbérante (Figure 6.22). Les mesures intensimétriques sont réalisées à l'aide d'une sonde pression-pression B&K 4181 déplacée au moyen d'un robot sur une surface plane \mathcal{S} située à 10 cm de la paroi de la chambre anéchoïque. Des premières mesures effectuées pour un maillage de \mathcal{S} de 10×10 cm permettent de choisir dans la suite de l'étude un maillage de 20×20 cm (7×7 points de mesure), ce qui autorise une bonne estimation du rayonnement jusqu'à une fréquence $f = 850$ Hz selon l'Eq. (4.8). Un vibromètre laser à balayage à effet Doppler Polytec [®] est également disposé dans la chambre anéchoïque afin de réaliser des cartographies vibratoires de la structure contrôlée. La génération et l'acquisition des signaux ainsi que l'implantation du contrôle sont effectuées à l'aide d'un contrôleur temps-réel Opal-RT [®] dont la fréquence d'échantillonnage est fixée à 20 kHz.

Cinq unités de contrôle sont positionnées sur le panneau (Fig. 6.23) Chaque unité est composée d'un actionneur inertiel Dayton Audio DAEX 32, dont les spécifications sont présentées dans le tableau 6.2 et d'un accéléromètre B&K 4397. Il est possible, pour choisir leur position, de s'appuyer sur des mesures vibratoires du panneau soumis au champ primaire seul. Cependant, compte-tenu de la complexité des transferts vibratoires

Paramètre	Notation	Valeur	Unité
Longueur	L_x	0.96	m
Largeur	L_y	1.1	m
Rayon de courbure	\mathcal{R}	0.9	m
Peau			
Épaisseur	h_f	0.508	mm
Masse volumique	ρ_f	1906	kg m^{-3}
Coefficient de Poisson	ν_f	0.141	
Module d'Young	E_f	$23.6 \cdot 10^9$	Pa
Nid d'abeille			
Épaisseur	h	6.35	mm
Module d'Young	E_1	10^3	Pa
	E_2	10^3	Pa
	E_3	$138 \cdot 10^9$	Pa
Masse volumique	ρ	48	kg m^{-3}
Coefficient de poisson	ν_1	0.45	
	ν_2	0.01	

Tableau 6.1 Paramètres physiques du trim panel en composite



Figure 6.22 Dispositifs pour les mesures intensimétriques et vibratoires côté chambre anéchoïque (gauche) et source primaire côté chambre réverbérante (droite).

à partir de $f \approx 200$ Hz et vu la masse non négligeable des actionneurs (5×0.12 kg) par rapport à celle du panneau (3.7 kg), les positions "idéales" pour le panneau non-instrumenté ne sont pas forcément idéales lorsque les actionneurs inertiels sont fixés. Une répartition pseudo-aléatoire des unités de contrôle est préférée.

Parameter	Notation	Value	Unit
Résistance dc	R_e	3.36	Ω
Inductance bobine	L_e	0.05	mH
Facteur de Force	Bl	4.4	N A^{-1}
Masse mobile	M_a	0.105	kg
Résistance mécanique	R_a	0.31	$\text{N m}^{-1} \text{s}$
Raideur de suspension	K_a	$14.2 \cdot 10^3$	N m^{-1}

Tableau 6.2 Paramètres d'un actionneur de type Dayton Audio DAEX32

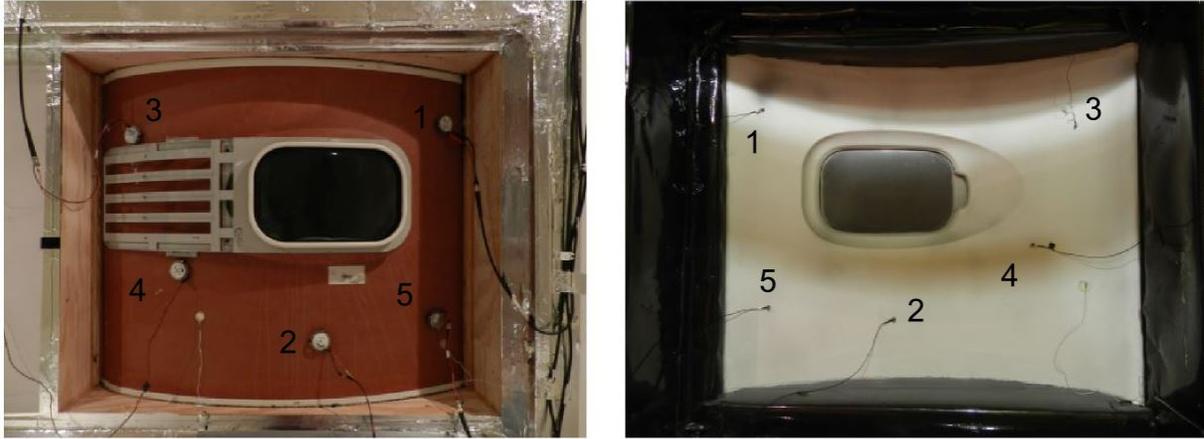


Figure 6.23 Panneau instrumenté avec les actionneurs inertiels côté chambre réverbérante (gauche) et avec les accéléromètres côté chambre anéchoïque (droite).

6.2.2 Mesures préliminaires

La méthodologie et les résultats présentés dans la suite de cette étude expérimentale sont la conséquence directe de mesures préliminaires dont les conclusions sont résumées dans cette partie. Parmi ces mesures préliminaires, un dispositif de mesure de perte par transmission a été mis en place via un analyseur Pulse [®] multicanaux. La mesure de TL (Transmission Loss) permet de constater que le trim panel est assez fortement amorti (Figure 6.24). Il est possible de noter qu'en observant la courbe de pertes par transmission en bande fine, celle-ci est négative pour certaines fréquences. Ces valeurs peuvent s'expliquer a posteriori par un mauvais étalonnage du microphone utilisé dans la chambre réverbérante mais également, pour les fréquences plus basses, par l'influence du comportement modal de la salle en dessous de sa fréquence de Schroeder, estimée autour de 250 Hz. Des mesures locales de l'impédance mécanique ont également été réalisées en 2 positions (Figure 6.25) : au-delà de 500 Hz, la structure n'a plus du tout un comportement modal. Cette mesure permet également de vérifier que les pics observés entre 100 et 500 Hz sur la courbe de TL ne sont pas seulement dus au comportement modal de la chambre réverbérante. À l'issue de ces

mesures préliminaires, la décision est prise de réaliser les deux étapes de la méthode des impédances mécaniques virtuelles optimales à la fréquence $f_0 = 363.2$ Hz, supérieure à la fréquence de Schroeder et à laquelle le comportement du panneau est relativement modal. Cette fréquence correspond également à un léger pic de cohérence dans les transferts acoustiques et vibratoires.

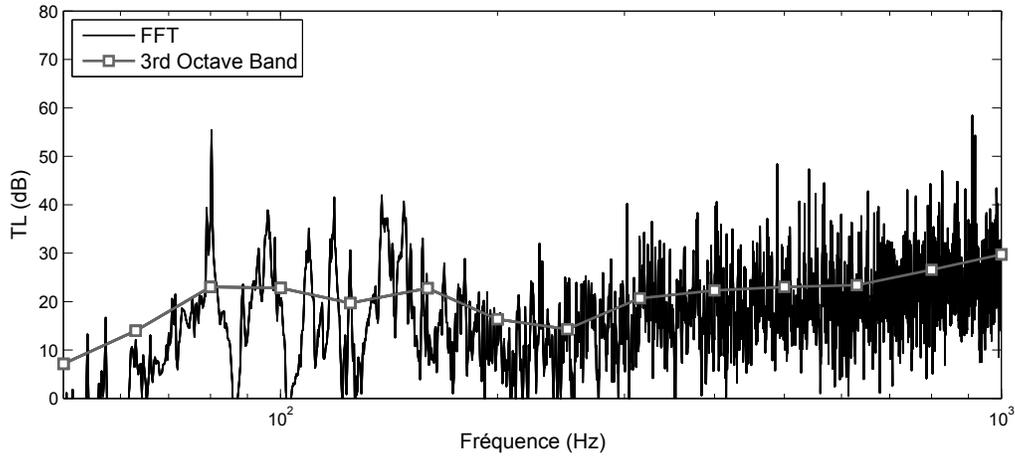


Figure 6.24 Mesure de transmission acoustique du panneau intérieur aéronautique.

Identification

Comme dans le cas de la plaque en appui simple, les identifications de différents transferts sont nécessaires au calcul des impédances mécaniques virtuelles optimales. Une identification large-bande est envisagée dans un premier temps. La différence majeure avec l'expérience précédente est que l'établissement d'un champ diffus dans la chambre réverbérante impose une durée d'identification relativement longue. Ainsi, en utilisant comme signal d'excitation un bruit blanc filtré de 50 Hz à 2000 Hz, la durée minimale requise est de deux minutes pour une identification garantissant une bonne répétabilité et une bonne cohérence du transfert entre la commande envoyée à la source de bruit primaire et la pression mesurée par la sonde intensimétrique en chaque point du maillage de \mathcal{S} . De plus, une légère variation temporelle de ce transfert est observée de telle sorte qu'une réidentification quotidienne est nécessaire à une bonne concordance entre les prévisions du contrôle et les cartographies intensimétriques effectivement mesurées.

Compte tenu de ces difficultés, la décision est prise de mesurer directement les valeurs des matrices \mathbf{H}_p , \mathbf{H}_v , \mathbf{p}_p , \mathbf{p}_v , \mathbf{H} et \mathbf{d} (voir chapitre 4) pour $f = f_0$ en utilisant la méthode de

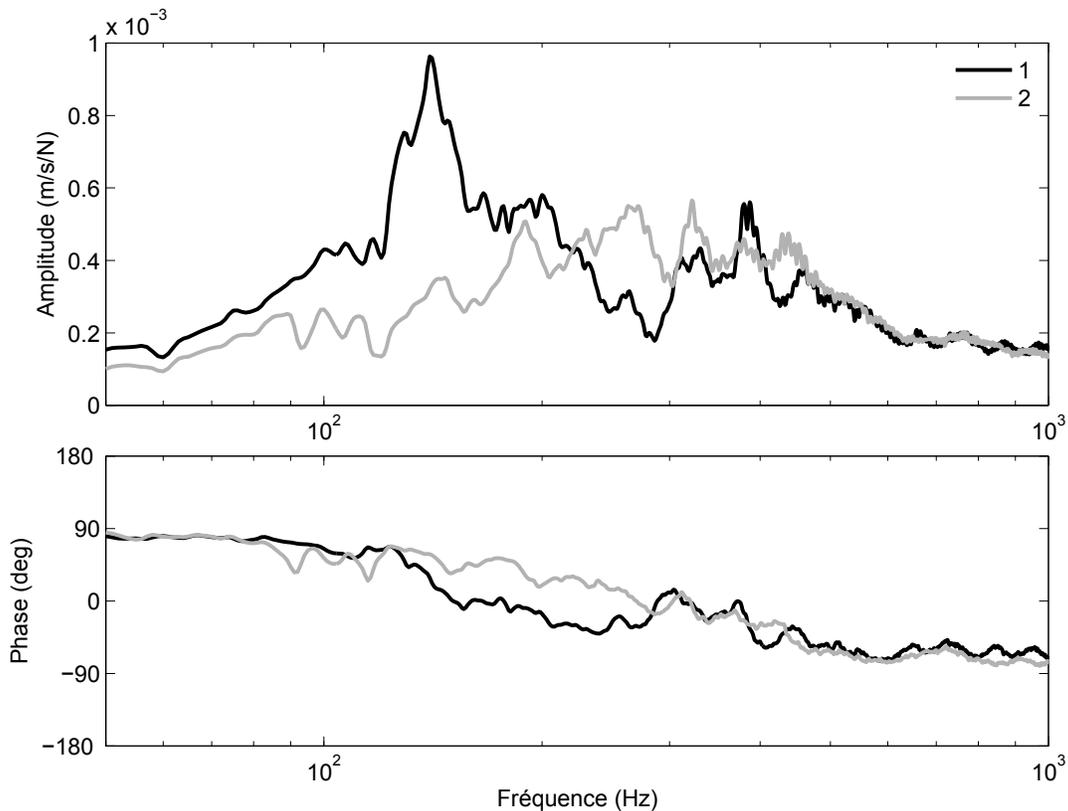


Figure 6.25 Mobilité mécanique de la structure aux positions des unités 1 et 2.

l'enveloppe complexe. Un sinus à la fréquence f_0 est généré pendant 5 secondes et une moyenne temporelle de l'enveloppe complexe du signal mesuré est alors effectuée sur les 3 dernières secondes. Le gain de temps par rapport à une identification des transferts en large-bande permet d'avoir un suivi régulier des transferts et confronter systématiquement prévisions et mesures.

6.2.3 Résultats

Étape 1 : calcul optimal

Dans un premier temps, la source primaire est placée en position P_1 selon l'orientation schématisée sur la Figure 6.26. Le niveau du bruit primaire harmonique mesuré dans la chambre réverbérante à l'aide d'un microphone en rotation est de 96.7 dB. Les identifications harmoniques à $f = f_0$ des transferts des excitations primaires et secondaires vers le

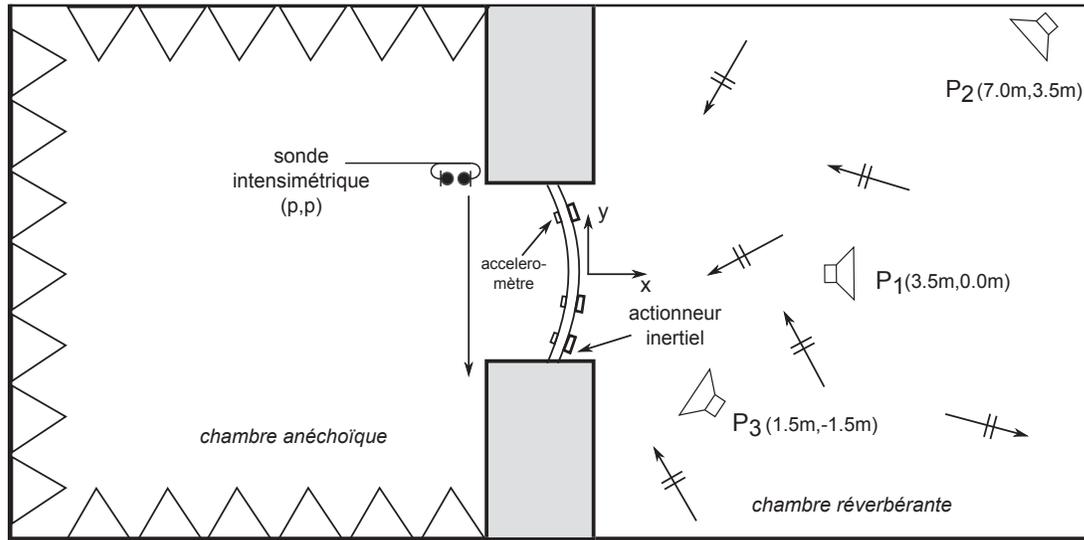


Figure 6.26 Schéma du dispositif expérimental pour l'application de la méthode des impédances mécaniques virtuelles à un panneau aéronautique.

doublet microphonique de la sonde intensimétrique permettent de calculer $\mathbf{u}^{opt}(P_1)$ d'après les calculs présentés à la section 4.2. En mesurant les transferts des champs primaires et secondaires vers les cinq accéléromètres, il est ensuite possible de calculer $\mathbf{Z}^{opt}(P_1)$ puis $\mathbf{Z}_m^{opt}(P_1)$. En ne considérant pas de pénalisation de l'effort de contrôle ($\beta=0$), une atténuation de la puissance acoustique rayonnée de 10.8 dB est prédite (Figure 6.27) pour des tensions optimales à envoyer aux actionneurs inertiels $\mathbf{u}^{opt}(P_1)$ d'amplitudes parfaitement réalisables (voir Tableau 6.3). Sur une structure déjà bien amortie comme celle considérée ici, la valeur des impédances mécaniques virtuelles optimales $\mathbf{Z}_m^{opt}(P_1)$ est à partie réelle négative sur toutes les unités de contrôle : la stratégie mise en place ne correspond pas à de l'absorption mais bien à de l'injection d'énergie à la structure et se dissocie bien d'une stratégie classique d'amortissement actif.

Même si l'atténuation prévue est supérieure à 10 dB, il est intéressant de noter que le calcul optimal a été réalisé sans pénalisation de l'effort de contrôle. La seule chose qui pourrait permettre, pour une même position de la source primaire et le même nombre d'unités de contrôle, une meilleure atténuation, serait de mieux positionner les unités de contrôle. S'il n'est pas possible de faire ce type de prévision sans faire des mesures supplémentaires, il est en revanche possible d'étudier l'influence de la position de chacune des unités sur le

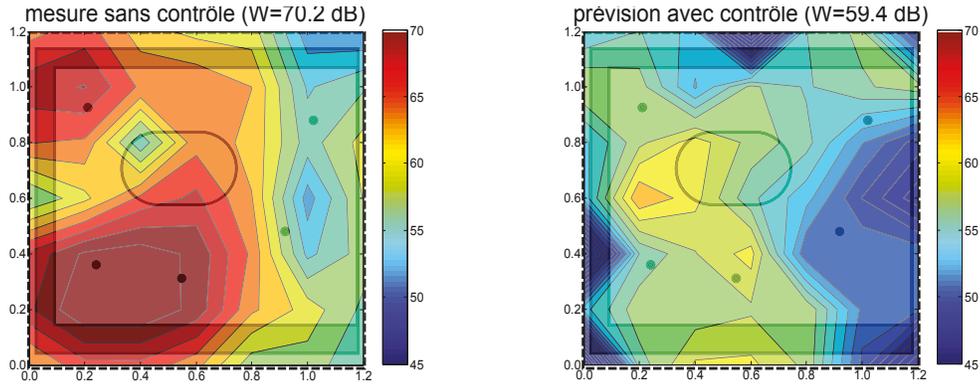


Figure 6.27 Cartographie intensimétrique à $f = 363.2$ Hz pour la source primaire en position P_1 : sans contrôle (gauche) et prévue par le calcul optimal (droite).

	$\mathbf{Z}_m^{opt}(P_1)$ ($\text{N}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}$)	$ \mathbf{u}^{opt}(P_1) $ (V)	$ \mathbf{u}^{rej}(P_1) $ (V)
Unité 1	$(-3.7230 + 0.7215j) \times 10^3$	0.23	0.07
Unité 2	$(-4.2635 + 1.5315j) \times 10^3$	0.21	0.06
Unité 3	$(-1.6773 + 0.4864j) \times 10^3$	0.26	0.06
Unité 4	$(-7.0630 - 5.6999j) \times 10^3$	0.38	0.09
Unité 5	$(-1.3417 - 2.6195j) \times 10^3$	0.11	0.13

Tableau 6.3 Impédances mécaniques virtuelles optimales, commandes optimales et commandes après convergence du réjecteur harmonique, à $f = 363.2$ Hz pour la source primaire en position P_1 .

résultat du contrôle optimal. Pour cela, l'atténuation ou SPR (Sound Power Reduction) optimale prédite pour chaque combinaison possible d'unités (de 1 à 5) est simulée pour $\beta = 0$ (Figure 6.28). La première chose à noter est qu'il n'y a aucune combinaison de moins de cinq unités qui permet une atténuation aussi élevée que celle obtenue avec cinq unités. En moyenne, le fait d'ajouter une unité à la structure permet de réaliser une atténuation supplémentaire d'environ 2 dB. Les unités 1,2 et 5 semblent mieux positionnées que les unités 3 et 4. Cependant, certaines combinaisons faisant intervenir ces unités permettent d'obtenir de bonnes atténuations.

Une des explications possibles à ce type de résultat est liée à la complexité de la déformée vibratoire et de l'intensité acoustique en champ proche engendrées par l'excitation

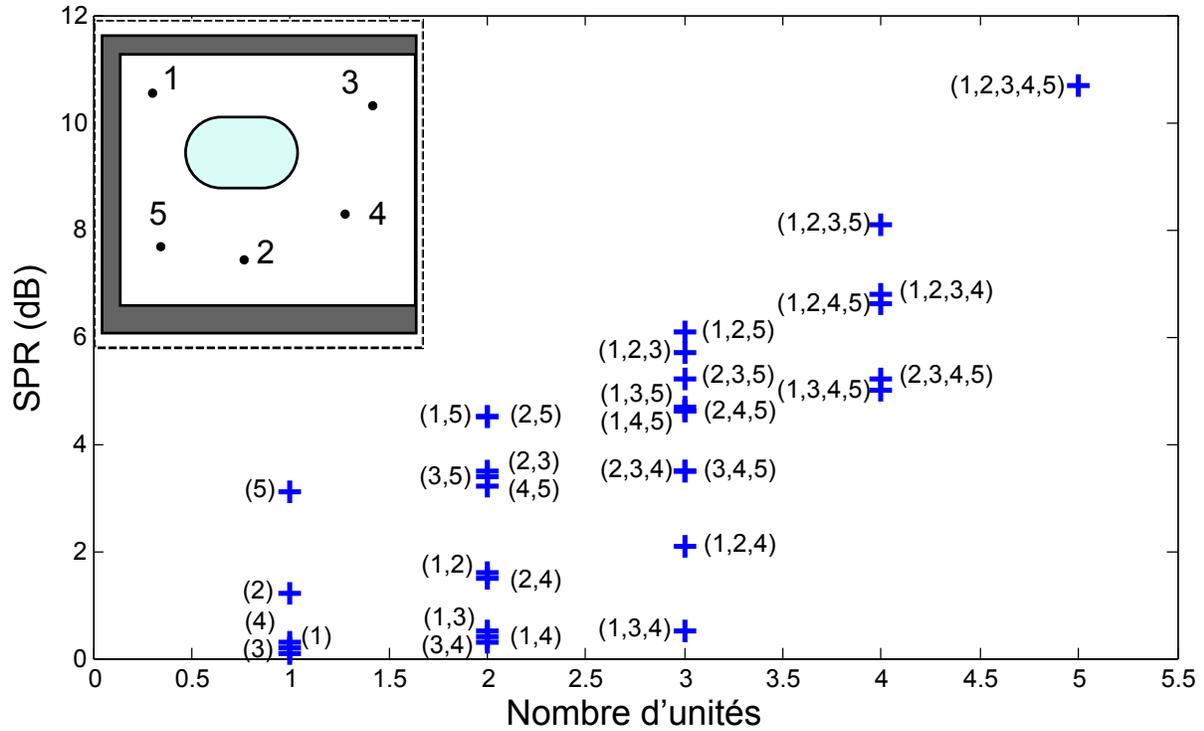


Figure 6.28 Atténuation optimale prévue en fonction de la combinaison d'unités utilisée.

primaire. Cette problématique a été évoquée à la section 4.2 : l'espace des champs que peuvent générer les sources secondaires a un rang trop faible par rapport à celui créé par le champ primaire, même si les actionneurs inertiels entre eux n'ont pas du tout le même effet en terme de rayonnement acoustique (Figure 6.29). Le problème auquel se heurte le contrôle optimal n'est pas un problème d'amplitude mais bien de complexité du champ secondaire optimal à générer. Ainsi, même si l'effet n'est pas additif, l'augmentation du nombre d'unités de contrôle, dans la mesure où elle permet de construire un champ secondaire plus complexe, entraîne également une hausse de l'atténuation optimale de la puissance acoustique rayonnée.

Cette observation permet de bien comprendre la différence fondamentale avec le cas particulier du contrôle optimal d'une structure simple peu amortie au voisinage d'une résonance. Dans la situation étudiée ici, les excitations primaires et secondaires ne sont plus projetées dans leur quasi-totalité sur la même déformée vibratoire. Un seul actionneur n'est alors plus nécessairement suffisant pour réaliser le champ intensimétrique secondaire qui permet d'annuler la puissance acoustique rayonnée par la structure.

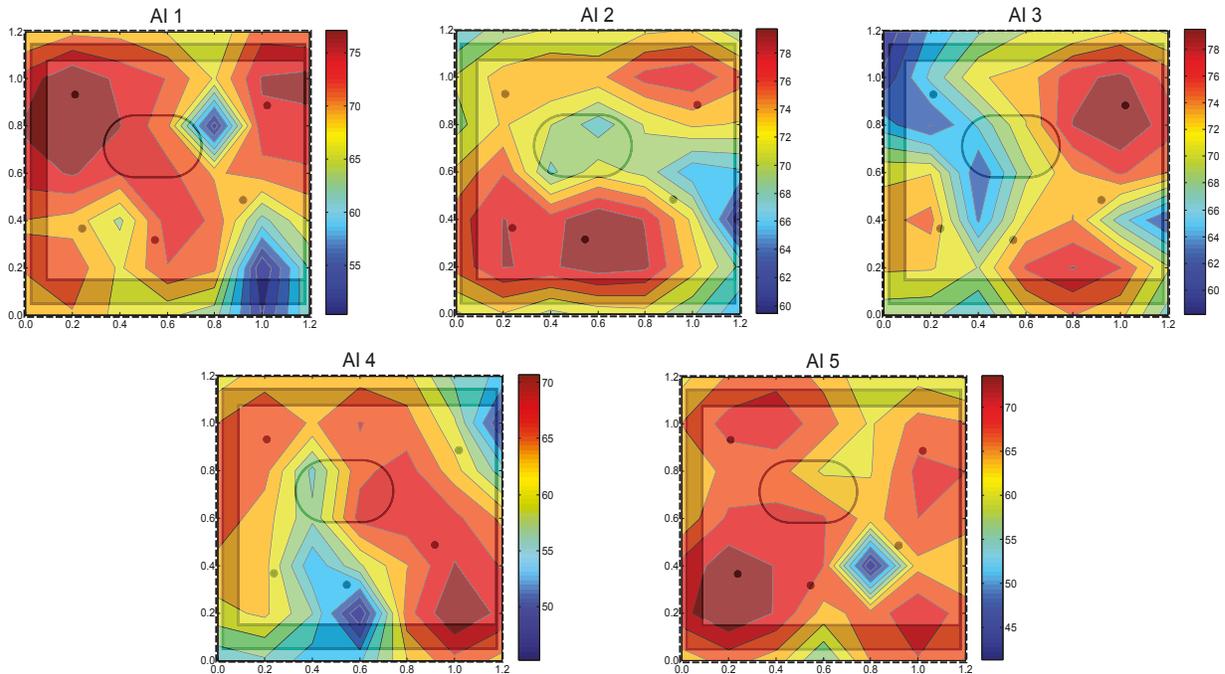


Figure 6.29 Cartographie de l'intensité acoustique active générée par chaque actionneur.

L'amortissement important du panneau aéronautique a également un effet sur la valeur de l'impédance mécanique virtuelle optimale. Ainsi, il est logique de s'attendre à ce que la stratégie de contrôle optimal se dissocie fortement d'une stratégie d'amortissement actif. L'injection d'énergie est nécessaire pour que le contrôle ait un effet global sur la structure. Le contrôle optimal est comparé avec un réjecteur harmonique, mis en place sur les 5 unités d'après le schéma présenté la Figure 2.13 (a). Les amplitudes des commandes après convergence \mathbf{u}^{rej} sont beaucoup plus faibles que les commandes optimales (Tableau 6.3) : l'effet sur le rayonnement acoustique est négligeable et l'atténuation de la puissance rayonnée est nulle. De la même manière, en mettant en place une stratégie d'amortissement actif, il est impossible d'avoir un effet global sur la structure. Les cartographies vibratoires du panneau avec et sans contrôle (Figure 6.30) permettent de constater que le contrôle tend à augmenter la complexité de la déformée vibratoire de la structure mais également son niveau. L'énergie cinétique du panneau est calculée à partir des mesures (Tableau 6.4). Si le réjecteur harmonique, en bloquant localement le panneau, entraîne une légère augmentation de son énergie cinétique, l'augmentation importante de l'énergie cinétique en mettant en place le contrôle optimal prouve que la stratégie implantée correspond bien à de l'injection d'énergie.

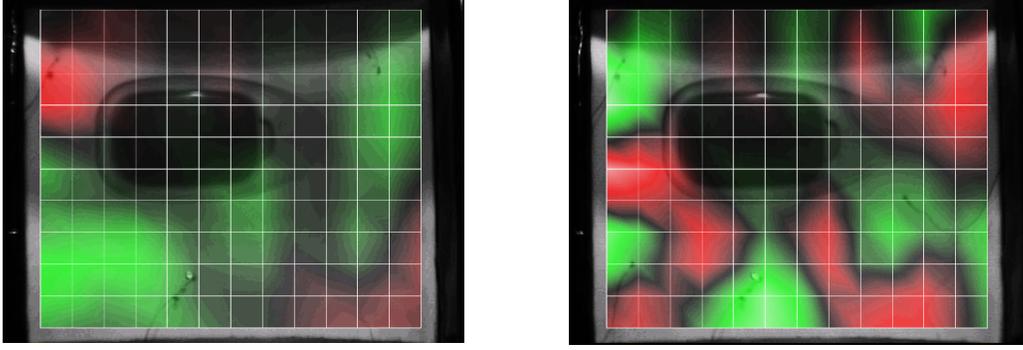


Figure 6.30 Cartographie vibratoire à $f = 363.2$ Hz pour la source primaire en position P_1 sans contrôle (gauche) et prévue par le contrôle optimal (droite).

	sans contrôle	contrôle optimal	réjecteur
E_c (J)	1.56×10^{-9}	2.1×10^{-8}	2.54×10^{-9}

Tableau 6.4 Énergies cinétiques du panneau à $f = 363.2$ Hz pour la source primaire en position P_1 .

Étape 2 : contrôle de l'impédance mécanique virtuelle

Une fois la valeur des impédances mécaniques virtuelles optimales calculée, elle est implantée au moyen du contrôleur harmonique décrit aux chapitres précédents et dont l'équation est rappelée :

$$\frac{d\mathbf{U}(t)}{dt} = -\mu\mathbf{C}(\mathbf{U}(t) + \mathbf{Z}_m^{opt}\mathbf{Y}(t)) \quad (6.3)$$

Dans un premier temps, c'est un contrôleur centralisé qui est mis en place et la matrice de compensation est choisie telle que $\mathbf{C} = (\mathbf{I}_d + \mathbf{Z}^{opt}(P_1)\mathbf{H})^{-1}$. Cette approche permet une convergence très directe : sur la Figure 6.31 (droite) sont tracées les trajectoires des commandes lors de la convergence en centralisé (bleu). La convergence se faisant selon l'Eq. 6.3, c'est bien la convergence des commandes et non des impédances mécaniques virtuelles qu'il est pertinent d'observer. Cela permet de plus de s'assurer qu'il n'y a aucun dépassement trop important des commandes envoyées aux actionneurs inertiels. La cartographie d'intensité acoustique obtenue après convergence (Figure 6.32 gauche) est bien conforme à la prévision (Figure 6.27 droite). Dans ce cas, les valeurs propres de \mathbf{C} sont les suivantes :

$$\lambda(\mathbf{C}) = [4.23 - 3.07j, -2.20 + 2.20j, 0.98 - 0.77j, 0.03 - 0.85j, -0.48 + 1.40j] \quad (6.4)$$

Deux de ces valeurs propres sont à partie réelle négative : le compensateur équivalent est instable d'après la section (4.3.4).

Afin de mettre en place un contrôleur décentralisé, une matrice de compensation \mathbf{C} diagonale est alors calculée d'après la méthode proposée à la section 4.3, en choisissant $n^c = 3$, ce qui correspond à un échantillonnage très faible de l'espace des valeurs possible des parties réelles et imaginaires de chaque terme diagonal. Parmi les $3^{2 \times 5} = 59049$ matrices diagonales générées, la matrice \mathbf{C} choisie est celle qui permet de modifier les valeurs propres λ_i du système en boucle ouverte de telle sorte que la convergence réponde le mieux aux critères de vitesse et d'amortissement (Figure 6.31 gauche). La matrice \mathbf{C} obtenue est exprimée à l'Eq. (6.5). Un de ses termes est à partie réelle négative : sur l'unité 5, le contrôle implanté correspond à un compensateur bande étroite instable. La stabilité n'est garantie que lorsque le système est bouclé. Ce type de compensateur se démarque des contrôleurs résonants, stables, qui sont classiquement implanté pour réaliser de l'amortissement actif. Le calcul des valeurs propres de \mathbf{C} dans le cas centralisé permet ici de vérifier que le caractère instable du compensateur équivalent dans le cas décentralisé n'est pas uniquement dû à l'algorithme de recherche de \mathbf{C} diagonale proposé dans cette étude.

$$\mathbf{C} = \begin{pmatrix} 1.22 - 0.72j & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0.41 - 0.24j & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0.41 - 0.24j & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0.24 + 0.41j & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -0.41 + 0.24j \end{pmatrix} \quad (6.5)$$

Pour une matrice de compensation de dimension 5 comme c'est le cas ici, le temps de calcul important oblige à se limiter à une valeur faible du paramètre n^c . En augmentant la valeur de n^c , il serait possible d'optimiser le choix de la matrice de compensation afin de garantir une meilleure vitesse et un meilleur amortissement de la convergence des commandes (Figure 6.31 droite). Après convergence, ces commandes sont légèrement différentes de celles obtenues en centralisé. C'est une conséquence de la variation du champ primaire diffus dans la chambre réverbérante. En garantissant la relation $\mathbf{u} = -\mathbf{Z}^{opt}(P_1)\mathbf{y}$ à l'issue de sa convergence, les commandes obtenues peuvent légèrement différer de $\mathbf{u}^{opt}(P_1)$. Cette variation apparaît également sur le rayonnement acoustique (Figure 6.32 droite). Même si ce dernier n'est pas parfaitement identique à celui prédit, l'atténuation réalisée est cependant équivalente (≈ 10 dB).

Robustesse de la méthode

La source de bruit primaire est ensuite déplacée en P_2 (Fig. 6.26). Dans le but d'étudier la

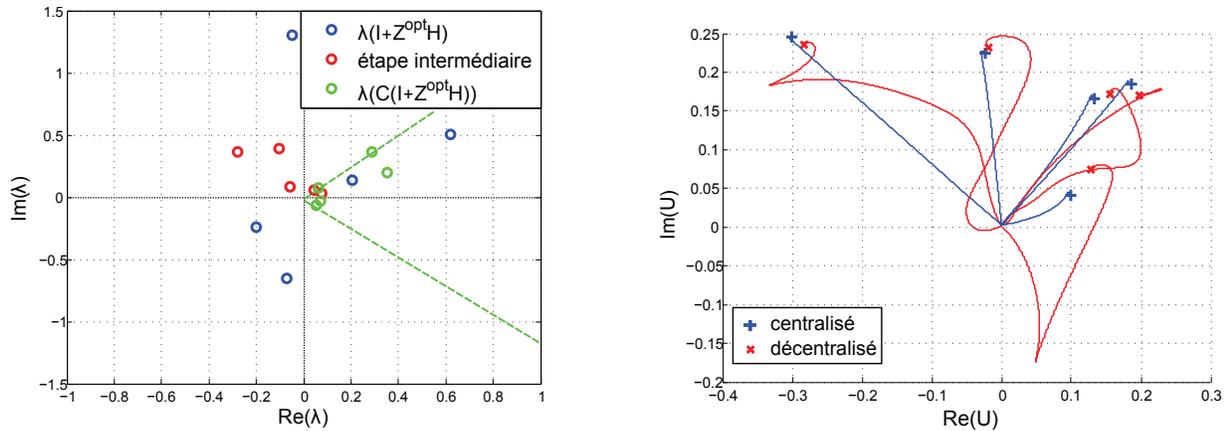


Figure 6.31 Choix de la matrice de compensation diagonale (gauche) et convergence des commandes pour le contrôle centralisé : bleu et décentralisé : rouge (droite).

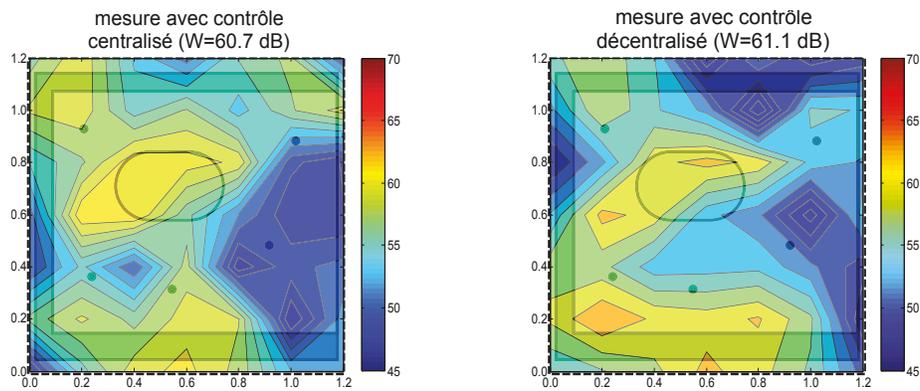


Figure 6.32 Cartographie intensimétrique à $f = 363.2$ Hz pour la source primaire en position P_1 après convergence du contrôle centralisé (gauche) et décentralisé (droite).

robustesse de la méthode des impédances mécaniques virtuelles optimales, les impédances virtuelles $\mathbf{Z}^{opt}(P_1)$ sont imposées au moyen d'un contrôleur centralisé. La cartographie intensimétrique associée au champ primaire est également mesurée de telle sorte qu'il est possible de comparer prévision et mesure après convergence du contrôle (Figure 6.33). L'atténuation obtenue est négative : le fait d'imposer $\mathbf{Z}^{opt}(P_1)$ alors que la source primaire est en P_2 , entraîne l'augmentation de la puissance acoustique rayonnée de 3 dB. La même conclusion est obtenue lorsque la source est positionnée en position P_3 : une augmentation de la puissance acoustique rayonnée de 2 dB est observée lorsque $\mathbf{Z}^{opt}(P_1)$ est imposé (Figure 6.34). La faible robustesse observée peut être expliquée en partie par la grande différence qu'il existe en terme d'intensité acoustique générée par le champ primaire selon

que la source est position P_1 , P_2 ou P_3 .

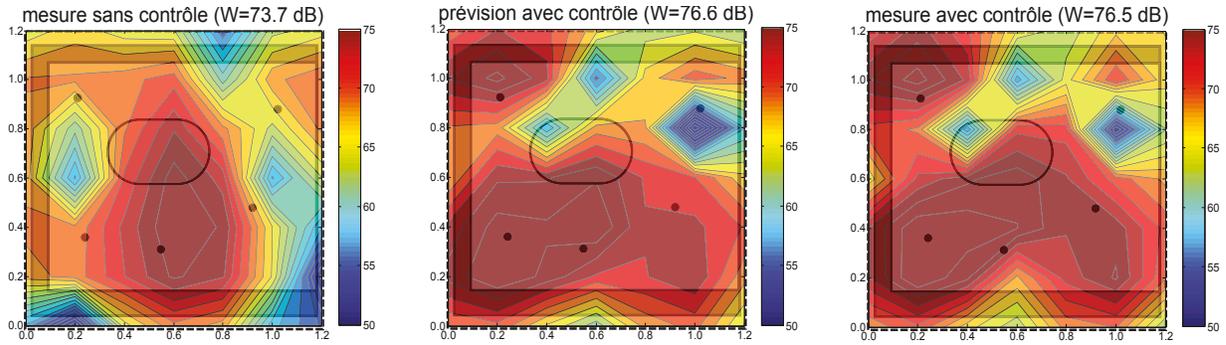


Figure 6.33 Cartographie intensimétrique à $f = 363.2$ Hz pour la source primaire en position P_2 sans contrôle (gauche), avec prévision (centre) et mesure (droite) avec contrôle en imposant $\mathbf{Z}^{opt}(P_1)$

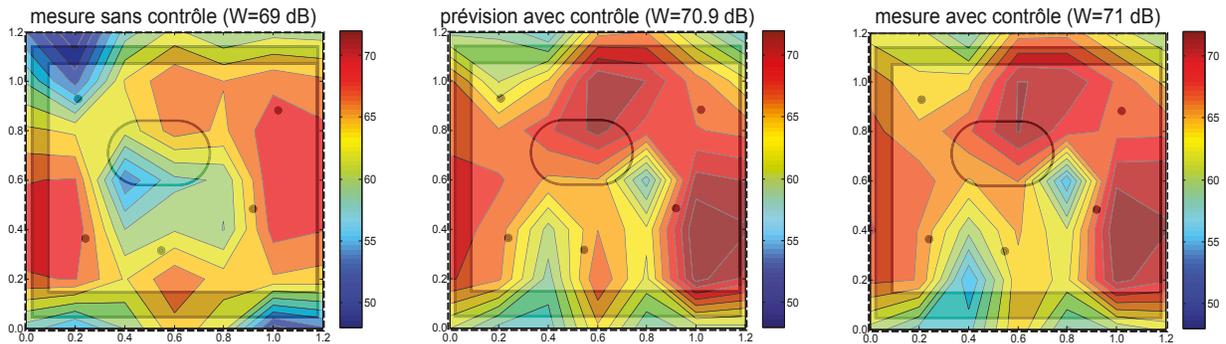


Figure 6.34 Cartographie intensimétrique à $f = 363.2$ Hz pour la source primaire en position P_3 sans contrôle (gauche), avec prévision (centre) et mesure (droite) avec contrôle en imposant $\mathbf{Z}^{opt}(P_1)$

La bonne concordance entre prévisions et mesures autorise cependant une extrapolation des résultats présentés sur les Figures 6.29 et 6.30. Les atténuations prédites lorsque la source primaire est localisée à la position P_i lors de l'étape 1 et en position P_j pour $i, j = 1, 2, 3$, sont reportées dans le Tableau 6.5 dont la première colonne correspond aux résultats des Figures 6.29 et 6.30. Si les termes diagonaux ($i = j$) sont bien positifs, plusieurs termes non-diagonaux sont négatifs, ce qui signifie que le contrôle n'est pas robuste. Ces résultats sont obtenus pour un calcul optimal sans pénalisation de l'effort de contrôle ($\beta = 0$). Le même tableau (Tableau 6.6) est tracé en ajoutant une pénalisation de l'effort

de contrôle dans le calcul ($\beta = 10^{-6}$). Comme prévu d'après les conclusions de l'expérience réalisée au LMA, une perte de performance est observée : les termes diagonaux sont plus faibles que sans pénalisation. De plus, le nombre de termes négatifs a diminué : il semble que, comme pour les résultats obtenus sur la plaque d'aluminium, la pénalisation de l'effort de contrôle améliore la robustesse de la méthode. Enfin, il est possible de supposer que la position et l'orientation de la source primaire en P_3 , plus proche du panneau, soit à l'origine d'un champ primaire différent que ceux générés en P_1 et P_2 , et explique le fait que les atténuations calculées aux coordonnées (3,1), (3,2), (1,3), (2,3) des Tableaux 6.5 et 6.6 sont plus faibles que les autres.

		position de la source primaire à l'étape 1		
		P_1	P_2	P_3
position de la source primaire à l'étape 2	P_1	10.7 dB	2.5 dB	0.6 dB
	P_2	-2.9 dB	8.2 dB	-1.3 dB
	P_3	-1.9 dB	-1.6 dB	4.7 dB

Tableau 6.5 Prévision des atténuations obtenues en fonction de la position de la source primaire à l'étape 1 et 2 à $f = 363.2Hz$ et pour $\beta = 0$.

		position de la source primaire à l'étape 1		
		P_1	P_2	P_3
position de la source primaire à l'étape 2	P_1	5.4 dB	2.4 dB	1.0 dB
	P_2	2.7 dB	4.9 dB	1.0 dB
	P_3	-0.4 dB	-0.8 dB	2.5 dB

Tableau 6.6 Prévision des atténuations obtenues en fonction de la position de la source primaire à l'étape 1 et 2 à $f = 363.2Hz$ et pour $\beta = 10^{-6}$.

6.2.4 Conclusion

Les résultats présentés dans la section précédente montrent que la méthode des impédances mécaniques virtuelles optimales fonctionne sur une structure composite fortement

amortie. Les calculs réalisés à l'issue de l'étape d'identification, et vérifiés par des mesures, permettent de tirer différentes conclusions. Premièrement, la règle générale en contrôle actif qui veut que le nombre d'actionneurs secondaires nécessaires à réaliser une bonne atténuation soit directement lié au nombre de degrés de libertés du système semble ici vérifiée. Le fort amortissement et la complexité de la structure aéronautique nécessitent l'utilisation de nombreuses unités de contrôle. De plus, sur une structure amortie naturellement, l'injection d'énergie semble indispensable afin d'avoir un effet de réduction du rayonnement acoustique. Il est intéressant de mettre en avant cette conclusion dans la mesure où la grande majorité des études de contrôle actif vibroacoustique décentralisé s'intéresse au cas particulier de la réalisation d'amortissement actif sur une structure peu amortie. Une telle stratégie est totalement inefficace dans le cas d'un panneau composite comme celui étudié ici. De plus, il a été montré que l'implantation d'une impédance mécanique virtuelle active peut nécessiter la mise en place d'un compensateur équivalent instable, ce qui justifie dans ce cas l'utilisation du contrôleur développé dans cette étude.

La variation de la position et de l'orientation de la source de bruit primaire a permis de confirmer que la robustesse en performance du contrôle par rapport à la perturbation primaire est directement liée au nombre de degrés de libertés du système. De plus, l'ajout dans la fonction de coût d'un terme de pénalisation de l'effort de contrôle a bien l'effet attendu de diminuer la performance du contrôle tout en augmentant sa robustesse en performance. Il aurait également pu être intéressant de réaliser le contrôle du panneau pour une fréquence supplémentaire, plus élevée, donc plus éloignée de la fréquence de Schroeder de la chambre réverbérante, et donc plus favorable à l'établissement d'un champ diffus.

Un autre aspect de la méthode testée dans cette expérience était la mise en place du contrôleur décentralisé d'impédances mécaniques virtuelles. L'algorithme proposé afin de choisir une matrice de compensation diagonale, même s'il pourrait être optimisé, a l'avantage d'être fondé sur des principes analogues aux méthodes de placement de pôles et d'anticiper la vitesse de la convergence en calculant les valeurs propres du système en boucle ouverte.

Enfin, la bonne connaissance des phénomènes physiques intervenant dans le fonctionnement de l'actionneur inertiel permet de le considérer comme sensori actuateur : en le commandant en courant et en mesurant la tension à ces bornes (ou l'inverse), il est possible d'estimer la vitesse locale de la plaque d'après les équations présentées en Annexe B. La comparaison de la mise en place de la méthode des impédances mécaniques virtuelles optimales au moyen de deux unités composées soit d'un actionneur inertiel et d'accéléro-

mètre, soit d'un actionneur inertiel utilisé en sensori actuateur est présenté en Annexe D pour le même dispositif que celui considéré au GAUS et décrit dans la section précédente.

CHAPITRE 7

CONCLUSIONS

La méthode des impédances mécaniques virtuelles optimales, développée au cours de cette thèse, consiste en l'expression du contrôle optimal qui garantit la minimisation de la puissance acoustique rayonnée par une structure sous la forme d'une loi mécanique locale. L'étude de cette approche, ainsi que son implantation pratique a nécessité la mise en place de développements théoriques et d'outils originaux. De plus, l'expression du contrôle optimal sous la forme d'impédances mécaniques locales à imposer à la structure a permis l'étude des échanges énergétiques entre la structure et le contrôleur. Enfin, l'objectif d'appliquer la méthode au panneau intérieur d'une double paroi aéronautique a permis d'étudier le contrôle optimal d'une structure industrielle différente des structures académiques fréquemment considérées dans la littérature. La section suivante résume les principaux résultats obtenus au cours de ce doctorat. Puis, une liste non exhaustive des différentes perspectives envisageables est dressée.

7.1 Résultats principaux

Résolution du problème d'optimisation

Le problème d'optimisation associé à la minimisation de la puissance acoustique rayonnée a été exprimé de différentes manières. D'une part, l'expression de la fonction de coût sous la forme de la somme des modes structuraux a permis de décomposer les mécanismes intervenant aux différentes étapes de la résolution et d'interpréter le problème en terme de degrés de liberté. D'autre part, son expression à l'aide de grandeurs mesurables rend possible sa mise pratique sur n'importe quel type de structure et constitue une des originalités de ce travail de doctorat.

Contrôle décentralisé de l'impédance mécanique locale

Afin d'imposer les impédances mécaniques virtuelles optimales calculées à l'issue de la première étape de la méthode, et qui sont des complexes quelconques qui peuvent être aussi bien à partie réelle positive que négative, un contrôleur harmonique basé sur le concept des enveloppes complexes est implanté. Un algorithme permettant de sélectionner un contrôleur diagonal, s'appuyant sur la localisation des valeurs propres du système bouclé, a été

développé dans l'optique de réaliser le contrôle décentralisé de l'impédance mécanique locale lors de la deuxième étape de la méthode. Dans certains cas, il a été observé que le compensateur équivalent implanté est instable, sa stabilité n'étant alors garantie que lorsque le système est bouclé. Il est important de noter que ce genre de compensateur instable est distinct des résonateurs stables généralement implantés lorsqu'est réalisé de l'amortissement actif. Il est également important de noter que si le contrôle permettant d'imposer une impédance mécanique virtuelle quelconque à une structure a été développé au Gaus précédemment à ce travail, son implantation au moyen d'un contrôleur décentralisé constitue une contribution scientifique.

Méthode des impédances mécaniques virtuelles optimales sur une structure peu amortie

La méthode des impédances mécaniques virtuelles optimales a été appliquée au cas d'une structure peu amortie et la comparaison avec une stratégie classique d'amortissement actif a été faite aussi bien sous la forme de simulations numériques que de mesures expérimentales. Sans pénalisation de l'effort de contrôle, l'atténuation de la puissance acoustique rayonnée obtenue sur les résonances peut aller jusqu'à 40 dB et est supérieure à celle obtenue avec de l'amortissement actif réglé pour que les commandes envoyées aux actionneurs soient de même amplitude. Les impédances mécaniques virtuelles optimales ne sont en effet pas uniquement dissipatives et peuvent même correspondre à de l'injection d'énergie à la structure. La stratégie mise en place tend alors plutôt à minimiser le débit volumique total de la structure que son énergie cinétique, comme c'est le cas pour de l'amortissement actif. Alors que dans ce cas les deux stratégies sont bien distinctes, les résultats obtenus en ajoutant une pénalisation de l'effort de contrôle dans la fonction de coût sont sensiblement identiques à de l'amortissement actif. Avec ou sans pénalisation, la méthode est robuste par rapport aux variations de l'angle d'incidence du champ primaire. Le contrôle d'une structure peu amortie est particulièrement favorable dans la mesure où aux résonances, le champ primaire comme les champs secondaires générés par chacun des actionneurs se projettent dans leur intégralité sur une seule déformée vibratoire : celle du mode associé à la résonance. Il est alors facile de générer le champ secondaire qui annule la puissance acoustique rayonnée.

Méthode des impédances mécaniques virtuelles optimales sur une structure amortie

Sur une structure fortement amortie, la réalisation d'amortissement actif est inutile. La

génération d'un effet global sur la structure requiert l'injection d'énergie localement. Alors que la plupart des stratégies de contrôle vibroacoustique tendent à optimiser l'absorption d'énergie cinétique de la structure par le contrôle, considérant des structures académiques peu amorties, les résultats obtenus au cours de cette thèse sur une structure industrielle, au comportement modal moins marqué, constituent une contribution scientifique importante. Contrairement au cas peu amorti, tout ne se projette pas sur un mode et il est beaucoup plus difficile de reconstruire le champ primaire à l'aide des actionneurs secondaires. Une telle situation peut donc requérir de nombreuses unités de contrôle. Une atténuation de 10 dB de la puissance acoustique rayonnée est obtenue avec 5 unités. Pour les mêmes raisons que celles qui viennent d'être évoquées, le contrôle est beaucoup moins robuste en performance aux variations du champ primaire que sur une structure peu amortie. La pénalisation de l'effort de contrôle permet alors d'augmenter cette robustesse mais en baissant la performance de la méthode.

7.2 Perspectives

Outre le perfectionnement de différents outils décrits dans ce mémoire, il est possible de citer différentes perspectives potentielles à ce travail de recherche.

La première perspective qui vient à l'esprit est l'étude du passage du cas harmonique considéré dans ce travail, à un contrôle large-bande. Si la mise en place d'un contrôle multi-harmoniques est directement envisageable, l'implantation d'un contrôleur large bande est plus problématique. Le problème de minimisation étant résolu à chaque fréquence, la fabrication d'un filtre dans le domaine temporel et la mise en place d'un contrôle large bande risque de nécessiter un filtre non causal d'une part, c'est-à-dire dont la réponse impulsionnelle n'est pas nulle pour les temps négatifs et très longue d'autre part. Il existe cependant certaines méthodes pour approcher ces réponses par des filtres causaux.

Il a été évoqué que l'algorithme de calcul de la matrice de compensation diagonale pour l'implantation du contrôle décentralisé reste à perfectionner. Il pourrait être intéressant de pousser l'analyse théorique afin d'exprimer directement les valeurs de cette matrice en fonction de celles du transfert entre actionneurs et capteurs vibratoires et des impédances virtuelles optimales. Les quelques tests effectués sur cet algorithme poussent à penser qu'avec un maillage dense de l'espace des complexes de dimension $(n^e)^{2N}$, il est possible de trouver une matrice de compensation diagonale qui garantit une convergence aussi rapide et amortie qu'avec une matrice pleine.

La faible robustesse en performance de la méthode des impédances mécaniques virtuelles optimales aux variations du champ primaire sur une structure fortement amortie a été évoquée. L'intérêt de la pénalisation de l'effort de contrôle a également été souligné. Même si cet effet est tout à fait logique, la pénalisation uniforme choisie dans le cadre de cette étude n'est pas directement liée à cette problématique. La perspective sans doute la plus intéressante de ce travail serait de déterminer quel type de pénalisation permet de pondérer la fonction de coût associée au problème de minimisation avec un terme directement lié à la robustesse en performance. Une possibilité à tester serait alors de projeter tous les champs primaires possibles sur l'espace formé par les champs secondaires générés par chaque actionneur. En définissant la partie commune de toutes ces projections et en pondérant la fonction de coût par la commande optimale qui minimise la puissance acoustique rayonnée par la structure soumise à ce champ, la pénalisation du contrôle ne se ferait plus par rapport à une commande nulle mais par rapport à une commande optimale robuste.

Enfin, la méthode développée au cours de ce travail de doctorat mériterait d'être mise en place dans une situation encore plus proche de son application finale. En réalisant le contrôle optimal du panneau intérieur lorsque la double paroi aéronautique est considérée. Même si les mécanismes de transmission acoustique sont alors plus complexes, le filtrage du champ primaire par le panneau extérieur et les liaisons mécaniques pourrait permettre de meilleures atténuations et une meilleure robustesse en performance de la méthode des impédances mécaniques virtuelles optimales. Il serait alors intéressant de prendre en compte le couplage entre le rayonnement de la structure et les modes de cavité de la cabine.

ANNEXE A

Prise en compte du couplage passif d'un actionneur sur une structure

Dans la modélisation présentée au chapitre 3, le couplage passif des actionneurs sur la structure a été négligé. Si cette approximation est justifiable pour les actionneurs piézo-électriques considérés, elle l'est moins pour les actionneurs inertiels qui sont plus lourds. Afin de pouvoir tenir compte de cet effet sans modifier tout les calculs qui découlent de cette modification, il suffirait de ne plus considérer les modes structuraux de la plaque seule mais ceux de l'ensemble constitué de la plaque et des actionneurs. Un calcul est proposé afin de retrouver ces modes. En raisonnant à partir des données expérimentales, négliger cet effet revient à considérer directement le contrôle de l'ensemble structure-transducteurs. L'objectif de la seconde partie de cette étude est de quantifier l'erreur qui est réalisée.

A.1 Modélisation du couplage passif

La force exercée au point (x, y) d'une structure par un actionneur localisé en (x_a, y_a) peut s'écrire comme la somme d'un effet actif proportionnel à la commande qui lui est envoyée (modélisé au chapitre 3) et d'un effet passif. Dans le cas d'un actionneur inertielle, l'approximation ponctuelle permet d'écrire :

$$f(x, y) = H_{fu}u - Z^a \dot{w}(x, y) \delta(x_a, y_a), \quad (\text{A.1})$$

où $\delta(x, y)$ est la fonction de Dirac, H_{fu} est la fonction de transfert décrite à l'Eq. (3.12) et Z^p sera appelé l'impédance mécanique passive de l'actionneur. D'après les définitions données au chapitre 3, on considère une structure dont la matrice des mobilité modales est notée \mathbf{M} . Sans perturbation primaire et si une commande nulle est envoyée à l'actionneur, alors le vecteur des amplitudes modales de déplacement \mathbf{q} est tel que :

$$j\omega \mathbf{M}^{-1} \mathbf{q} = \mathbf{c}, \quad (\text{A.2})$$

où \mathbf{c} est la projection de $f(x, y)$ sur les modes structuraux $\phi_p(x, y)$, $p = 1, \dots, N_m$:

$$c_p = \iint_{x,y} f(x, y) \phi_p(x, y) dx dy \quad (\text{A.3})$$

$$\begin{aligned} &= \iint_{x,y} Z^a \dot{w}(x, y) \delta(x_a, y_a) \phi_p(x, y) dx dy \\ &= Z^a \dot{w}(x_a, y_a) \phi_p(x_a, y_a) \\ &= j\omega Z^a \sum_{\alpha} q_{\alpha} \phi_{\alpha}(x_a, y_a) \phi_p(x_a, y_a) \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

En posant :

$$\Psi^a = \begin{pmatrix} \phi_1(x_a, y_a)\phi_1(x_a, y_a) & \dots & \phi_1(x_a, y_a)\phi_{N_m}(x_a, y_a) \\ \vdots & & \vdots \\ \phi_{N_m}(x_a, y_a)\phi_1(x_a, y_a) & \dots & \phi_{N_m}(x_a, y_a)\phi_{N_m}(x_a, y_a) \end{pmatrix}, \quad (\text{A.5})$$

la matrice réelle symétrique et indépendante de la fréquence des couplages inter-modaux, il est possible écrire :

$$\mathbf{c} = j\omega Z^a \Psi^a \mathbf{q} \quad (\text{A.6})$$

Avec N_u actionneurs, L'Eq. (A.6) devient alors :

$$\mathbf{c} = j\omega \left(\sum_n Z^{a_n} \Psi^{a_n} \right) \mathbf{q} \quad (\text{A.7})$$

L'équation sans second membre de l'ensemble constitué par la structure et les transducteurs est obtenue en faisant passer tous les termes de l'Eq. (A.2) à gauche. En ajoutant les termes dus au champ primaire et à l'effet actif des actionneurs, le système (3.11) s'écrit :

$$\begin{aligned} j\omega (\mathbf{M}^{-1} + \sum_n Z^{a_n} \Psi^{a_n}) \mathbf{q} &= \mathbf{A}\mathbf{u} + \mathbf{b} \\ \mathbf{y} &= j\omega \mathbf{S}\mathbf{q} \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

et tous les calculs développés dans le corps du manuscrit peuvent être modifiés en remplaçant \mathbf{M}^{-1} par $(\mathbf{M}^{-1} + \sum_n Z^{a_n} \Psi^{a_n})$.

Contrairement à \mathbf{M}^{-1} la matrice $(\mathbf{M}^{-1} + \sum_n Z^{a_n} \Psi^{a_n})$ n'est pas diagonale : la base des vecteurs propres ϕ sur laquelle le problème est décomposé perd de son intérêt. Il est cependant possible de calculer une nouvelle base de vecteurs propres. On doit pour cela considérer le problème sans amortissement. Sous cette condition :

- $j\mathbf{M}^{-1}$ est symétrique réelle.
- $Z^{a_n} \in j\mathbb{R}$, $\forall n$ donc la matrice $j \sum_n Z^{a_n} \Psi^{a_n}$ est symétrique réelle.

Il existe donc une matrice Δ diagonale et une matrice Ξ inversible telles que :

$$\Xi^{-1} \left(j\mathbf{M}^{-1} + j \sum_n Z^{a_n} \Psi^{a_n} \right) \Xi = \Delta \quad (\text{A.9})$$

Dans cette nouvelle base l'équation sans second membre devient :

$$\Delta \mathbf{B} = 0, \quad \text{avec} \quad \mathbf{B} = \Xi^{-1} \mathbf{q} \quad (\text{A.10})$$

L'expression des nouveaux vecteurs propres associés dépend de la matrice Ξ de passage de l'ancienne à la nouvelle base de décomposition. Afin d'exprimer cette nouvelle base en terme de déformée vibratoire, il faut réaliser un maillage spatial de la structure. Si ce

maillage est constitué de N_p points, alors en définissant :

$$\mathbf{T} = \begin{pmatrix} \phi_1(x_1, y_1) & \dots & \phi_{N_m}(x_1, y_1) \\ \vdots & & \vdots \\ \phi_1(x_{N_p}, y_{N_p}) & \dots & \phi_{N_m}(x_{N_p}, y_{N_p}) \end{pmatrix}, \quad (\text{A.11})$$

alors les colonnes de la matrice $\mathbf{T}\mathbf{\Xi}$ forment la nouvelle base de vecteurs propres.

Cependant, cette nouvelle base de décomposition n'est pas facilement utilisable, et ce pour différentes raisons. Un des avantages de considérer la structure seule est que les modes structuraux sont constants par rapport à la fréquence dans la mesure où la dépendance fréquentielle apparaît uniquement sur les amplitudes modales. La décomposition en valeurs propres réalisée à l'Eq. (A.9) doit être effectuée à chaque fréquence. Rien ne garantit que la même propriété sera obtenue sur les nouveaux vecteurs propres, pour une impédance mécanique passive quelconque. Cependant, si cette impédance mécanique passive se décompose facilement en la somme d'une masse et d'une raideur, alors d'après l'Eq. (A.9) il serait possible de montrer que les nouveaux vecteurs propres ne dépendent pas non plus de la fréquence.

Différents modèles ont été développés pour projeter l'amortissement de la structure sur la base des vecteurs propres comme l'amortissement structural ou l'amortissement visqueux. Sur la nouvelle base de décomposition, il n'existe pas de moyen simple de prendre en compte cet amortissement et en même temps la partie réelle des impédances mécaniques passives des actionneurs.

Il est intéressant de noter que l'approche qui a été développée dans cette section pour l'impédance mécanique passive des transducteurs est parfaitement transposable en considérant les impédances mécaniques virtuelles imposées par le contrôle. Cependant, pour les différentes raisons qui viennent d'être évoquées, la nouvelle base de décomposition présentée ici n'est pas utilisée, ni pour tenir compte de l'effet passif des transducteurs, ni pour étudier l'effet des impédances mécaniques virtuelles imposées par le contrôle.

A.2 Résultats numériques

Dans cette section, quelques résultats numériques sont présentés afin de quantifier l'erreur réalisée en négligeant l'effet passif des actionneurs inertiels. On s'intéresse au cas de la plaque mince en appui simple modélisée au chapitre 3 et dont les propriétés mécaniques sont notées dans le Tableau 5.1. On considère que les actionneurs inertiels sont contrôlés en force et que leur impédance mécanique vaut :

$$Z^a(j\omega) = j\omega M_a + R_a + \frac{K_a}{j\omega}, \quad (\text{A.12})$$

où $M_a = 0.095$ kg, $R_a = 3.75$ N.m⁻¹.s et $K_a = 25 \times 10^3$ N.m⁻¹ sont respectivement la masse mobile, la résistance mécanique et la raideur de suspension de l'actionneur. Un actionneur est positionné au centre de la plaque et génère une force constante par rapport

à la fréquence de 1 N. La vitesse de la plaque en ce point est calculée pour trois situations différentes :

- l'effet passif de l'actionneur est négligé.
- l'effet passif de l'actionneur est pris en compte.
- deux autres actionneurs sont disposés sur la plaque. Aucune commande ne leur est envoyée. Leur effet passif est pris en compte.

Les résultats sont tracés sur la Figure A.1. Lorsqu'un seul actionneur est disposé sur la structure, sa masse entraîne un léger décalage fréquentiel des résonances qui sont alors abaissées. Ce léger décalage peut être problématique lorsque l'impédance mécanique d'une structure est mesurée à l'aide d'un actionneur ou d'un pot vibrant.

Lorsque plusieurs actionneurs sont disposés sur la structure, l'effet de masse ajoutée est logiquement plus important. Le phénomène mis en avant par l'étude du cas 3 est que l'ajout d'actionneurs a tendance à modifier les propriétés de symétries de la structure. La légère modification des lignes nodales fait apparaître dans la réponse en vitesse des résonances de mode qui n'étaient pas observées avec le seul actionneur au centre de la plaque. De manière générale, si la masse des actionneurs est relativement faible devant celle de la structure, l'effet observé est un déplacement léger des lignes nodales, comme c'est le cas ici. En revanche, l'utilisation d'actionneurs plus lourds par rapport à la structure peut changer plus profondément son comportement modal en créant de nouveaux modes.

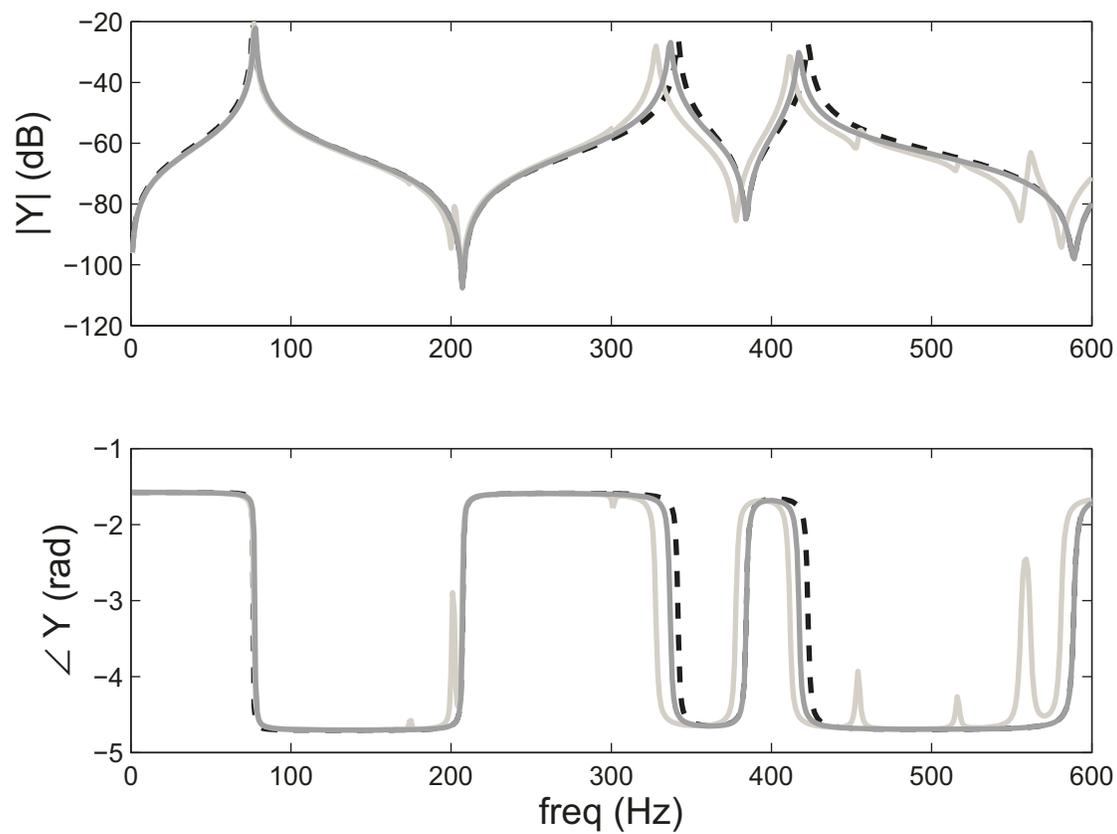


Figure A.1 Mobilité mécanique au centre de la plaque dans le cas 1 (trait pointillé), 2 (gris foncé) et 3 (gris clair).

ANNEXE B

Transfert Force/Tension d'un actionneur inertiel couplé à une structure

De nombreuses méthodes de contrôle actif vibratoire ou vibroacoustique considère l'utilisation d'actionneurs inertiels afin d'appliquer une force transverse à la structure. Cette force, créée par la mise en mouvement d'une masse, peut s'exprimer à partir des grandeurs électriques comme le courant ou la tension aux bornes de l'actionneur. Dépendamment de la stratégie mise en place, il peut être important de connaître la valeur de la force réellement appliquée à la structure lorsque l'actionneur est commandé en tension ou en courant. C'est en particulier le cas dans le cadre de la méthode des impédances mécaniques virtuelles optimales dans laquelle on souhaite pouvoir remonter à la valeur des impédances mécaniques imposées localement à la structure par le contrôleur. La plupart du temps, le mode de fixation de l'actionneur inertiel sur la structure ne permet pas de considérer facilement l'ajout d'un capteur de force sans modification du transfert à mesurer. L'objectif de cette étude est donc d'exprimer le transfert entre la force appliquée à la structure et la tension à ses bornes en fonction de grandeurs mesurables. Il est également montré qu'une bonne connaissance du comportement de l'actionneur inertiel permet d'estimer un certain nombre des variables du problème dont la vitesse de la structure ou de la masse mobile à partir de son impédance électrique d'entrée sur la structure. Il est également possible de réaliser une estimation de la mobilité mécanique locale de la structure : une expression permet de considérer l'actionneur inertiel comme un capteur d'impédance mécanique locale. D'après le principe de la transduction électrodynamique qui lie la force F , la vitesse \dot{w} , le courant i et la tension u :

$$\begin{cases} F = Bl i \\ u = Bl \dot{w} \end{cases} \quad (\text{B.1})$$

Cela justifie que l'actionneur inertiel devrait plutôt être commandé en courant qu'en tension pour générer une force. Pour l'application considérée dans ce travail, la commande en tension ne présente pas d'inconvénient et la disponibilité d'amplificateurs audio conduit à faire le choix de les piloter en tension, ce qui est décrit dans la suite.

B.1 Expression du transfert force/tension pour un actionneur inertiel

On considère donc un actionneur inertiel fixé à une structure (Figure B.1). Son comportement électrique, conformément aux lois de Kirchhoff, peut se mettre sous la forme :

$$u = Z_e i - Bl(\dot{w} - \dot{w}_a) , \quad (\text{B.2})$$

Où u est la tension appliquée aux bornes du transducteur, i le courant qui parcourt sa bobine, \dot{w} la vitesse de la structure au point où est fixé l'actionneur, \dot{w}_a la vitesse de la masse mobile et Bli le facteur de force exprimé en $N.A^{-1}$. L'impédance électrique bloquée du transducteur Z_e peut se décomposer sous la forme :

$$Z_e = R_e + j\omega L_e \quad (\text{B.3})$$

Où les valeurs de R_e et Z_e sont reportées dans le Tableau B.1. D'après le second principe de Newton, il est possible d'écrire :

$$j\omega M_a \dot{w}_a + R_a(\dot{w}_a - \dot{w}) + \frac{K_a}{j\omega}(\dot{w}_a - \dot{w}) = Bli, \quad (\text{B.4})$$

où R_a , M_a et K_a sont respectivement la résistance mécanique, la masse et la raideur du transducteur (Tableau B.1). En posant $Z_a = j\omega M_a + R_a + \frac{K_a}{j\omega}$ et avec Y la mobilité mécanique locale de la structure :

$$\dot{w} = F_s Y \quad , \quad (\text{B.5})$$

les équations (B.2), (B.3) et (B.4) permettent d'exprimer la force exercée sur la structure :

$$F_s = \frac{j\omega M_a}{Z_a + (R_a + \frac{K_a}{j\omega})j\omega M_a Y} Bli \quad (\text{B.6})$$

En pratique, la valeur de la mobilité mécanique locale Y n'est pas facile d'accès et requiert un capteur de force ou un capteur d'impédance mécanique. il faut noter que pour mesurer Y , on peut exciter la structure avec un pot vibrant, plus adapté à l'ajout d'un capteur de force, et placer un accéléromètre en vis-à-vis. Cependant, une approximation de l'Eq. (B.6) est parfois réalisée. Soit $\omega_a = \frac{K_a}{M_a}$ la résonance mécanique de l'actionneur inertiel, alors si $\omega \gg \omega_a$, l'impédance $(R_a + \frac{K_a}{j\omega})$ est faible devant Y^{-1} et $j\omega M_a$. Alors $Z_a \approx j\omega M_a$ et $F_s \approx Bli$. En posant $Z_{in} = (\frac{u}{i})_S$ l'impédance électrique d'entrée de l'actionneur inertiel sur la structure, le transfert force imposée à la structure / tension aux bornes de l'actionneur s'approche par :

$$\frac{F_s}{u} \approx \frac{Bl}{Z_{in}} \quad (\text{B.7})$$

Cependant, d'après les paramètres de l'actionneur présentés dans le Tableau B.1, $f_a = \frac{\omega_a}{2\pi} = 80$ Hz. Compte tenu du fait que la fréquence de résonance du premier mode de la structure considérée en simulation et dans l'expérience réalisée à Marseille est autour de 80 Hz également, l'approximation (B.7) n'est pas envisageable et d'après (B.6) :

$$\frac{F_s}{u} = \frac{j\omega M_a Bl}{Z_a + (R_a + \frac{K_a}{j\omega})j\omega M_a Y} \cdot \frac{1}{Z_{in}} \quad (\text{B.8})$$

Des résultats simulés sont tracés en module et en phase sur la Figure B.2 suivant avec (Eq. (B.7)) ou sans (Eq. (B.8)) approximation. L'erreur d'approximation est relativement importante et la mesure de la mobilité mécanique locale est nécessaire à la bonne estimation

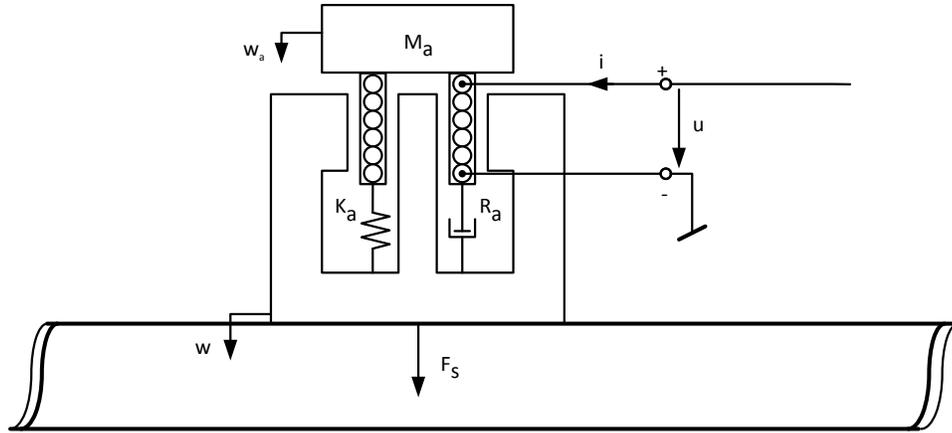


Figure B.1 Schéma d'un actionneur inertiel fixé à une structure.

Paramètre	Notation	Valeur	Unité
Résistance dc	R_e	8.3	Ω
Inductance bobine	L_e	0.19	mH
Facteur de force	Bl	4.4	$N.A^{-1}$
Masse mobile	M_a	0.095	kg
Résistance mécanique	R_a	3.75	$N.m^{-1}.s$
Raideur de suspension	K_a	25×10^3	$N.m^{-1}$

Tableau B.1 Paramètres d'un actionneur inertiel de type Visaton EX 60S

du transfert $\frac{F_s}{u}$, particulièrement aux résonances, où l'approximation $(R_a + \frac{K_a}{j\omega}) \ll Y^{-1}$ n'est pas vérifiée.

B.2 Estimation de la mobilité mécanique locale d'une structure à l'aide d'un actionneur inertiel

En récrivant l'Eq. (B.2) sous la forme :

$$(\dot{w}_a - \dot{w}) = \frac{(Z_{in} - Z_e)}{Bl} i \quad (B.9)$$

et l'Eq. (B.4) sous la forme :

$$Z_a(\dot{w}_a - \dot{w}) = Bli - j\omega M_a \dot{w} \quad (B.10)$$

alors, il est possible d'écrire :

$$\frac{\dot{w}}{i} = \frac{Z_a}{j\omega M_a Bl} \left[Z_e + \frac{(Bl)^2}{Z_a} - Z_{in} \right] \quad (B.11)$$

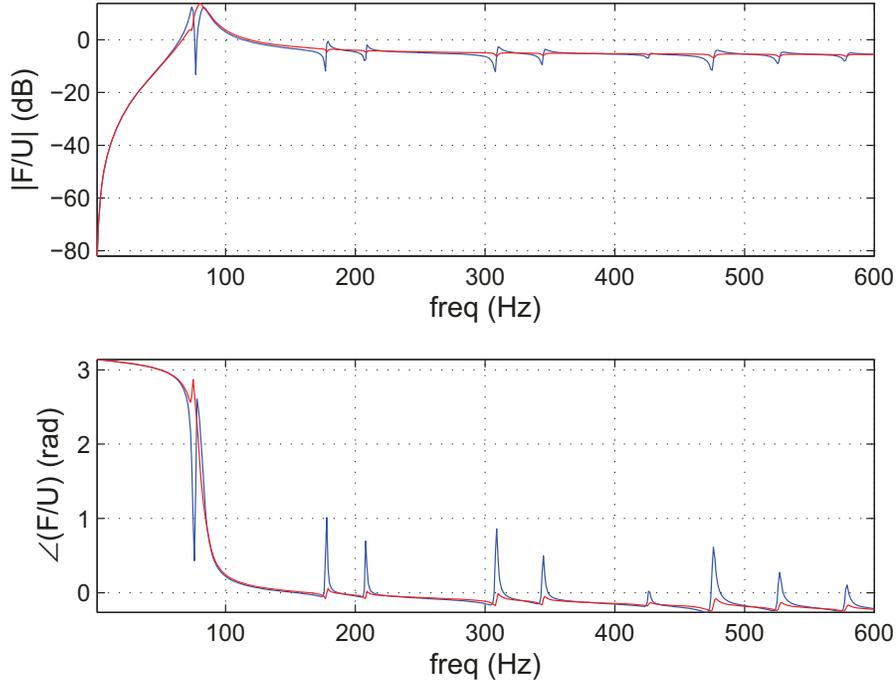


Figure B.2 module (haut) et phase (bas) du transfert théorique exact (bleu) et estimé (rouge) Force/tension d'un actionneur inertiel.

Ainsi, le transfert $\frac{\dot{w}}{i}$ s'exprime en fonction de l'impédance électrique d'entrée de l'actionneur sur la structure et de ses paramètres mécaniques et électriques qui sont mesurables, par exemple en utilisant une méthode comme celle proposée par Small [90]. Cependant, il est intéressant de remarquer que sur une masse immobile :

$$\begin{cases} Z_{in,mr} = \left(\frac{u}{i}\right)_{mr} = Z_e + \frac{Bl^2}{Z_a} \\ Z_a v_a = Bli \end{cases} \quad (\text{B.12})$$

Ce qui permet de mesurer directement $\left(Z_e + \frac{Bl^2}{Z_a}\right)$ et réécrire l'Eq. (8) :

$$\frac{\dot{w}}{i} = \frac{Z_a}{j\omega M_a Bl} [Z_{in,mr} - Z_{in}] \quad (\text{B.13})$$

D'après l'Eq. (B.2), on peut écrire :

$$\frac{\dot{w}_a}{i} = \frac{1}{Bl} \left(Z_{in} - Z_e + \frac{Z_a}{j\omega M_a} [Z_{in,mr} - Z_{in}] \right) \quad (\text{B.14})$$

Une équation du problème qui n'a pas encore été utilisé est celle qui garantit l'égalité de l'action et de la réaction des forces mises en jeu dans le système :

$$f_s = -f_a = -j\omega M_a \dot{w}_a \quad (\text{B.15})$$

Il est alors possible d'exprimer directement la mobilité mécanique locale de la structure :

$$Y = \left(\frac{\dot{w}}{-j\omega M_a \dot{w}_a} \right) \quad (\text{B.16})$$

L'Eq. (B.16) montre qu'il est possible d'estimer la mobilité mécanique locale à partir de mesures de vitesse de la structure et de la masse mobile. D'après les Eqs. (B.10) et (B.11) :

$$Y = \left[\frac{-j\omega M_a}{Bl} \left(Z_{in} - Z_e + \frac{Z_a}{j\omega M_a} [Z_{in,mr} - Z_{in}] \right) \right]^{-1} \left[\frac{Z_a}{j\omega M_a Bl} [Z_{in,mr} - Z_{in}] \right] \quad (\text{B.17})$$

L'Eq. (B.17) montre qu'il est possible d'exprimer la mobilité locale à partir des paramètres de l'actionneur inertiel et de la mesure de son impédance électrique d'entrée lorsqu'il est fixé à la structure. Il est ici montré comment il est possible de se servir d'un actionneur inertiel comme capteur d'impédance mécanique.

Les résultats présentés sur la Figure B.3 comparent mesures et estimations des impédances électriques d'entrée sur masse rigide et plaque en appui simple avec un actionneur de type Visaton EX 60S. Dans un premier temps, les paramètres électromécaniques de l'actionneur inertiel théorique sont choisis afin que les valeurs mesurée et modélisée de $Z_{in,mr}$ soient identiques (voir Tableau B.1). La modélisation de l'actionneur inertiel par les équations (B.2) et (B.3) pour une masse rigide permet d'obtenir une bonne estimation de $Z_{in,mr}$. Cependant, un zoom fréquentiel après la résonance mécanique de l'actionneur met en évidence une composante qui a l'air linéaire et qui n'est pas approchée par l'approximation. Il pourrait être intéressant de mettre en place une méthode comme celle proposée par Small pour choisir au mieux les paramètres du modèle. Sur la Figure B.4, différentes grandeurs ont été estimées suivant qu'on se place dans une situation où la mesure du transfert $\left(\frac{v_s}{u}\right)$ est disponible, en bleu (envisageable avec un accéléromètre colocalisé) ou seulement Z_{in} en rouge. L'erreur qui est faite lors de l'estimation de $Z_{in,mr}$ entraîne logiquement une erreur dans l'estimation de $\left(\frac{\dot{w}}{u}\right)$ à partir de Z_{in} , au fur et à mesure que la fréquence augmente. La mobilité mécanique locale de la structure a été mesurée à l'aide d'un pot vibrant équipé d'un capteur de force et d'un accéléromètre. Il est intéressant de constater que des résultats tout à fait comparables sont obtenus en considérant l'actionneur inertiel et un accéléromètre ou l'actionneur seul en sensori-actuateur, particulièrement sur les résonances de la structure. Il est également intéressant de constater que les deux méthodes aboutissent à la même estimation du transfert $\left(\frac{f_s}{u}\right)$ qui est comparable aux valeurs théoriques présentées sur la Figure B.2. De manière générale, tous les résultats présentés dans cette étude ont également été simulés et les résultats théoriques sont tout à fait superposables avec les résultats expérimentaux.

Dans le but de réaliser une meilleure estimation de l'impédance électrique d'entrée de l'actionneur inertiel sur base rigide, un terme est ajouté à l'expression de l'impédance électrique bloquée, en prenant en compte l'influence des courants de Foucault. Alors :

$$Z_e = R_e + j\omega L_e + Z_p \quad \text{où} \quad Z_p = \frac{j\omega L_2 R_2}{j\omega L_2 + R_2}, \quad (\text{B.18})$$

de manière analogique au modèle proposé par Seidel [59] pour l'estimation des paramètres électriques d'un haut-parleur. Les valeurs des parainductance $L_2 = L_e = 0.19$ mH et pararésistance $R_2 = 0.12\Omega$ permettent une meilleure correspondance entre mesure et modélisation de $Z_{in,mr}$, particulièrement après la résonance mécanique de l'actionneur (Figure B.5). L'amélioration se répercute également sur l'estimation de la vitesse de la structure mais également de la mobilité mécanique locale (Figure B.6).

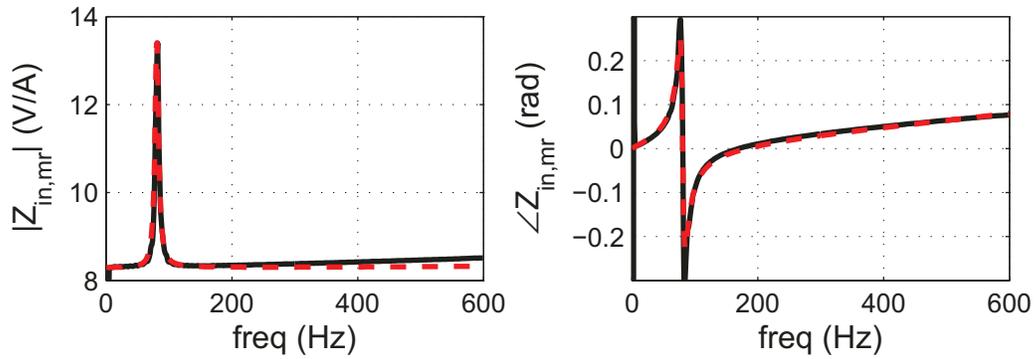


Figure B.3 Impédance électrique d'entrée sur masse rigide avec un actionneur inertiel de type Visaton EX 60S : estimation (rouge) et mesure (noir).

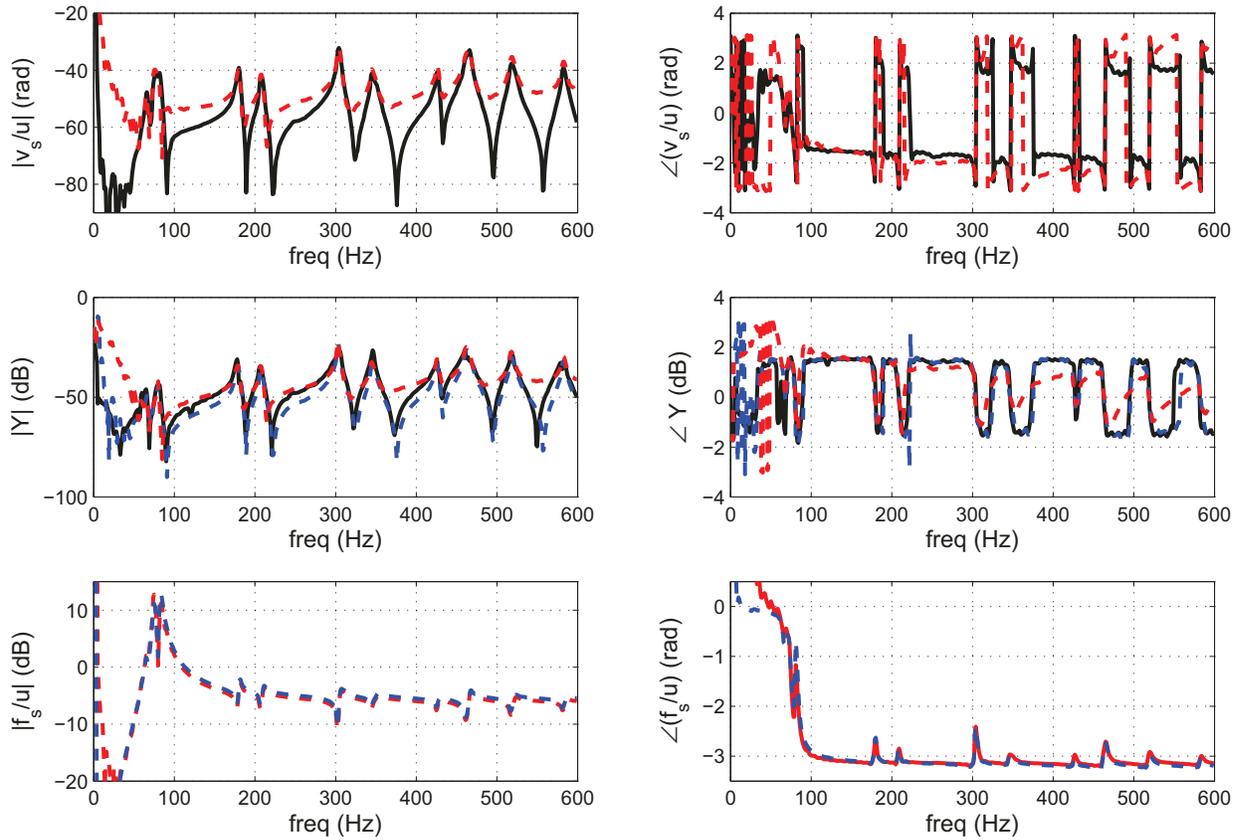


Figure B.4 haut : transfert $(\frac{\dot{w}_s}{u})$, milieu : mobilité mécanique locale, bas : transfert $(\frac{f_s}{u})$, mesuré (noir), estimé à partir de mesure de $(\frac{\dot{w}_s}{u})$ (bleu) ou Z_{in} (rouge).

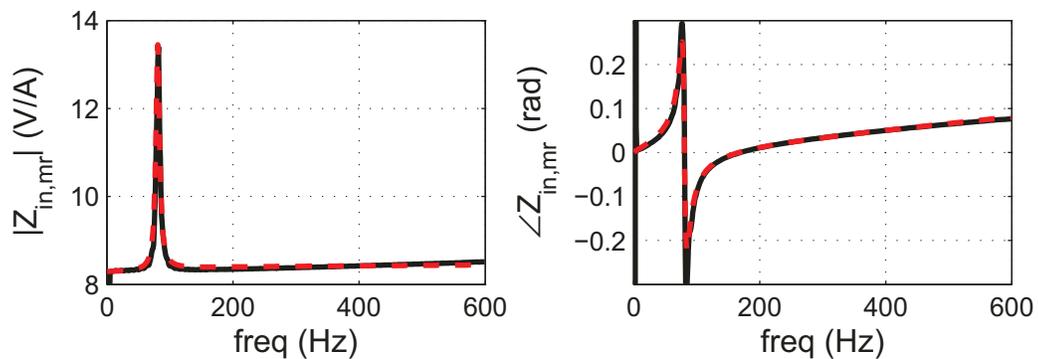


Figure B.5 Impédance électrique d'entrée sur masse rigide avec un actionneur inertiel de type Visaton EX 60S : estimation (rouge) avec Z_p et mesure (noir).

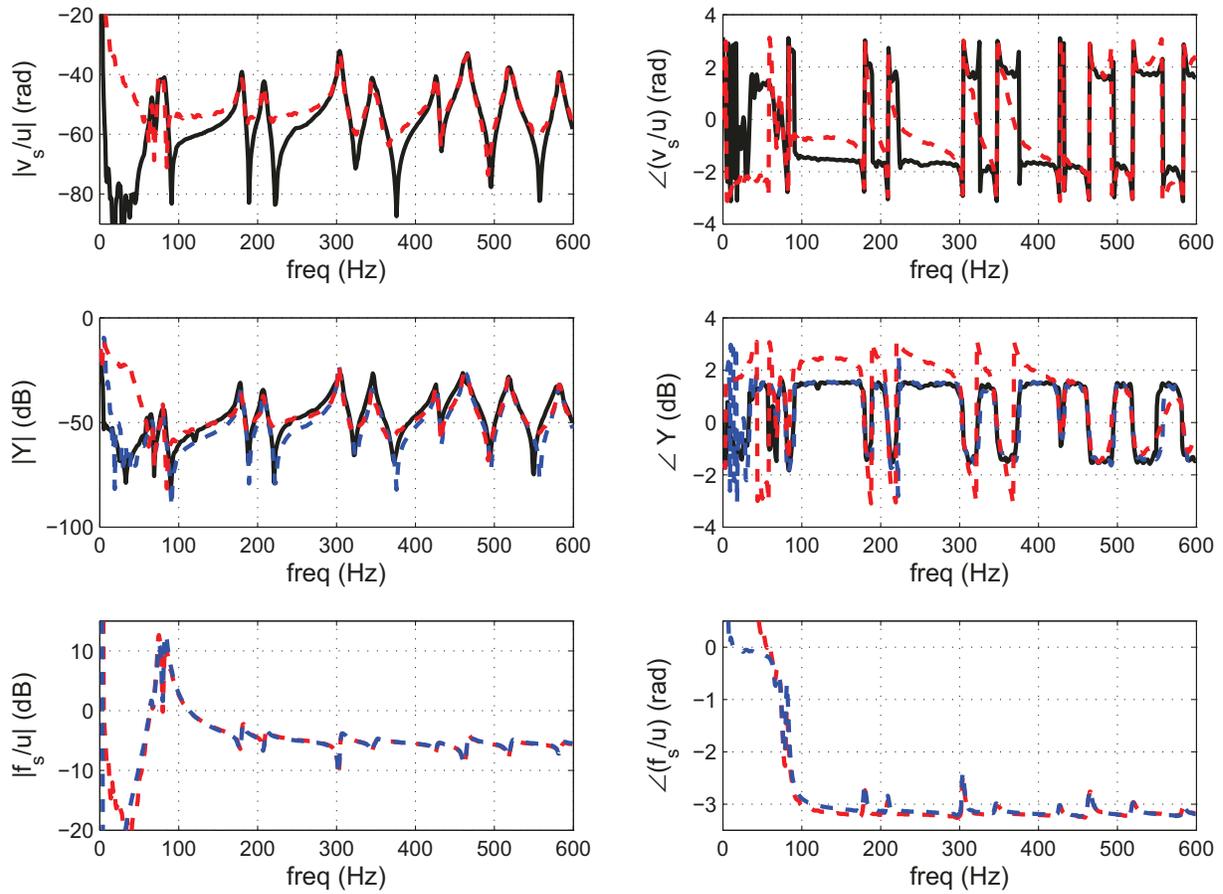


Figure B.6 haut : transfert $\left(\frac{\dot{w}}{u}\right)$, milieu : mobilité mécanique locale, bas : transfert $\left(\frac{f_s}{u}\right)$, mesuré (noir), estimé à partir de mesure de $\left(\frac{\dot{w}}{u}\right)$ (bleu) ou Z_{in} (rouge).

ANNEXE C

Compensation de la déformation locale engendrée par un actionneur

L'Annexe C est une étude comparative du couplage "actif" entre l'actionneur et la structure selon qu'un actionneur piézoélectrique ou inertiel est considéré. Cette étude, acceptée pour publication dans le journal *Mechanics & Industry* se focalise sur la déformation locale alors engendrée sur la structure et propose une méthode afin de la compenser.

Bending nearfield compensation in the context of vibroacoustic active control

M. Michau^a, A. Berry^b, P. Herzog^c, P. Micheau^b

a. *École Centrale de Marseille*

b. *Faculté de Génie Mécanique, GAUS, Université de Sherbrooke*

c. *Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique, Marseille*

Résumé :

À l'inverse des techniques passives dont l'efficacité chute aux basses fréquences, le contrôle actif vibroacoustique permet de réduire le rayonnement d'une structure en contrôlant sa vibration à l'aide de transducteurs le plus souvent piézoélectriques ou électrodynamiques. En plus de son action globale sur la structure, l'actionneur crée une déformation locale plus ou moins marquée selon sa nature. Dans certaines stratégies de contrôle comme celle de l'impédance mécanique virtuelle, on utilise des actionneurs et des capteurs colocalisés. Alors qu'elle ne participe quasiment pas au rayonnement de la structure, la déformation locale modifie alors fortement le transfert vibratoire. Une méthode est proposée afin d'identifier cet effet et le compenser en assimilant la participation des modes d'ordres élevés à une raideur. Après cette opération, le signal issu des capteurs est beaucoup plus représentatif du rayonnement et ne dépend quasiment plus ni de la nature ni des dimensions de l'actionneur.

Abstract :

The efficiency of passive methods for noise reduction decreases at low frequency. In this frequency range active structural acoustic control (ASAC) can reduce sound radiation of structures by controlling their vibration usually using piezoelectric or electrodynamic transducers. Besides its global effect on the structure, a bending nearfield is observed, depending on the actuator type. In some ASAC strategies as in the virtual impedance approach, actuators and sensors are collocated. Although it does not affect the radiation of the structure, the local bending strongly modifies the transfer function between transducers. A method is proposed in order to identify and compensate it. The global part of the vibratory field is extracted by cancelling the contribution of higher order modes approximated as a stiffness. After compensation, the signal from the sensor is much more representative of the radiation and nearly independent of the nature and the size of the actuator.

Mots clefs : nearfield compensation, vibroacoustic active control

1 Introduction

Lightweight composite materials are widely used by the aerospace industry because they combine high stiffness and low mass. Unfortunately, they provide poor acoustical performance at low frequencies. Active structural acoustic control (ASAC) strategies allow for effective aircraft noise attenuation of low frequencies with control units integrated in the structure. The sound transmitted through the fuselage can thus be reduced by controlling the vibration of the interior skin of the sidewall (trim panel). By collocated an inertial actuator and an accelerometer, it is possible to control the force/velocity dual pair at one point of the panel [1]. It has been shown that, under pure bending assumption, piezoelectric devices can also form collocated, dual actuator-sensor pairs for active control of plate vibration [2]. Besides its strong physical sense, duality is an interesting property regarding control stability [3]. However, in such a collocated pair, the sensor is especially influenced by the nearfield effect of the actuator. In addition to the global behaviour of the structure, the excitation is the cause of a local

bending, depending on the actuator type [4], that strongly modifies the transfer function between collocated transducers.

The radiation of a structure, driven by large scale deformations, is barely affected by its local deformation. It thus appears that the global part of vibratory field induced by the actuator is much more relevant to deal with the control problem. The compensation of the bending nearfield may therefore be necessary when developing strategies where the acoustic radiation is estimated from local vibration measurements [5]. This would avoid that the control attempts to cope with the nearfield strain not involved in the farfield radiation. By doing this, the dynamic range and robustness of iteratives algorithms should be improved.

2 Mechanical model

In the following analysis, we consider only the effect of an actuator as an external source acting on the structure. The passive mechanical impedance of the actuator is thus neglected in order to simplify expressions. Two usual technologies are considered, which have different acting principle on the structure (Figure 1). An inertial actuator (AI) induces an almost normal distribution of force density whereas a piezoceramic actuator (PZT) can be considered as applying bending moments to the structure. It was verified with analytical model and finite element method that the participation of the extension strain induced by the PZT to the transverse displacement of the structure was negligible. So, even with the same actuator size, the structure response may be quite different depending on which of these two technologies is involved.

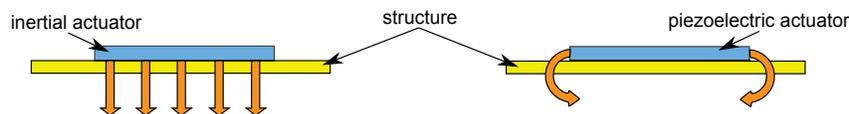


FIGURE 1 – excitation mechanism for an inertial and a piezoelectric actuator on a structure

The structure considered in this paper is a simply supported plate with dimensions $L_x \times L_y \times h$, a bending stiffness D and a mass per unit area M . The excitation is harmonic with angular frequency ω . Under pure bending assumption, an actuator-plate-sensor transfer is classically expanded over the structural modes :

$$H(\omega) = \sum_{(m,n)} B_{mn} Y_{mn} C_{mn} \quad (1)$$

where Y_{mn} is the mechanical admittance of the (m, n) mode :

$$Y_{mn} = \frac{-j\omega}{M(\omega_{mn}^2 - \omega^2)} \quad (2)$$

with

$$\gamma_m = \frac{m\pi}{L_x} \quad \text{and} \quad \gamma_n = \frac{n\pi}{L_y}$$

$$\omega_{mn} = \sqrt{\frac{D}{M} (\gamma_m^2 + \gamma_n^2)}$$

B_{mn} is a modal coupling coefficient between the actuator and the plate. It can be written :

$$B_{mn} = \beta \Gamma_{mn} \Delta_{mn}^{act} \quad (3)$$

where β is a force per voltage constant. Expression (3) distinguishes the influence of the size and location from the actuator technology in the excitation mechanism. Δ_{mn}^{act} is dimensionless and depends on the actuator size and location. Defining (x_1, x_2, y_1, y_2) its location :

$$\Delta_{mn}^{act} = [\cos(\gamma_m x_2) - \cos(\gamma_m x_1)] [\cos(\gamma_n y_2) - \cos(\gamma_n y_1)] \quad (4)$$

Note that Δ_{mn}^{act} does not depend on the actuator technology. Γ_{mn} is also a dimensionless modal coupling coefficient, which expresses the actuator acting principle and is independent of its location :

$$\Gamma_{mn}^{PZT} = \left(\frac{\gamma_m^2 + \gamma_n^2}{\gamma_m \gamma_n} \right) \quad \text{and} \quad \Gamma_{mn}^{AI} = \frac{1}{L_x L_y} \left(\frac{1}{\gamma_m \gamma_n} \right) \quad (5)$$

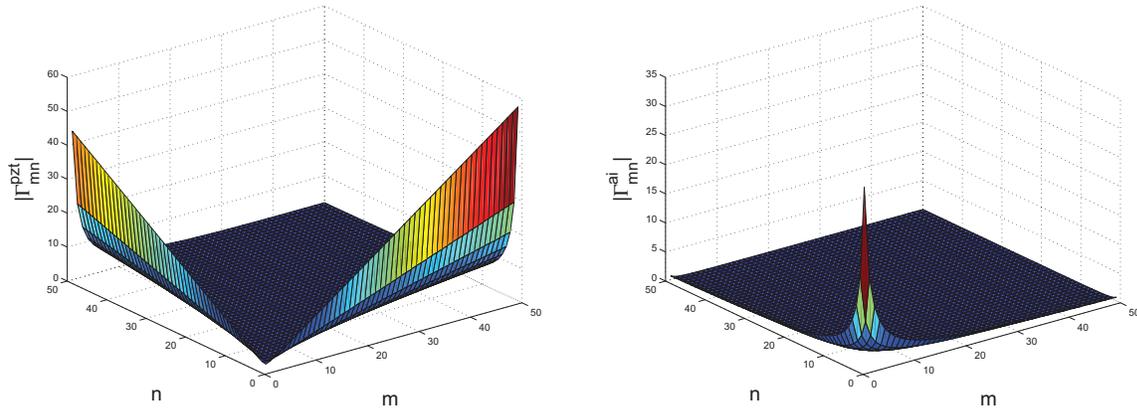


FIGURE 2 – Influence of the acting principle on the modal contribution for a piezoelectric (left) and an inertial (right) actuator

Expression (5) may be interpreted as a series of contribution coefficients to the modal expansion. This is illustrated in Figure 2, where the coefficients have been calculated as a function of modal indices (m, n) . It appears that the piezoelectric actuator emphasizes the participation of higher order modes (small space scale), contrary to the inertial actuator. This difference leads to a different transverse displacement (Figure 3). Unlike the inertial actuator, the piezoelectric actuator creates a strong bending nearfield effect. As Γ_{mn}^{PZT} increases with the modal index, it requires to consider much more terms in the expansion (1) with a piezoelectric than with an inertial actuator.

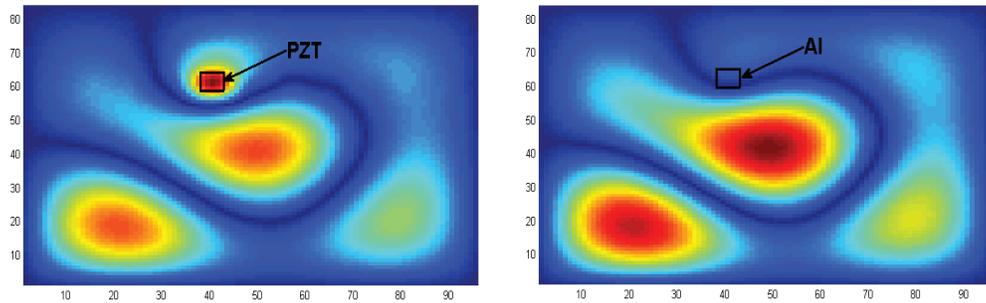


FIGURE 3 – transverse displacement for a excitation by a piezoelectric and an inertial actuator, $f = 400Hz$

It should be noticed that the above expressions are theoretical and do not take into account some practical aspects. Especially, the piezoelectric device must be glued to the plate. This spreads the moments induced near its boundaries, leading to a reduced coupling with higher order modes.

The last component not yet considered in (1) is the expression of the coupling coefficient C_{mn} between the plate and the sensor. As far as dual pairs are considered, a piezoelectric polyvinylidene fluoride

(PVDF) sensor is collocated to the piezoceramic actuator and an accelerometer is collocated to the inertial actuator. Contrary to the PVDF sensor, the accelerometer is considered as a ponctual sensor :

$$\Delta_{mn}^{ACC} = \sin(\gamma_m x_{acc}) \sin(\gamma_n y_{acc}) \neq \Delta_{mn}^{act} \quad (6)$$

and

$$C_{mn}^{ACC} = c^{ACC} \omega \sin(\gamma_m x_{acc}) \sin(\gamma_n y_{acc}) \quad (7)$$

From the duality and the colocation it comes for the PVDF sensor :

$$\Gamma_{mn}^{PVDF} = \Gamma_{mn}^{PZT} \quad \text{and} \quad \Delta_{mn}^{PVDF} = \Delta_{mn}^{act} \quad (8)$$

in

$$C_{mn}^{PVDF} = c^{PVDF} \Gamma_{mn}^{PVDF} \Delta_{mn}^{PVDF} \quad (9)$$

Where both c^{PVDF} and c^{ACC} are voltage per velocity constants. It appears that the combined effect of Γ_{mn}^{PVDF} and Γ_{mn}^{PZT} in the expression (1) still increase the difference in the number of terms to be considered depending on the technology chosen for the actuator/sensor pair.

3 Nearfield compensation

In the ASAC context, only the low frequency range is considered. The acoustical radiation to be controlled is mainly driven by the large scale deformation and is barely affected by the local strain described by higher order modes. For simulation purposes, a truncation of the modal expansion could be proposed, based on radiation criteria. Experimentally, the bending nearfield strongly modifies measured direct transfers. It then becomes difficult to estimate the structure radiation. A method is presented here in order to compensate this bending nearfield.

3.1 Stiffness approximation of higher order modes

The function $Y_{mn} : \omega \rightarrow \frac{-j\omega}{M(\omega_{mn}^2 - \omega^2)}$ in \mathcal{R}^+ is defined from (2). When the excitation frequency is much smaller than the natural frequency of a structural mode ($\frac{\omega^2}{\omega_{mn}^2} \ll 1$), Y_{mn} is approached by its Taylor expansion in 0 at order 2 :

$$Y_{mn}(\omega) = \frac{-j\omega}{M\omega_{mn}^2} + o(\omega^3) = \frac{-j\omega}{D(\gamma_m^2 + \gamma_n^2)^2} + o(\omega^3) \quad (10)$$

It can be shown that the participation of this modes can be expressed as a stiffness. Defining the two domains $E_1(\omega)$ the subset of modal indexes such as $\frac{\omega^2}{\omega_{mn}^2} \ll 1$ and $E_2(\omega)$ its complementary subset in $\mathcal{N}^* \times \mathcal{N}^*$ leads to the classical relations [7] :

$$Y_{mn}^1(\omega) = \frac{-j\omega}{M(\omega_{mn}^2)} \quad \forall (m, n) \in E_1(\omega) \quad (11)$$

$$Y_{mn}^2(\omega) = \frac{-j\omega}{M(\omega_{mn}^2 - \omega^2)} \quad \forall (m, n) \in E_2(\omega) \quad (12)$$

The expression of $\frac{Y_{mn}^1}{j\omega}$ does not depend on ω but the repartition of the modes in the two domains E_1 and E_2 depends on the frequency and more specifically on the modal density. Note that the case ($\frac{\omega^2}{\omega_{mn}^2} \ll 1$) could be treated as well in order to show that when the excitation frequency is much higher than the natural frequency of a mode, it can be approached by a mass. This is not considered in this paper.

3.2 Theoretical results

Considering the decomposition in two domains (9) and (10), it is then possible to express :

$$H_1(\omega) = \sum_{(m,n) \in E_1(\omega)} B_{mn} Y_{mn}^1 C_{mn} \quad (13)$$

The compensated transfer function \tilde{H} is defined as :

$$\tilde{H}(\omega) = H(\omega) - H_1(\omega) \quad (14)$$

By construction, \tilde{H} represents mainly the contribution of lower order modes, whatever the actuator technology considered. This is illustrated thereafter. When the excitation frequency is close to the natural frequency of a mode, the transfer is dominated by this mode and neither the bending nearfield nor its compensation can be observed. Figure 4 corresponds to an off-resonance case ($f = 400Hz$). The effect of the compensation on the transverse displacement is presented for the two technologies previously considered, and for a point force excitation. The compensated transfers are much closer although the transverse displacement still depends on the excitation type. It can be explained by the difference in modal filtering ($\Gamma_{mn}^{pzt} \neq \Gamma_{mn}^{ai}$ in (5)).

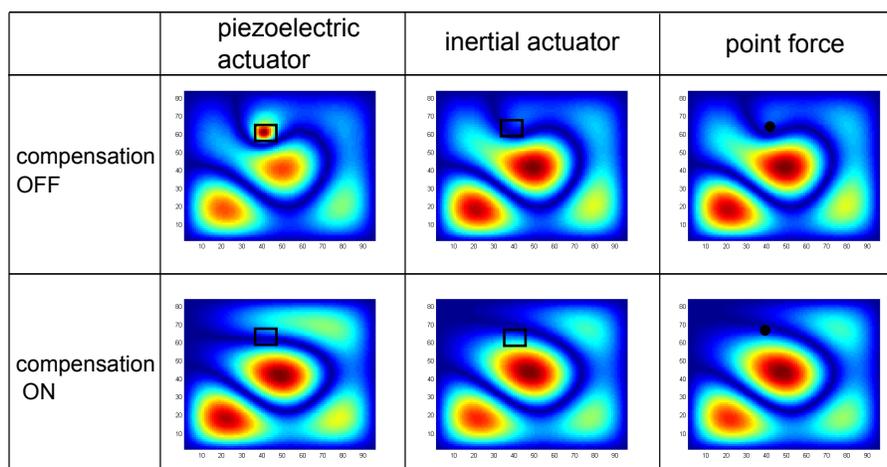


FIGURE 4 – Effect of the compensation on transverse displacement for different type of excitation, $f = 400Hz$

The compensation is then applied to the direct transfer between dual pairs (Figure 5). By calculating $\frac{\tilde{H}}{j\omega}$, the higher order modes participation appears constant as calculated in section 3.1. The compensation thus removes the contribution of higher morder modes, which is almost constant at lower frequencies. The real part of $\frac{\tilde{H}}{j\omega}$ for the PZT has therefore an almost null mean value. For the inertial actuator/ accelerometer pair, only the transfer without compensation is plotted. Neither the bending nearfield nor its compensation can be distinguished on the graph.

3.3 Experimental procedure

In practice, only the transfer $H(\omega)$ can be measured. As observed in the last section, $\frac{H_1}{j\omega}$ is almost constant above the $[10 - 600Hz]$ frequency range. So a few off-resonance measurements of $H(\omega)$ are enough in order to estimate H_1 . Considering $H_1(\omega) \approx j\omega\tau$ where τ is a constant leads to a simple model in the time domain allowing to perform real-time compensation. This is a principle close to the method proposed in [6] in order to compensate the extensionnal modes participation.

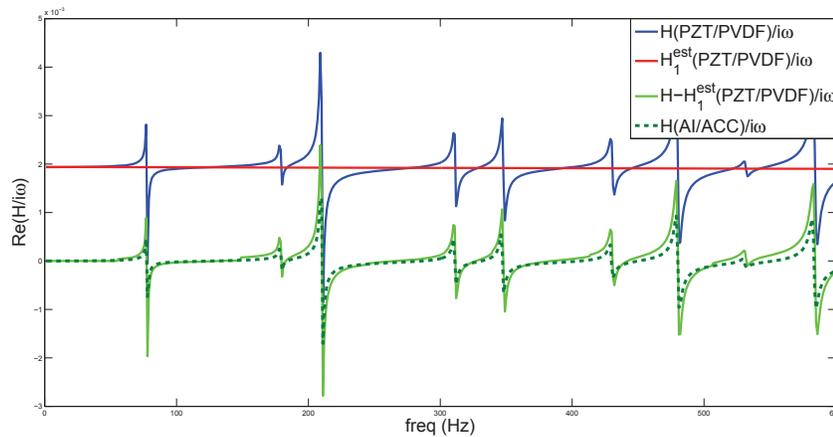


FIGURE 5 – Effect of the compensation on collocated dual actuator-sensor transfer

4 Conclusions

The method proposed here allows for a good distinction between global and local components of the vibration field in the case of collocated transducers. It has been shown that the bending nearfield strongly increase the number of terms in modal expansions to be considered in simulations. The repartition of modes in domains and the approximation of higher order modes realised in this study may help to fasten convergence of modal expansions. This paper also proposed a method to compensate the bending nearfield in order to perform a better estimation of global deformation. Such an information can be very usefull in the context of vibroacoustic active control. Because they have a different action mechanism, piezo and inertial actuators induce different deformation on the plate . The compensation presented here also allows to reduce the impact of this differences on the collocated control. The method presented here allows for estimating the bending nearfield compensation term. Its implementation with a feedback controller is an on-going work. A further step would be to find a configuration involving one or several piezoelectric devices of various form that induce the same global vibration to the structure as an inertial actuator, thus avoiding the need for such compensation.

Références

- [1] Guicking, D., Melcher, J., Wimmel, R. 1989 Active impedance control in mechanical structures *Acustica* **69** 39-52
- [2] Sun, Q. 1996 Some observations on physical duality and collocation of structural control sensors and actuators *J. Sound. Vib.* **194** 765-770
- [3] Elliott, S.J., Gardonio, P., Sors, T., Brennan, M.J. 2002 Active vibroacoustic control with multiple local feedback loops *J. Acous. Soc. Am.* **119** 1487-95
- [4] Baudry, M., Micheau, P., Berry, A. 2009 Decentralized harmonic active vibration control of a flexible plate using piezoelectric actuator-sensor pairs *J. Acous. Soc. Am.* **125** 2978-86
- [5] Masson, P., Berry, A., Nicolas, J. 1997 Active structural acoustic control using strain sensing *J. Acous. Soc. Am.* **102** 1588-99
- [6] Young-Sup Lee, Gardonio, P., Elliott, S.J. 2002 Coupling analysis of a matched piezoelectric sensor and actuator pair for vibration control of a smart beam *J. Acous. Soc. Am.* **111** 2715-26
- [7] Géradin, M., Rixen, D. 1997 Mechanical vibrations : theory and application to structural dynamics *John Wiley* 425 p.

ANNEXE D

Méthode des impédances mécaniques virtuelles optimales sur un panneau aéronautique à l'aide de sensoriactuateurs

L'Annexe D est un article en cours de soumission au *Journal of Sound & Vibration*. Il traite de la possibilité d'appliquer la méthode des impédances mécaniques virtuelles optimales à l'aide d'unités composées non pas d'un actionneur et d'un capteur en vis-à-vis, mais uniquement d'un actionneur inertiel utilisé en sensoriactuateur. Cette possibilité a été testée avec R. Boulandet, en parallèle de la campagne expérimentale réalisée au GAUS sur un panneau aéronautique.

Aircraft panel with sensorless active sound power reduction capabilities through virtual mechanical impedances

R. Boulandet^{a,*}, M. Michau^{a,b}, P. Micheau^a, A. Berry^a

^a*Groupe d'Acoustique de l'Université de Sherbrooke, Université de Sherbrooke, J1K 2R1, Sherbrooke, Canada*

^b*Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique, UPR CNRS 7051, F13402-Marseille cedex 20, France*

Abstract

This article deals with an active structural acoustic control approach to reduce sound radiation and transmission in aircraft cabins. The focus is on the practical implementation of the virtual mechanical impedances method by using sensoriaactuators instead of conventional control units composed of separate sensors and actuators. The experimental setup includes two sensoriaactuators developed from the electrodynamic inertial exciter and distributed over an aircraft trim panel which is subject to a time-harmonic diffuse sound field. The target mechanical impedances are first defined by solving a linear optimization problem from sound power measurements before being applied to the test panel using a complex envelope controller. Measured data are compared to results obtained with sensor-actuator pairs consisting of an accelerometer and an inertial exciter, particularly as regards sound power reduction. It is shown that the two types of control unit provide similar performance, and that here virtual impedance control stands apart from conventional active damping. In particular, it is clear from this study that extra vibrational energy must be provided by the actuators for optimal sound power reduction, mainly due to the high structural damping in the aircraft trim panel. Concluding remarks and discussions on the value of using such electrodynamic sensoriaactuators in the context of active control of noise and vibration are also provided.

Keywords: Sensoriaactuator, Self-sensing actuation, Virtual impedance control, Active Structural Acoustic Control, Electrodynamic transducer, Harmonic control.

1. Introduction

Noise reduction in aircraft cabins is a major challenge for the competitiveness of an aerospace manufacturer. To decrease structural weight and reduce fuel consumption, the use of composite materials is becoming more widespread. The combination of high stiffness and low mass, however, decreases the sound insulation capability of the cabin against outside noise. In a stiff, light structure like a honeycomb sandwich panel, critical frequencies are also found to be lowered which has the effect of increasing the radiation efficiency of the structure. Porous materials can provide both viscothermal dissipation and structural damping, but still penalized by added mass and a poor efficiency at low frequencies. Many active methods, including active structural acoustic control (ASAC) strategies, have been specifically developed to reduce sound radiation and transmission through panel-like structures [1], including radiation modes estimation and control [2] and wavenumber sensing [3]. When the variables involved in the actuation and sensing are dual, an ideal collocation of the sensor and actuator ensures, theoretically, the absolute stability in closed loop for passive broadband feedback control [4, 5, 6]. Such control units can be considered as two-port systems that directly control the power flow to the structure to which they are attached. In this case, a positive feedback gain can be set without causing instability, thus providing active damping to the structure. When flexural structures made up of a large number of resonant modes and a low structural damping are considered, active damping is most often the best option since the reduction in the amplitude of the resonance peaks causes a decrease in the radiated sound power

*Corresponding author

Email address: romain.boulandet@usherbrooke.ca (R. Boulandet)

1 [6, 7, 8]. With this conventional approach, however, the vibroacoustic coupling between the vibration of the panel
2 and the radiated sound power is not fully taken into account. In the context of active structural acoustic control, it is
3 commonly agreed that the minimization of the kinetic energy of the structure usually results in sound power reduction
4 [9]. It can be shown, moreover, that the maximization of the energy absorbed by the control units is almost equivalent
5 to the minimization of the flexural kinetic energy [7]. In the case of flexural structures with a high inherent structural
6 damping like the composite panels commonly used in aircraft cabins, it has been shown that adding damping does not
7 allow the noise transmitted to be reduced optimally [10]. Unlike the damping approach in which a velocity feedback
8 is achieved so as to provide additional viscous damping, the implementation of active mechanical impedances may
9 be necessary to optimally minimize the radiated sound power. As first shown experimentally by Guicking *et al.* [11],
10 structural vibration can be effectively reduced by impedance control, provided that the mechanical input impedances
11 can be set to target values, spanning a wide range of real parts and imaginary parts. On the footsteps of [11], other
12 methods based on impedance control have been developed to reduce the transmission of noise induced by turbulent
13 boundary layers in aircraft cabins [12], including the virtual mechanical impedance approach [13]. The challenging
14 task is therefore to define the optimal impedances values by solving a linear optimization problem so that mechanical
15 vibrations [14] or sound power radiated [10] can be reduced optimally, and implement them using stand-alone control
16 units. The implementation of decentralized control strategies for which no communication between the control units is
17 permitted is particularly relevant since the stability is ensured. Previous work on decentralized control has focused on
18 achieving collocated active damping on flexible structures, either by velocity feedback [15, 16] or piezoelectric shunts
19 [17]. Examples of practical implementation can be found in [18] to modify the modal distribution of high-radiation
20 efficiency modes by using a state observer in a centralized control, or in [14] where tuned resonant controllers are
21 involved in a decentralized control strategy.

22 Control units comprising a combined electrodynamic inertial actuator with a collocated accelerometer, the signal of
23 which is processed by a time integrator, are commonly used in structural control [6, 19], e.g. for a direct and effective
24 control of the local mechanical impedance of the structure [10]. Piezoelectric transducers such as lead zirconium
25 titanate (PZT) and polyvinylidene difluoride (PVDF) are also widely used as strain actuators and vibration sensors in
26 structural control systems. In addition to also deal with dual variables, their mass-loading effect upon the structure is
27 low and does not change much the overall structural behavior [19, 20, 21]. Besides the velocity feedback approach, an
28 alternative control strategy commonly referred to as "shunt transducer" has also been developed in the recent decades.
29 In the pioneering work of Hagood *et al.* [22], the control of mechanical vibration is achieved by shunting the terminals
30 of a structurally bonded piezoelectric actuator with a simple electrical network consisting of a shunt resistor or a
31 resistor-inductor circuit. Drawing on the work of Hagood *et al.*, standard synthesis techniques such as LQG, \mathcal{H}_2 , and
32 \mathcal{H}_∞ have been applied to allow more complex electrical impedance and admittance to be implemented [14, 23, 24].
33 In practice, however, the pairs of actuators and sensors can hardly be collocated in real-world situations. For this
34 reason and also to ensure duality, a number of research has focused on developing self-sensing actuation in recent
35 decades. A self-sensing actuator (also called sensoriauator) is basically a reversible electromechanical transducer,
36 generally piezoelectric or electromagnetic, which uses simultaneously the dual function of sensing and actuation. The
37 idea of self-sensing actuation was developed concurrently by Hagood *et al.* [25, 26] and Dosch *et al.* [27] in the early
38 nineties, where the PZT elements were used as sensors and actuators simultaneously to reduce implementation, cost
39 and complexity, by achieving truly collocated control. The principle is later implemented in different ways to achieve
40 vibration control on a cantilever beam [28], active structural acoustic control on a simply supported plate [29], vibration
41 damping by using piezoelectric patches [14, 30, 31], electrodynamic shakers [32] or inertial exciters [31], to develop
42 a sensorless technique for active noise control using an moving coil loudspeaker [33], or for biomedical application
43 using an electromagnetic actuator [34].

44
45 The general goal of this work is to improve the sound insulation capability of an aircraft composite panel subject
46 to a harmonic diffuse sound field. The specific objective is to achieve a virtual impedance control on the panel using
47 stand-alone control units, i.e. self-sensing actuators, instead of control units composed of separate sensors and actuators.
48 The practical implementation is performed digitally using a complex envelope controller, previously developed to
49 achieve harmonic active control of power of rotating machines [35] and successfully applied to the harmonic control of
50 power for mono-cylinder hybrid powertrain [36]. The main originality of method described here is to show that the
51 actuator is capable of sensing the structural dynamic response upon actuation, directly from the lumped parameter
52 model, thus achieving sensorless control. The remaining is organized as follow. First, the basic knowledge necessary

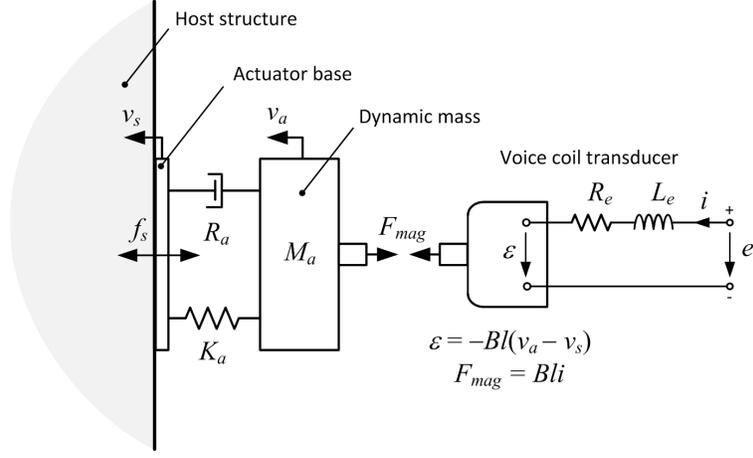


Figure 1: Schematic representation of the electrodynamic inertial exciter

1 for modeling the electrodynamic self-sensing actuator is presented. An analytical model is derived from the equivalent
 2 circuit model of the voice coil actuator. In Section 3, the baseline concept of the virtual mechanical impedance
 3 concept is presented in the context of active structural acoustic control, assuming a harmonic acoustic excitation.
 4 Experimental results performed on an aircraft trim panel using sound transmission loss facility are provided in Section
 5 4. Measured data are compared to results obtained with sensor-actuator pairs comprising an accelerometer and an
 6 inertial exciter, particularly as regards sound power reduction. Concluding remarks and discussion on the value of
 7 using such electrodynamic sensoriactuators in the context of active control of noise and vibration are also provided.

8 2. The electrodynamic sensoriactuator

9 This section provides the theoretical basis upon which the electrodynamic self-sensing actuator has been developed.
 10 A lumped parameter model is used in the following to describe the dynamics of the inertial exciter where complex
 11 numbers are used to represent sinusoidal functions of time, i.e. $f(t) = \text{Re}[f \exp(j\omega t)]$, where $j = \sqrt{-1}$ and ω is the
 12 radial frequency (in rad s^{-1}). It is assumed that all forces acting on the electrodynamic transducer are small enough
 13 so that the displacement remains proportional to applied forces (small-signal range). Otherwise, some of the model
 14 parameters need to be considered as time-varying nonlinear functions of the input variables [37, 38].

15 2.1. Basic model of the inertial exciter

16 An electrodynamic inertial exciter is a reversible voice coil transducer which has capability to provide input
 17 vibrational energy to the mechanical structure to which it is attached. As illustrated in Fig. 1, it can be regarded as a
 18 two-port system, including an electromechanical coupling through two pairs of dual variables: the voltage e and current
 19 i for the electrical side, and the transverse force f_s and velocity v_s for the mechanical side. When attached to a flexible
 20 structure, the equation of motion of the moving mass derives from the Newton's second law and can be written as [19]

$$j\omega M_a v_a = Bli - (R_a + K_a/j\omega) (v_a - v_s) \quad (1)$$

21 where v_a and v_s are the velocities of the moving mass and structure at the base of the actuator, M_a , R_a , K_a are the
 22 dynamic mass, damping coefficient, and stiffness of the mount, respectively, and Bli is the force of electric origin
 23 resulting from the magnetic field acting on a moving free charge (current) where B represents the magnetic flux density
 24 (in T) and l the total length (in m) of the current-carrying wire.

25 The governing equation of the electrical dynamics is based on Kirchoff's circuit laws and can be written as

$$e = (R_e + j\omega L_e) i + \varepsilon \quad (2)$$

1 where e is the input voltage applied to the transducer terminals, i is the electrical current flowing through the coil, and
 2 $\varepsilon = -Bl(v_a - v_s)$ is the back electromotive force (voltage) induced in the coil during motion. The constant parameters
 3 R_e and L_e are the dc resistance and self inductance of the coil. The mass of the actuator frame is neglected in the
 4 following.

5 Based on assumptions of linear dynamic coupling of the transducer, the characteristic equations of the inertial
 6 exciter given by Eqs. (1) and (2) can be rewritten as

$$\begin{aligned} Bl i &= Z_{ma}(\omega) v_a - Z_{ms}(\omega) v_s \\ e &= Z_e(\omega) i + Bl v_a - Bl v_s \end{aligned} \quad (3)$$

7 where $Z_{ma}(\omega) = j\omega M_a + R_a + K_a/j\omega$ is the mechanical impedance of the inertial exciter, $Z_e(\omega) = R_e + j\omega L_e$ is the
 8 blocked electrical impedance of the transducer, and $Z_{ms}(\omega) = R_a + K_a/j\omega$ is the impedance of the spring-dashpot
 9 mounting system.

10 2.2. Electrical impedance of the actuator

11 The electrical impedance of the actuator is the complex ratio of the voltage to the current in the electrical circuit of
 12 the transducer. It determines the input impedance (in Ω) 'seen' by any equipment such as an electronic drive source or
 13 any electrical network connected across its input terminals.

14 When attached to a rigid foundation, the closed form expression of the electrical *motional* impedance of the inertial
 15 exciter can be derived from Eq. (3), as

$$Z_{em}(\omega) = \left. \frac{e}{i} \right|_{v_s=0} = Z_e(\omega) + \frac{(Bl)^2}{Z_{ma}(\omega)} \quad (4)$$

16 As can be seen in Eq. (4), $Z_{em}(\omega)$ contains all the electromechanical effects involved, including all resistances and
 17 reactances of the actuator impedance.

18 When attached to a flexible structure, the closed form expression of the electrical *input* impedance of the actuator
 19 can be derived as

$$Z_{in}(\omega) = \frac{e}{i} = Z_e(\omega) + \frac{(Bl)^2}{Z_{ma}(\omega) - \frac{(j\omega M_a)^2 Y(\omega)}{1 + j\omega M_a Y(\omega)}} \quad (5)$$

20 where $Y(\omega)$ is the driving point mobility function of the structure. As can be seen in Eq. (5), the dynamic response
 21 of the structure is included in the input impedance, as well as electrical and motional characteristics of the voice coil
 22 actuator.

23 2.3. Self-sensing actuation

24 Combining now Eqs. (3) and after some further manipulations, the output velocity at the base of the actuator can be
 25 expressed as

$$v_s = -\frac{Z_{ma}(\omega)}{j\omega M_a Bl} (e - Z_{em}(\omega) i) \quad (6)$$

26 Equation (6) shows that the velocity response of the structure at the location of the actuator can be estimated from
 27 electrical signals, provided that the actuator parameters M_a , R_a , K_a , Bl are known. To make it clear that an accurate
 28 estimate of the velocity can be obtained from the prior knowledge of the input impedance, Eq. (6) can be rewritten as

$$\frac{v_s}{i} = -\frac{Z_{ma}(\omega)}{j\omega M_a Bl} (Z_{in}(\omega) - Z_{em}(\omega)) \quad (7)$$

29 Moreover, for frequencies above the natural resonance of the actuator and below the cut-off frequency of the coil
 30 electrical filter such that $\sqrt{K_a/M_a} < \omega < R_e/L_e$, roughly corresponding to the frequency range 200 Hz – 8 kHz for the
 31 considered actuator, the coil inductance L_e can be neglected in $Z_e(\omega)$ the back emf that is proportional to the structure
 32 velocity can be obtained as

$$y = -Bl v_s \simeq e - \left(R_e - j \frac{(Bl)^2}{\omega M_a} \right) i \quad (8)$$

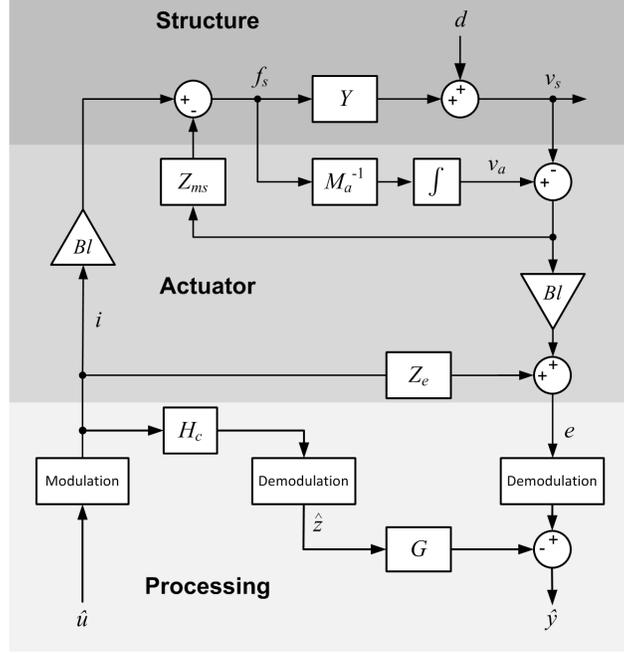


Figure 2: Block diagram of the electrodynamic sensoriauator with a view to achieve the harmonic control, where \hat{u} and \hat{y} represent the complex amplitude of the electrical variables used as control input and controlled variable, respectively.

Equation (8) is the basis of the self-sensing electrodynamic actuator and will be used as a controlled variable in the harmonic controller. Fig. 2 illustrates the basic block diagram of the sensoriauator with a view to achieve the harmonic control where d denotes the disturbance, $H_c(\omega)$ is the transfer function of the voltage-controlled current source used to drive the actuator and $G = R_e - j(Bl^2)/\omega M_a$ is the complex gain needed to compensate the electrical motional impedance of the transducer, in accordance with Eq. (8). More details on the derivation of Eq. (8) using the complex envelope approach are given in Appendix B.

3. Virtual mechanical impedance with sensoriauator

This section provides the baseline concept of the virtual mechanical impedance approach when the sensoriautors developed in Section 2 are used. It is described in particular how to achieve the harmonic control of sound power radiated by a panel-like structure using stand-alone (sensorless) control units.

3.1. Mechanical impedance concept

The concept of virtual mechanical impedance is to impose a linear complex-valued relationship between dual and collocated variables which are strategically located on the structure so that vibration can be effectively sensed and controlled [13]. In practice, this can be done by using control units consisting of point force-type actuators and velocity sensors. Assuming a linear, time-invariant (LTI) system and neglecting the mass-loading effect of the actuators upon the structure (i.e. the force transmitted to the structure is equal to the accelerating force applied to the dynamic mass M_a), the system to be controlled can be expressed in matrix form [19], as

$$\mathbf{v}_s = \mathbf{Y} \mathbf{f}_s + \mathbf{d} \quad (9)$$

where \mathbf{v}_s is the vector of structural velocity (in m s^{-1}), \mathbf{f}_s is the vector of the force applied (in N), \mathbf{Y} is the fully-populated matrix of the mobility functions of the structure (in $\text{m s}^{-1} \text{N}^{-1}$) at the control points, and \mathbf{d} is a vector that takes into account the primary acoustic excitation at the sensors location.

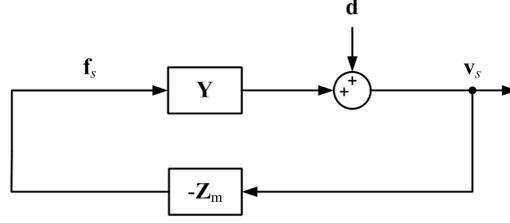


Figure 3: Basic concept of the principle of virtual impedance control.

The general goal is to determine the optimal mechanical impedances \mathbf{Z}_m (in N s m^{-1}) to be applied between the dual variables \mathbf{f}_s and \mathbf{v}_s in order to minimize or maximize a given global criterion that can be either mechanical or acoustic. This can be written mathematically as

$$\mathbf{f}_s = -\mathbf{Z}_m \mathbf{v}_s \quad (10)$$

where \mathbf{Z}_m is a diagonal matrix which connects the input force and the velocity response of the structure at the control points. Fig. 3 illustrates the baseline concept of the virtual mechanical impedance approach as a feedback control system. It is worth mentioning that combining Eqs. (9) and (10) leads to implement a velocity feedback that is unconditionally stable, provided the compensator is passive, i.e. $\text{Re}[Z_{m,i}] > 0$ for each control unit i and for any angular frequency ω [6]. In order to minimize sound power transmission and radiation by the panel, however, the optimal mechanical impedance determined by calculation may be negative real part and cannot be directly implemented using Eq. (10).

3.2. Methodology for harmonic control

In the following we present a method to effectively implement the virtual mechanical impedance approach using the sensoriaactuators developed in Section 2. The methodology specifically addresses the problem of active structural acoustic control assuming a harmonic excitation, and is not faced with the challenge of stability mentioned above, even if complex impedances with negative real part have to be implemented. In this study, the sound power (in W) radiated by the panel is measured by integrating the normal component of active intensity over a planar surface S parallel to and at close distance of the test panel, as

$$W = \frac{S}{2N_S} \text{Re}[\mathbf{v}^H \mathbf{p}] \quad (11)$$

where \mathbf{p} and \mathbf{v} are the vectors of complex amplitudes of the sound pressure and particle velocity respectively, and N_S is the number of measurement points on the surface S .

The method to impose the virtual mechanical impedances \mathbf{Z}_m in practice by using electrodynamic sensoriaactuators is described in the following:

- The linear relationship between the primary acoustic excitation, secondary sources of vibration and sound power radiated on the measurement surface S are first evaluated [10], as

$$\begin{cases} \mathbf{p} = \mathbf{H}_p \mathbf{u} + \mathbf{d}_p \\ \mathbf{v} = \mathbf{H}_v \mathbf{u} + \mathbf{d}_v \end{cases} \quad (12)$$

where \mathbf{u} is the vector of the control inputs of the N_a actuators, \mathbf{H}_p and \mathbf{H}_v are $N_S \times N_a$ matrices of transfer functions between the N_a secondary sources and the acoustic pressures and particle velocities measured over S , respectively, and \mathbf{d}_p and \mathbf{d}_v are the contribution due to the primary acoustic excitation in terms of radiated acoustic pressure and particle velocity, respectively.

- The quadratic cost function used to compute the optimal control inputs to minimize the total sound power radiated by the panel is written as

$$J = W + \beta \mathbf{u}^H \mathbf{u} \quad (13)$$

where β is a positive scalar used to weight the control effort in the cost function.

- The optimal control inputs which are solution of $\nabla_{\mathbf{u}} J = 0$ can be calculated as

$$\mathbf{u}^{opt} = - \left[\mathbf{H}_v^H \mathbf{H}_p + \mathbf{H}_p^H \mathbf{H}_v + \frac{2N_S}{S} \beta \mathbf{I} \right]^{-1} \left[\mathbf{H}_v^H \mathbf{p}_p + \mathbf{H}_p^H \mathbf{v}_p \right] \quad (14)$$

where \mathbf{I} is the $N_a \times N_a$ identity matrix. Note that optimal control inputs are calculated for a given primary sound field. As discussed in [41], moreover, the radiated sound power W can be accurately estimated and the cost function J is quadratic with respect to \mathbf{u} , provided the spatial sampling over S is smaller than the distance between the test panel and the measurement surface.

- In order to implement the optimal virtual mechanical impedances, the i elements of the diagonal matrix \mathbf{Y}_e^{opt} of the optimal complex gains are defined by the ratio between the optimal control input (current) given in Eq. (14) and the controlled variable (voltage), as

$$Y_{e,i}^{opt} = - \frac{\hat{u}_i^{opt}}{\hat{y}_i} \quad \text{and} \quad \mathbf{y} = \mathbf{H} \mathbf{u}^{opt} + \mathbf{d} \quad (15)$$

where the superscript $\hat{\cdot}$ denotes the complex amplitude of the variables, \mathbf{d} is a vector that takes into account the effect of the acoustic disturbance at the transducer output, and $\mathbf{H} = \mathbf{Z}_{in} - \mathbf{H}_c \mathbf{G}$ is the matrix of the system (see Fig. 4), with \mathbf{Z}_{in} is the matrix of the electrical input impedances of the actuators, \mathbf{H}_c is the matrix of the transfer functions of the voltage-controlled current sources, and \mathbf{G} is the matrix of the complex gains needed to compensate the electrical motional impedance of the sensoractuators (see Eq. (8)).

- The optimal virtual admittances (15) are implemented in practice using a real-time complex envelope controller [39], the response of which can be expressed as

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\mu \mathbf{C} \left[\mathbf{u} + \mathbf{Y}_e^{opt} \mathbf{y} \right] \quad (16)$$

where μ is a positive gain coefficient and \mathbf{C} is a complex-valued compensation matrix. In order to ensure the stability of the algorithm (16), \mathbf{C} needs to satisfy $\text{Re}[\lambda_i \{ \mathbf{C} (\mathbf{I} + \mathbf{Y}_e^{opt} \mathbf{H}) \}] > 0 \forall i = 1 \dots N_a$ with N_a the number of actuators, where $\lambda_i \{ \cdot \}$ denotes the i th eigenvalue of $\{ \cdot \}$. More details on the tuning of the compensation matrix \mathbf{C} can be found in [10].

- The algorithm (16) runs online and continuously updates the control input \mathbf{u} by iteratively minimizing the error between the actual and target impedances. Note also that Eq. (16) does not require acoustic measurements.

3.3. Mechanical control effect on the structure

Fig. 4 shows the block diagram of the virtual impedance control for each electrodynamic sensoractuator. As shown in Fig. 4, the practical implementation of the virtual impedances is performed using the complex amplitudes \hat{u} and \hat{y} of the electric variables, but it is possible to return to mechanical quantities, provided that the physical parameters of the inertial exciter are known. If we consider the general case where the structure is subject to a primary disturbance, the velocity response of the structure at the control point can be rewritten as

$$Z(\omega)v_s = f_s + f_p \quad (17)$$

where $Z(\omega) = 1/Y(\omega)$ is the local mechanical impedance of the structure before control, $f_s = -j\omega M_a v_a$ is the force transmitted to the structure when neglecting the mass-loading effect of the actuator base, and f_p is the sum of primary

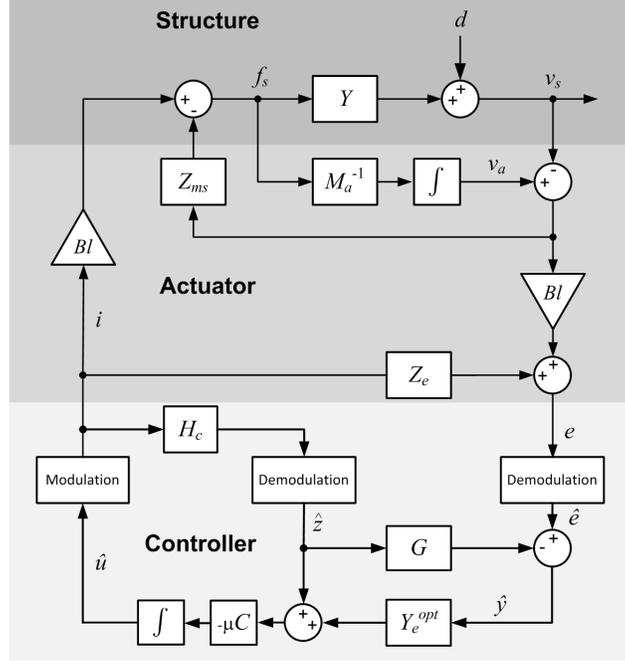


Figure 4: Block diagram of the control scheme for each electrodynamic sensoriauator.

1 forces acting at the control point. From Eqs. (3) now, the blocked force response [40] for a current driven actuator is
 2 given by

$$f_s \Big|_{v_s=0} = -\frac{j\omega M_a}{Z_{ma}(\omega)} Bli \quad (18)$$

3 and given that the controlled signal is defined to be $y = -Bl v_s$ (see Eq. (8)), the virtual mechanical impedance $Z_m(\omega)$
 4 (in N s m^{-1}) that combines with $Z(\omega)$ can be derived from Eq. (15), as

$$Z_m(\omega) = \frac{f_s}{v_s} = -\frac{j\omega M_a (Bl)^2}{Z_{ma}(\omega)} Y_e^{opt} \quad (19)$$

5 More details on the derivation of Eq. (19) using the complex envelope approach are given in Appendix B. The
 6 effective mechanical impedance of the structure at the control point (17) can therefore be rewritten as

$$(Z(\omega) + Z_m(\omega)) v_s = f_p \quad (20)$$

7 Eq. (19) allows us to express the mechanical impedance actually imposed to the structure by the controller.
 8

9 If we consider now a control unit comprising an accelerometer and an inertial exciter similar to that used for
 10 self-sensing actuation, the baseline control scheme needs to be modified as illustrated in Fig. 5. In that case, σ_v is
 11 the voltage sensitivity of the accelerometer (in $\text{V m}^{-1} \text{s}^2$), and $H_a(\omega) = -j\omega M_a Bl / Z_{ma}(\omega)$ is the transfer function (in
 12 N A^{-1}) of the inertial exciter upon actuation using a current drive source [19]. The virtual mechanical impedance can
 13 therefore be derived as $Z_m(\omega) = -(\sigma_v M_a Bl / Z_{ma}(\omega)) Y_e^{opt}$.

14 4. Experimental validation of the sensoriauator concept

15 This section is intended to provide experimental evidence that the electrically-excited inertial actuator detailed in
 16 Section 2 can be used for self-sensing actuation. For ease of understanding, the computed and measured data presented

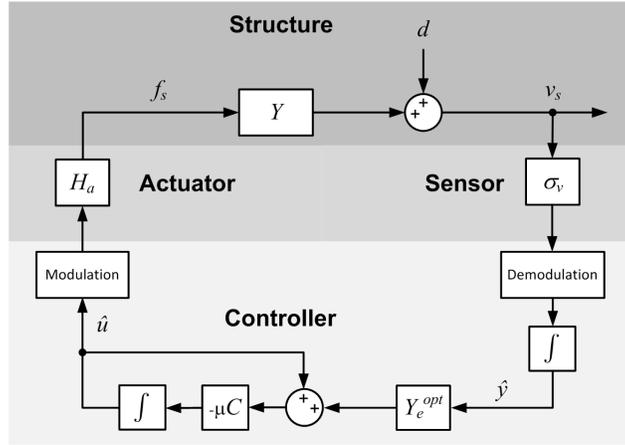


Figure 5: Block diagram of the virtual impedance control in the case of a pair of sensor and actuator.

1 below have been obtained when the actuator is attached to a simply supported plate. The model of the plate is derived
 2 from the modal summation formulation of the plate, as given in Appendix A.

3 *4.1. Input electrical impedance*

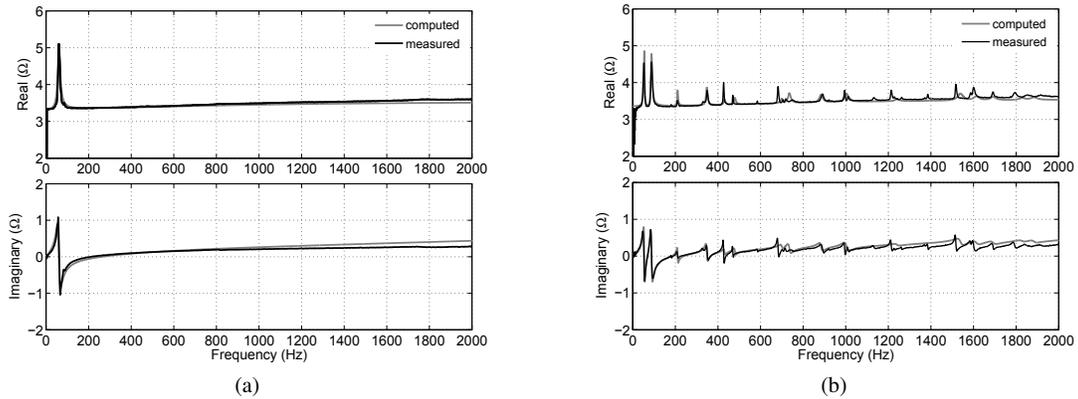


Figure 6: Computed and measured electrical impedance of the inertial exciter when attached to a rigid foundation (a) and when coupled to the plate (b), as given by Eqs. (4) and (5), respectively.

4 Fig. 6 illustrates the frequency response function of the electrical input impedance of the inertial exciter when
 5 attached to a rigid foundation (see Eq. (4)) and fixed near the center of the plate (see Eq. (5)). The physical parameters
 6 of the inertial exciter used to run the simulations can be found in Table 1. As can be seen in Fig. 6, measurement
 7 and simulation agree well up to about 1 kHz but they slightly diverge for higher frequencies because of the non-ideal
 8 inductive behavior of the coil. It can be noted that the transducer's natural resonance, which can be seen at 62 Hz in
 9 Fig. 6(a), strongly interacts with the first structural resonance at 77 Hz for the plate under study. As illustrated in Fig.
 10 6(b), the plate natural frequencies can be easily found from the electrical input impedance as the frequency increases.

11 *4.2. Velocity estimate*

12 Figure 7 illustrates the measured open loop frequency response of the sensor/actuator (estimated velocity output to
 13 applied current input) at location ($x = 0.056$ m; $y = 0.335$ m) on the plate. The true response (plain line) was measured

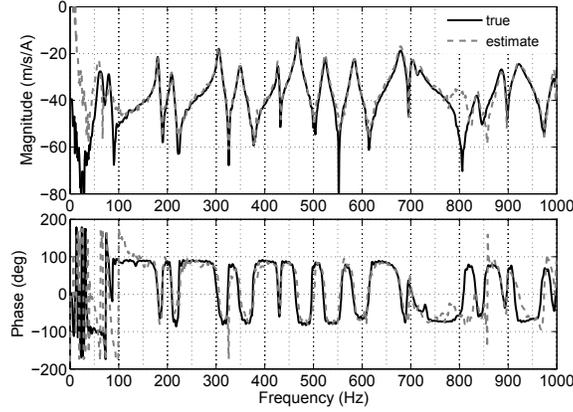


Figure 7: Bode plot of the open loop frequency response function of the actuator at location ($x = 0.056$ m; $y = 0.335$ m).

1 using a VibroMet 500V laser Doppler velocimeter (sensitivity $5 \text{ mV}/(\text{m s}^{-1})$) and the estimate (dashed line) is derived
 2 from Eq. (7), by first measuring the input electrical impedance of the actuator when attached to a rigid foundation. As
 3 can be seen in Fig. 7, the frequency response functions obtained by laser Doppler velocimetry and estimated from the
 4 input impedance of the actuator both show a good agreement. This clearly shows that the electrodynamic inertial exciter
 5 detailed in Section 2 can be used for self-sensing actuation and Eq. (8) will now be implemented in the controller to
 6 achieve the harmonic control of a more complex structure.

7 5. Virtual mechanical impedance experiments

8 This section presents active control experiments performed on a curved composite panel comprising a window that
 9 is commonly used in aircraft cabins. Having demonstrated in Section 4 that a conventional electrodynamic inertial
 10 exciter can be employed for self-sensing actuation, we will now implement this concept on a real application of virtual
 11 mechanical impedance control.

12 5.1. Experimental setup

13 The results presented below were obtained using the sound transmission loss facility depicted in Fig. 8. As shown
 14 in Fig. 8(a), a scanning laser Doppler velocimeter (Polytec OFV 055 vibrometer scanning head) and a sound intensity
 15 probe (Brüel and Kjær Type 4181) are used to measure the vibroacoustic response of the test panel in the receiving
 16 room. In this study, two inertial exciters used as control units were fixed on the panel (source side) with a thin layer of

Table 1: Physical parameters of the Dayton Audio DAEX32 balanced exciter.

Parameter	Notation	Value	Unit
dc resistance	R_e	3.36	Ω
Voice coil inductance	L_e	0.06	mH
Transduction coefficient	Bl	3.5	N A^{-1}
Moving mass	M_a	0.125	kg
Mechanical resistance	R_a	3.6	$\text{N m}^{-1} \text{s}$
Suspension stiffness	K_a	$19.5 \cdot 10^3$	N m^{-1}
Resonance frequency	f_c	62.8	Hz

1 adhesive glue, as illustrated in Fig. 8(b). Altogether, they add a mass of about 0.3 kg, which corresponds to less than 10
 2 percent increase of the 3.7 kg mass of the test panel. The aircraft trim panel was subject to a diffuse sound field that
 3 is generated by a JBL EON15 sound source located in the reverberation room, as shown in Fig. 8(c). The physical
 4 parameters of the test panel which assumes orthotropic properties for the core and isotropic properties for the face
 5 sheet are given in Table 2. Note that enhanced sealing of the window was necessary to prevent sound leakage. Note
 also that the boundary conditions of the panel were found to be between pinned and clamped.

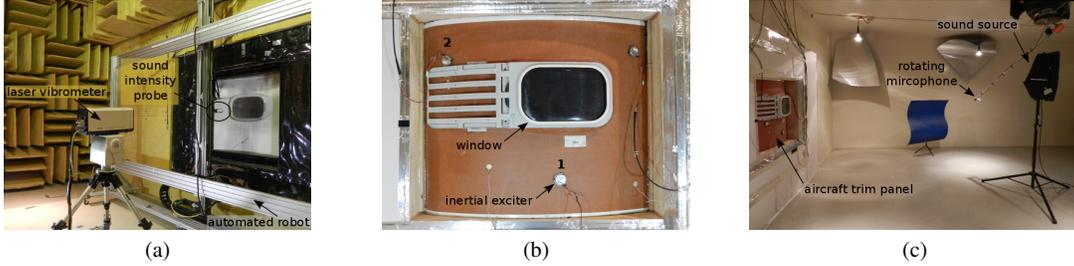


Figure 8: (Color online) Experimental setup using a sound transmission loss facility: sound intensity and laser Doppler velocimetry measurement in a semi anechoic room (a), location of the actuators on the aircraft trim panel (b), and location of the sound source in the reverberation room.

Table 2: Physical parameters of the curved composite test panel.

	Parameter	Notation	Value	Unit
	Width	L_x	0.96	m
	Length	L_y	1.1	m
	Radius of curvature	R	0.9	m
Facesheet	Thickness	h_f	0.508	mm
	Young's modulus	E_f	$23.6 \cdot 10^9$	Pa
	Mass density	ρ_f	1906	kg m^{-3}
	Poisson ratio	ν_f	0.141	
Core	Thickness	h	6.35	mm
	Young's modulus	E_1, E_2	10^3	Pa
		E_3	$138 \cdot 10^9$	Pa
	Mass density	ρ	48	kg m^{-3}
	Poisson ratio	ν_1	0.45	
		ν_2	0.01	

6

7 5.2. Input electrical impedance

8 Fig. 9 gives the measured input electrical impedance of the two inertial exciters when attached to a rigid foundation
 9 (a) and mounted to the aircraft composite panel (b). The location of the two actuators is depicted in Fig. 8(b). Compared
 10 to Fig. 6, it can be noted that the structural resonance peaks are much more damped in the case of the aircraft composite
 11 panel. The input impedance in the frequency range above 1 kHz is even very similar to that observed on the rigid
 12 foundation. This highlights that the aircraft trim panel has a high internal structural damping. Moreover, the increase in
 13 resistance observed between Fig. 6 and Fig. 9 is due to longer connecting cables in Fig. 9.

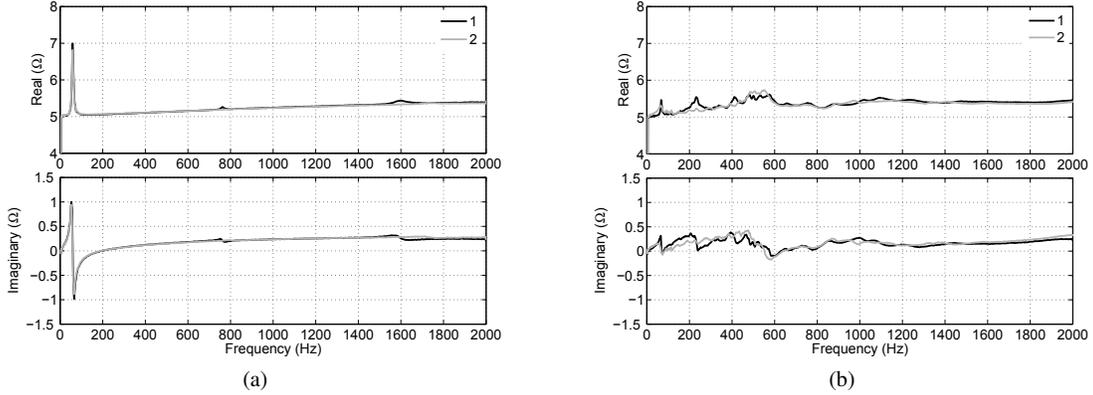


Figure 9: Measured electrical impedance of the two inertial exciters when attached to a rigid foundation (a) and to the aircraft composite panel (b).

5.3. Control performance

The results presented in the following are focused on the overall control performance for the test panel when it is subject to a diffuse sound field at the excitation frequency of 363 Hz. Note also that measured data were obtained in a decentralized control scheme. A real-time Opal-RT digital simulator running at 20 kHz was used for signal processing, to implement the controller and generate the control signals, following block diagrams of Fig. 4 and Fig. 5. We are especially interested in comparing two implementations of the virtual impedance control: using pairs of separate sensors and actuators comprising accelerometers and inertial exciters and with the electrodynamic sensor/actuators developed in Section 2. The excitation frequency is selected to be above the Schroeder frequency of the emitting room, in the frequency range where the test panel has relatively well-defined structural modes. The parameters needed in Eq. (15) are determined prior active control experiments from Fig. 9(a); R_e can be obtained from the real part of the electrical impedance and the term $(Bl)^2/(\omega M_a)$ from the imaginary part at the frequency of excitation. Then the velocity estimate is computed online from the measured electrical signals, in accordance with Eq. (15). The total radiated power W can be obtained by integrating the sound intensity over a closed surface covering the panel. The time-averaged power radiated by the panel is given by Eq. (11). In practice, the p - p measurement principle is used to estimate the radiated power using a sound intensity probe, equipped with a 12 mm microphone spacer allowing a useful frequency range of 0.1–5 kHz. Pressure measurements were taken over a planar surface at a distance of 0.5 m from the test panel in the receiving hemi-anechoic room (grid of 7×7 points), as shown in Fig. 8(a). An automated robot was used to perform accurate and repeatable measurements of sound intensity. The total kinetic energy of the panel at the angular frequency of excitation ω is defined to be [6]

$$E(\omega) = \frac{\mu}{4} \int_0^{L_x} \int_0^{L_y} |v_s(x, y, \omega)|^2 dx dy \quad (21)$$

where $\mu = 2h_f\rho_f + h\rho$ is the mass per unit area (in kg m^{-2}) of the composite panel. Assuming a harmonic excitation, Eq. (21) gives an estimate of the spatially-averaged vibration of the panel. In practice, the vibrational velocity of the panel was measured on a grid of 11×13 scan points using a scanning laser Doppler velocimeter. The total flexural kinetic energy was then calculated as the sum of the squared complex velocities at each elemental positions multiplied by the elemental area. The net complex volume velocity of the test panel is simply the sum of the complex velocities at each elemental positions multiplied by the elemental area [4]. It is a useful indicator of the panel sound radiation in low frequency [42]. Table 3 summarizes the control performance of the panel measured before control and after virtual mechanical impedance control for the two types of control units, for a sound pressure level equal to 96.7 dB in the reverberation room.

As can be seen in Table 3, reducing the sound power radiated comes with a significant increase in structural vibrations after control, for the two types of control units. By minimizing the sound power radiation at 363 Hz

Table 3: Measured performance before control and after virtual mechanical impedance control at the excitation frequency of 363 Hz.

Case	Flexural energy	Volume velocity	Sound power
	E (re. 1 J)	Q (re. $1 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$)	W (re. 10^{-12} W)
before control	-88.0 dB	-113.5 dB	69.6 dB
with two sensor-actuator pairs	-80.3 dB	-129.3 dB	66.5 dB
with two sensoriauator	-79.6 dB	-125.4 dB	66.3 dB

1 the spatially-averaged level of vibration increases by 7.7 dB with two sensor-actuator pairs and 8.4 dB with two
2 sensoriautators. After control, the control units actually modify the amplitudes and phases of the structural modes,
3 in such a way that the panel volume velocity and hence its sound power are reduced. Fig. 10 illustrates how the
4 vibrational velocity distribution on the panel is modified through virtual impedance control. Before control (Fig. 10(a)),
5 the area below the window particularly contributes to the total kinetic energy of the panel, which results in a significant
6 transmission of acoustic power in the receiving room. Unlike the flexural-mode patterns of rectangular, uniform plates
7 which take the general form of contiguous regions of roughly equal area and shape, vary alternately in vibrational
8 phase and are separated by nodal lines of zero vibration, the modal vibration distribution over the aircraft panel is more
9 complex. After virtual impedance control changes in the structural modes content can be observed. As illustrated in
10 Fig. 10, the vibrational velocity distribution on the panel is found more evenly distributed on each side of the window.
11 The effect of the modal restructuring achieved through virtual mechanical impedance control helps reduce the radiation
12 efficiency of the panel. Moreover, the velocity response of the test panel after control is quite similar with the two types
13 of control units, as illustrated in Fig. 10(b) and Fig. 10(c). Fig. 11 shows the sound intensity maps obtained at the
14 various stages in the process. The sound intensity map of the panel before control is given in Fig. 11(a), for which a
15 total sound power of 69.6 dB was measured in the receiving room. The expected performance calculated by applying
16 the the optimal virtual impedances derived from Eq. (15) to the measured tranfer paths (see Eq. (12)) is illustrated
17 in Fig. 11(b). As can be seen in Fig. 11(b), a decrease of 3.9 dB of the total sound power radiated is expected in the
18 receiving room, with only two control units. Fig. 11 clearly shows that the computed optimal mechanical impedances
19 lead to a reduction of the total sound power radiated by the test panel. This applies for the pairs of separate sensors
20 and actuators and the sensoriautators. As shown in Fig. 11(c) and Fig. 11(d), there is a good agreement between the
21 expected and measured sound power reduction with both types of control units. Despite slight differences between the
22 mechanical impedance obtained by linear optimization, a 3 dB decrease in the transmitted sound power is achieved in
23 both cases, as provided by optimal calculation for two control units.

24 5.4. Controller performance

25 Fig. 12 shows the time record of the control signals and virtual mechanical impedances which are imposed by the
26 controller on the structure once the algorithm has converged to the target (see Eq. (15)) after the identification phase.
27 As can be seen in Fig. 12, the target mechanical impedances are successfully achieved using the proposed controller,
28 both in real part and imaginary part. Note also that the speed of convergence using the decentralized algorithm is
29 almost similar to the case of a centralized algorithm. This applies to the pairs of separate sensors and actuators as well
30 as to the sensoriautators. Table 4 summarizes the target and actual virtual mechanical impedances imposed to the test
31 panel and the complex mechanical power that is generated by the control units, which is given by the time average
32 product of the transverse force and collocated velocity as

$$\Pi_m = \frac{1}{2} v_s^* f_s \quad (22)$$

33 where the superscript * denotes the complex conjugate and v_s is the structural velocity given by Eq. (8) at the point
34 of application of the transverse force f_s (see Eq. (18)). The imaginary part of the complex power is the portion of
35 power due to stored energy that is exchanged in each cycle between source (actuator) and load (host panel where the
36 actuator is attached) due to its reactive properties. By analogy with the transmission line impedances, it is shown in

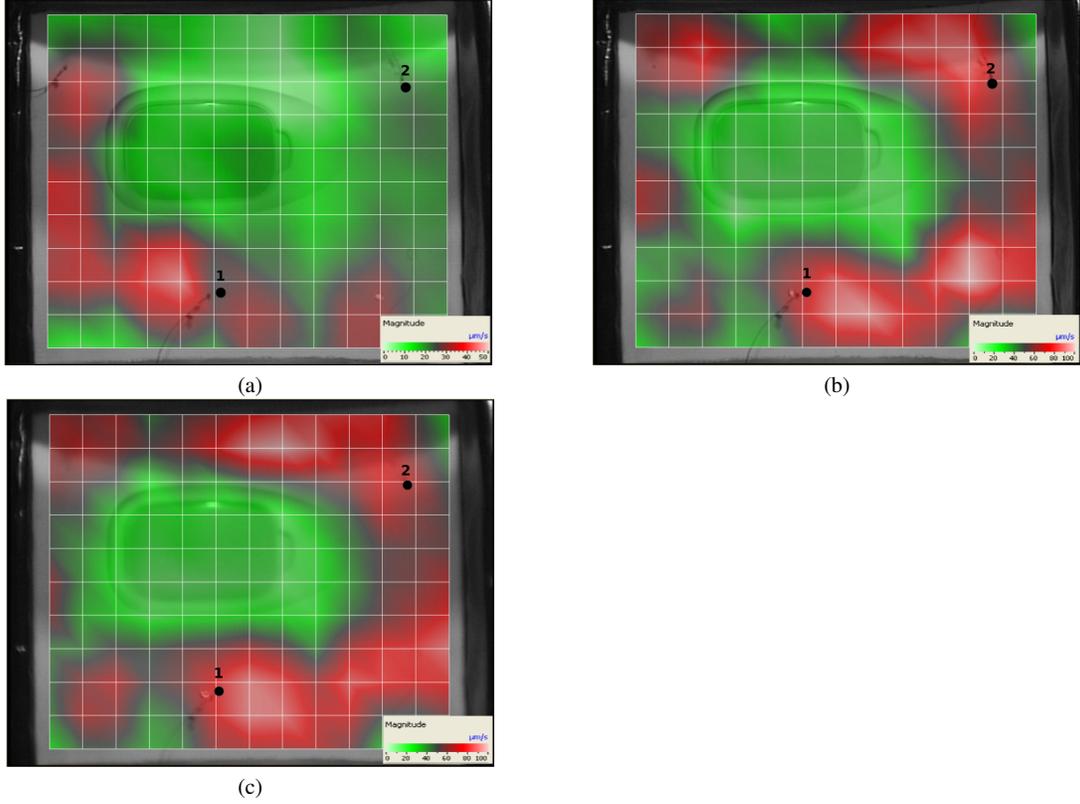


Figure 10: (color online) Vibrational velocity distribution measured on the panel before control (a) and after virtual mechanical impedance control with two sensor-actuator units (b) and two sensoractuators (c).

Table 4: Comparison on the measured target and actual mechanical impedance applied to the structure and complex power supplied to the structure at the excitation frequency of 363 Hz.

Case	Virtual mechanical impedance		Complex power input
	target (N s m ⁻¹)	actual (N s m ⁻¹)	Π_m $10^{-3}(\text{N m s}^{-1})$
sensor-actuator	# 1	$-18.3 - 0.9j$	$0.10 + 0.01j$
	# 2	$-26.6 + 3.9j$	$0.35 - 0.05j$
sensoriactuator	# 1	$-17.8 - 4.3j$	$0.16 + 0.04j$
	# 2	$-20.4 - 3.1j$	$0.51 + 0.08j$

1 Table 4 that reactive power needs to be provided to the load to maintain force levels necessary for active power to flow
2 through. As can be seen in Table 4, the real part of the virtual mechanical impedances is negative, which indicates that
3 mechanical energy is provided by the control units to the test panel. This is also confirmed by the measurement of
4 complex mechanical power whose real part is positive, showing that energy is being supplied to the test panel.

5 The active power $\text{Re}(\Pi_m)$ to be supplied by each control unit in order to achieve the desired reduction in sound
6 power is found to be greater for the second control unit, as shown in Table 4. This applies for the pairs of separate
7 sensors and actuators as well as for the sensoractuators. It is also observed that the active power is about 1.5 higher in

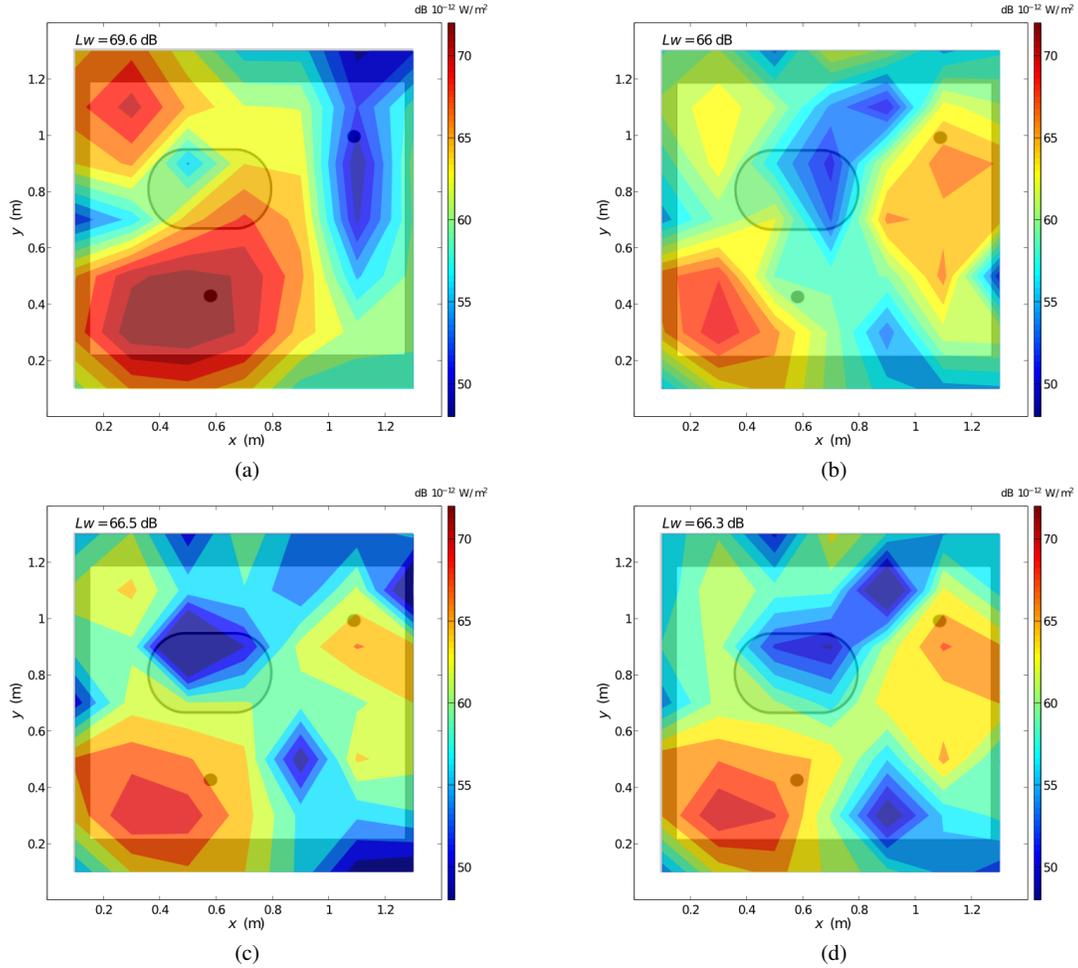


Figure 11: (color online) Sound intensity map measured before control (a) and after virtual mechanical impedance control with sensor-actuator units (c) and sensoriaactuators (d) ; The expected performance calculated from the measured transfer paths is given in (b).

1 the case of the sensoriaactuators. These differences result from variations of the primary acoustic field in the reverberant
 2 chamber and variations of the transfer paths between the identification and control phases. Furthermore, a slight error
 3 in the estimation of the velocity upon self-sensing actuation is not to exclude. However, this has no significant effect
 4 on the overall control performance since the resulting radiated sound power is comparable. As shown in Fig. 11, a
 5 decrease of 3 dB of sound power transmitted is obtained in both cases and the measured sound intensity maps clearly
 6 show that the controlled panel radiates identically with sensor-actuator pairs and sensoriaactuators. Note also that the
 7 value of the gain coefficient in Eq. (16) has not been optimized and the potential issues regarding stability when this
 8 parameter varies has not been studied here.

9 5.5. Discussion

10 It is shown in this work that the virtual impedance method proves to be effective in changing the local mechanical
 11 impedance of a structure in a predictable and desired manner. Moreover, the target mechanical impedance can
 12 potentially be selected over a wide range of real parts and imaginary parts. The sensoriaactuators as detailed in Section 2
 13 is shown to be equally effective as a pair of separate sensor and actuator. It is clear from this study that the voice coil

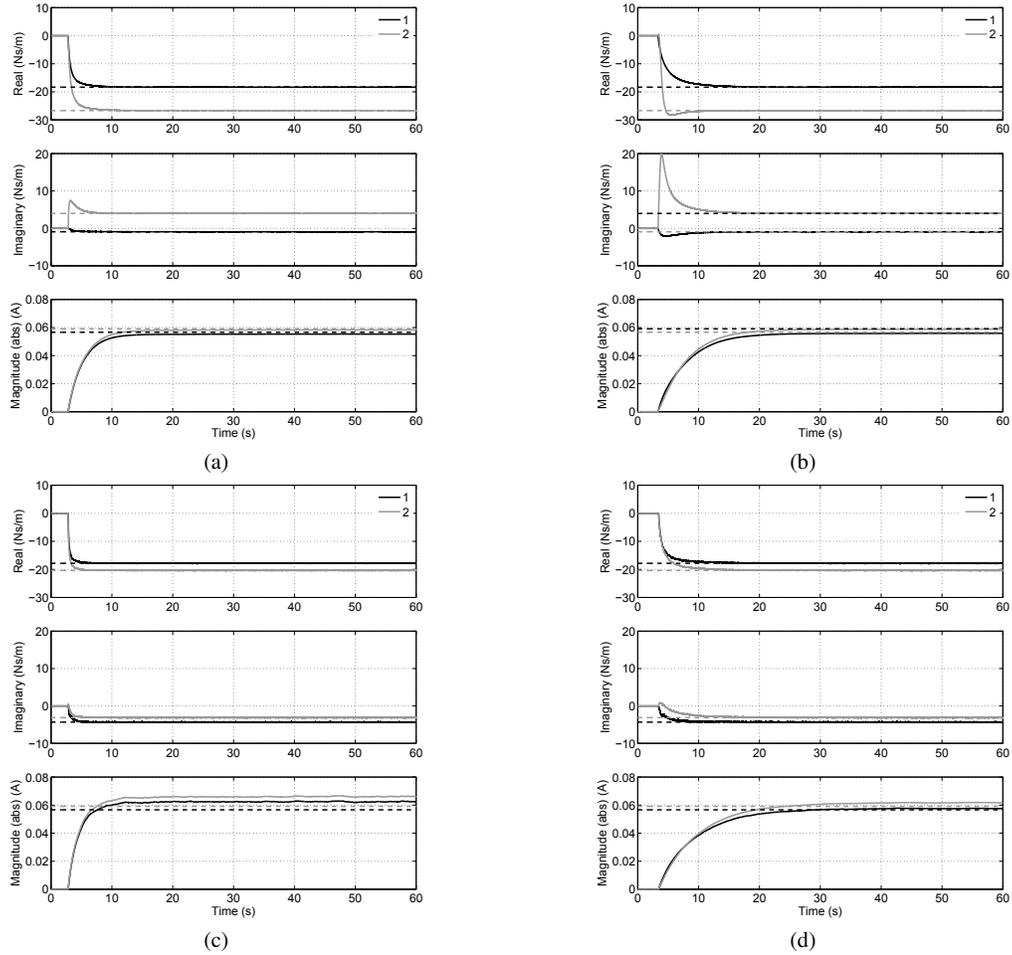


Figure 12: Time record (solid line) of the virtual mechanical impedances (solid line) as they converge to the targeted values (dashed line) in case of centralized control (left) and decentralized control (right) with two pairs of separate sensor and actuator (top) and with two sensor-actuators (bottom).

1 actuator is well suited for use as a sensor-actuator for active structural acoustic control applications, especially for the
 2 following reasons:

- 3 • the transverse force which is transmitted to the structure by the actuator is directly proportional to input current
 4 through the electrodynamic coupling coefficient (see Eq. (18)),
- 5 • the transverse velocity of the structure at the base of the actuator can be easily estimated by sensing electrical
 6 signals to the input terminals, provided that the parameters of the actuator are known (see Eq. (8)),
- 7 • the control signal i and observed variable y are clearly dual and collocated, thereby maintaining the passivity of
 8 the system, which is not always the case when using pairs of separate sensors and actuators [28].

9
 10 This makes the electrodynamic inertial exciter particularly interesting in terms of cost, ease of use and the accuracy
 11 of the electromechanical model, in comparison to other competing technologies such as piezoceramics for example.
 12 In particular, the transfer function between the control and observation signal is proportional to the mobility of the

1 structure, thereby making it easy to physically interpret the effect of control over the structure. It is worth mentioning
2 that in this application the amplitude of input control signals resulting from the optimization was well within the
3 specification of the actuators. Unlike previous literature on electrodynamic self-sensing actuation in which different
4 electrical network topologies are used to achieve active damping, including shunted resistor, positive current feedback
5 and induced voltage feedback with or without inductance compensation [32], the estimate of the structure velocity
6 from the electrical quantities at the actuator terminals is performed digitally. This specificity offers greater flexibility
7 and precision in the compensation of the transducer electrical impedance.

8
9 It is also clear from this study that in the case of the composite test panel characterized by both a high stiffness-
10 to-weight ratio and a high structural damping, the virtual impedances method stands apart from conventional active
11 damping approach. The target mechanical impedances that are derived from linear quadratic optimization are found to
12 be complex-valued parameters with negative real part. Unlike the damping strategy, it is shown that modes of vibration
13 of the panel must be restructured to achieve maximum sound power reduction in the receiving room. Destructive
14 interferences from different vibrating areas of the panel actually affect the flexural-mode radiation behavior, thus
15 achieving the reduction of radiated acoustic power. As can be seen in Fig. 10 and 11, a number of modes contribute
16 to the vibration distribution. As resonant modes of the test panel have low peak amplitudes, moreover, the number
17 of degrees of freedom is high, which means that a greater number of control units should be necessary so that the
18 sound power is reduced more effectively. Unlike lightly damped structures, here we have to deal with a more complex
19 structure whose vibrational response is not filtered significantly by its natural modal behavior. Generally speaking,
20 optimal reduction in sound power is related to the projection of the primary acoustic field over the secondary fields
21 that can be generated by the control units, as underlined in Eq. (14). The poor performance obtained here shows that
22 the limit of the method is more related to the complexity of the acoustic field that is to be generated rather than by
23 considerations relating to the design of the controller.

24 **6. Conclusion**

25 This paper discussed the practical implementation and experimental assessment of an aircraft trim panel with
26 sensorless active sound power reduction capabilities. Self-sensing actuation is achieved here on the basis of a
27 conventional electrodynamic inertial exciter. An analytical model of the sensor-actuator is proposed and implemented
28 successfully, and it is clearly shown how the vibration of the structure can be estimated from the electrical signals
29 picked up at the terminals of the transducer. The virtual mechanical impedances method was used in order to minimize
30 the radiated sound power optimally. Target mechanical impedances are first defined by solving a linear optimization
31 problem before being imposed to the test panel. Measured data are compared to results obtained with conventional
32 sensor-actuator pairs comprising accelerometers and inertial exciters similar to those used for self-sensing actuation.
33 Although the target mechanical impedances that result from the optimal calculation differ slightly, the decrease of
34 sound power radiated is comparable in both cases and equals, as expected by calculation for two control units, 3 dB
35 when the panel is controlled at the excitation frequency of 363 Hz. Regardless of the type of control unit, it is clear
36 from this study that extra vibrational energy must be supplied for optimal reduction in sound power, mainly due to
37 the high structural damping in the aircraft trim panel. Even if it is not addressed in this paper, the robustness of the
38 control as regards the changes in primary acoustic excitation and the secondary transfer paths is also in issue that must
39 be considered.

40 **Acknowledgment**

41 This work was supported by the Swiss National Science Foundation (SNSF), the National Sciences and Engineering
42 Research of Canada (NSERC) and Bombardier Aerospace.

43 **Appendix A. Model of the simply supported plate**

44 Let us consider a flexural structure excited by a primary source. Under pure bending assumption, the velocity
45 response $v_s(t) = \text{Re}[v_s \exp(j\omega t)]$ of the plate at a location (x, y) can be expressed using the modal summation formulation

[1] of the complex velocity, as

$$v_s(x, y) = j\omega \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} q_{mn} \phi_{mn}(x, y) \quad (\text{A.1})$$

where ω is the angular frequency, $j = \sqrt{-1}$, q_{mn} is the complex modal amplitude and ϕ_{mn} is the m, n -th mode shape function, which is defined for a simply supported $L_x \times L_y$ rectangular thin plate, as

$$\phi_{mn}(x, y) = \sin(\gamma_m x) \sin(\gamma_n y) \quad (\text{A.2})$$

where $\gamma_m = m\pi/L_x$ and $\gamma_n = n\pi/L_y$ and m, n are strictly positive integers.

Assuming the primary force disturbance to be harmonic, with time dependence of the form $F(t) = \text{Re}[F \exp(j\omega t)]$ where F is the complex phasor of a transverse force, the complex modal amplitude can be written as

$$q_{mn} = \frac{1}{\mu L_x L_y} \frac{F_{mn}}{\omega_{mn}^2 - \omega^2} \quad (\text{A.3})$$

where F_{mn} is the corresponding modal force that depends on the nature of the excitation, μ is the mass per unit area (in kg m^{-2}), and ω_{mn} is the natural frequency (in rad s^{-1}) of the m, n -th mode, given by

$$\omega_{mn} = \sqrt{\frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)\mu} (\gamma_m^2 + \gamma_n^2)} \quad (\text{A.4})$$

where $E = E(1 + j\eta)$ is the Young's modulus (in Pa) including the structural damping factor η , h is the thickness (in m) and ν is the Poisson's ratio of the plate. The physical parameters of the aluminum plate used to run simulations in the following can be found in Table A.5.

Table A.5: Physical parameters of the rectangular aluminum plate.

Parameter	Notation	Value	Unit
Width	L_x	0.481	m
Length	L_y	0.421	m
Thickness	h	3.19	mm
Young's modulus	E	$68.5 \cdot 10^9$	Pa
Mass density	ρ	2740	kg m^{-3}
Poisson ratio	ν	0.33	
Loss factor	η	0.004	

Upon actuation using an ideal point force input F at the location (x, y) , for example, the transverse velocity response of the plate at the same location is assumed to be given by

$$v_s(x, y) = j\omega \frac{1}{\mu L_x L_y} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\phi_{mn}^2(x, y) F}{\omega_{mn}^2 - \omega^2} \quad (\text{A.5})$$

and the driving point mobility function (in $\text{m s}^{-1} \text{N}^{-1}$) of the plate can be derived from Eq. (A.5), as

$$Y(\omega) = \frac{v_s}{F} = j\omega \frac{1}{\mu L_x L_y} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\phi_{mn}^2(x, y)}{\omega_{mn}^2 - \omega^2} \quad (\text{A.6})$$

Note that the fluid loading by the surrounding acoustic medium is neglected in the plate response.

1 Appendix B. Complex envelope approach

2 Referring to Fig. 2, the transfer function of the electronic circuit used for driving the actuator can be expressed in
3 Laplace domain as

$$z(s) = H_c(s)i(s), \quad (\text{B.1})$$

4 and the complex amplitude of the controlled variable given in Eq. (8) can be written as

$$\hat{y}(s) = \hat{e}(s) - G\hat{z}(s). \quad (\text{B.2})$$

5 In the modulation/demodulation process, the translation at $+j\omega_0$ where ω_0 is the angular frequency of excitation
6 can be written as

$$\begin{aligned} i(s) &\cong \hat{u}(s - j\omega_0), & e(s) &\cong \hat{e}(s - j\omega_0) \\ y(s) &\cong \hat{y}(s - j\omega_0), & z(s) &\cong \hat{z}(s - j\omega_0) \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

7 and Eqs. (B.1) can be rewritten as

$$\hat{z}(s - j\omega_0) = H_c(s)\hat{u}(s - j\omega_0) \quad (\text{B.4})$$

8 Eq. (B.2) can therefore be expressed from Eqs. (B.4) as

$$\hat{y}(s - j\omega_0) = e(s) - GH_c(s)\hat{u}(s - j\omega_0), \quad (\text{B.5})$$

9 and at $s = j\omega_0$, as

$$y(j\omega_0) = e(j\omega_0) - GH_c(j\omega_0)i(j\omega_0) \simeq -Blv_s(j\omega_0) \quad (\text{B.6})$$

10 in accordance with Eq. (8), assuming $H_c(j\omega_0) \cong 1$.

11 Referring now to Fig. 4, the equation of the complex envelope controller can be expressed in Laplace domain as

$$s\hat{u}(s) = -\mu C [\hat{z}(s) + Y_e^{opt}\hat{y}(s)] \quad (\text{B.7})$$

12 Eq. (B.7) can be rewritten from Eqs. (B.4) as

$$[s - j\omega_0 + \mu CH_c(s)]\hat{u}(s - j\omega_0) = -\mu CY_e^{opt}\hat{y}(s - j\omega_0) \quad (\text{B.8})$$

13 and after combining with Eqs. (B.3), as

$$[s - j\omega_0 + \mu CH_c(s)]i(s) = -\mu CY_e^{opt}y(s) \quad (\text{B.9})$$

14 The current input when the actuator is under control at $s = j\omega_0$ can be expressed from Eq. (B.9) as

$$i(j\omega_0) = -H_c^{-1}(j\omega_0)Y_e^{opt}y(j\omega_0) \quad (\text{B.10})$$

15 From Eqs. (3), the blocked force response [40] for a current driven actuator can be written, at $s = j\omega_0$, as

$$f_s(j\omega_0) = -\frac{j\omega M_a}{Z_{ma}(j\omega_0)} Bl i(j\omega_0) \quad (\text{B.11})$$

16 Combining now Eqs. (B.11-B.10) with Eq. (B.6) and assuming $H_c(j\omega_0) \cong 1$, the virtual mechanical impedance
17 that is actually imposed to the structure can be derived as

$$Z_m(j\omega_0) = \frac{f_s(j\omega_0)}{v_s(j\omega_0)} = -\frac{j\omega M_a}{Z_{ma}(j\omega_0)} (Bl)^2 Y_e^{opt} \quad (\text{B.12})$$

18 For frequencies above the natural resonance of the actuator, $Z_{ma}(j\omega_0) \simeq j\omega_0 M_a$, and a simplified expression of Eq.
19 (B.12) can be obtained as

$$Z_m(j\omega_0) = -(Bl)^2 Y_e^{opt} \quad (\text{B.13})$$

20 Combining now Eq. (B.6) and Eq. (B.9), and after further manipulations, it can be shown that the equivalent
21 electrical admittance (in Ω^{-1}) imposed by the complex envelope controller at $s = j\omega_0$ can be derived as

$$Y_{eq}(j\omega_0) = \frac{i(j\omega_0)}{e(j\omega_0)} = -\frac{H_c^{-1}(j\omega_0)Y_e^{opt}}{1 - Y_e^{opt}G} \simeq -\frac{Y_e^{opt}}{1 - Y_e^{opt}G} \quad (\text{B.14})$$

22

References

- [1] C. R. Fuller, S. J. Elliott and P. A. Nelson, *Active control of vibration*, Academic Press Inc., 1996
- [2] S. J. Elliott and M. E. Johnson, *Radiation modes and the active control of sound power*, J. Acoust. Soc. Am., **94**, 1993
- [3] J. P. Maillard and C. R. Fuller, *Advanced time domain wave-number sensing for structural acoustic systems I - Theory and design*, J. Acoust. Soc. Am., **95**, 1994
- [4] M. E. Johnson and S. J. Elliott, *Active control of sound radiation using volume velocity cancellation*, J. Acoust. Soc. Am., **98**, 1995
- [5] J.Q. Sun, *Some observations on physical duality and collocation of structural control sensors and actuators*, J. of Sound and Vibration, **194**, 1996
- [6] S. J. Elliott, P. Gardonio, T. C. Sors and M. J. Brennan, *Active vibroacoustic control with multiple local feedback loops*, J. Acoust. Soc. Am., **111**(2), 2002
- [7] P. Gardonio, S. Miani, F. Blanchini, D. Casagrande and S.J.Elliott, *Plate with decentralized velocity feedback loops: power absorption and kinetic energy considerations*, J. of Sound and Vibration, **331**(8), 2012
- [8] Ch. Paulitsch, P. Gardonio and S. J. Elliott, *Active vibration control using an inertial actuator with internal damping*, J. Acoust. Soc. Am., **119**(4), 2006
- [9] J. Rohlfling, P. Gardonio and D. J. Thompson, *Comparison of decentralized velocity feedback control for thin homogeneous and stiff sandwich panels using electrodynamic proof-mass actuators*, J. of Sound and Vibration, **330**(5), 2011
- [10] M. Michau, P. Micheau, R. Boulandet, A. Berry and P. Herzog, *Decentralized complex envelope controller for ASAC by virtual mechanical impedances*, IEEE/ASME International Conference on Advanced Intelligent Mechatronics, Besançon, France, 2014
- [11] D. Guicking, J. Melcher and R. Wimmel, *Active impedance control in mechanical structures*, Acta Acustica united with Acustica, **69**(2), 1989
- [12] P. J. Remington, A. R. D. Curtis, R. B. Coleman and J. Scott Knight, *Reduction of turbulent boundary layer induced interior noise through active impedance control*, J. Acoust. Soc. Am., **123**(3), 2008
- [13] N. Quaegebeur, P. Micheau and A. Berry, *Decentralized harmonic control of sound radiation and transmission by a plate using a virtual impedance approach*, J. Acoust. Soc. Am., **125**(5), 2009
- [14] S.O.R. Moheimani, *A survey of recent innovations in vibration damping and control using shunted piezoelectric transducers*, IEEE Trans. Control Syst. Tech., **11**(4), 2003
- [15] W. P. Engels, O. N. Baumann, S. J. Elliott and R. Fraanje, *Centralized and decentralized control of structural vibration and sound radiation*, J. Acoust. Soc. Am., **119**(3), 2006
- [16] M. Baudry, P. Micheau and A. Berry, *Decentralized harmonic active vibration control of a flexible plate using piezoelectric actuator-sensor pairs*, J. Acoust. Soc. Am., **119**(1), 2006
- [17] S. O. R. Moheimani, A. J. Fleming and S. Behrens, *Dynamics, stability, and control of multivariable piezoelectric shunts*, IEEE/ASME Trans. on Mechatronics, **9**(1), 2004
- [18] V. Lhuillier, L. Gaudiller, C. Pezerat and S. Chesne, *Improvement of transmission loss using active control with modal mass*, Advances in Acoustics and Vibration, **2008**, Article ID 603084, 2008
- [19] F. Fahy and P. Gardonio, *Sound and structural vibration: Radiation, Transmission and Response*, 2nd ed. Academic Press Oxford, Chap. 2 pp 106-110, Chap. 3 pp 165-241 and Chap 9. pp 555-569, 2007
- [20] C.K. Lee, *Theory of laminated piezoelectric plates for the design of distributed sensors/actuators. Part I: Governing equations and reciprocal relationships*, J. Acoust. Soc. Am., **87**(3), 1990
- [21] E. K. Dimitriadis, C. R. Fuhler and C. A. Rogers, *Piezoelectric actuator for distributed vibration excitation of thin plates*, J. Vib. Acoust., **113**(1), 1991
- [22] N. W. Hagood and A. Von Flotow, *Damping of structural vibrations with piezoelectric materials and passive electrical network*, J. of Sound and Vibration, **146**(2), pp 243-268, 1991
- [23] S. Behrens, A. J. Fleming and S. O. R. Moheimani, *A broadband controller for shunt piezoelectric damping of structural vibration*, Smart Mater. Struct., **12**, 2003
- [24] A. J. Fleming and S. O. R. Moheimani, *Optimal impedance design for piezoelectric vibration control*, 43rd IEEE Conference on Decision and Control, Atlantis, Paradise Island, Bahamas, 2004
- [25] N. W. Hagood and E. H. Anderson *Simultaneous sensing and actuation using piezoelectric materials*, Proc. SPIE 1543 Active and adaptive optical components, San Diego CA, 1991
- [26] E. H. Anderson, N. W. Hagood and J. M. Goodlife, *Self-sensing piezoelectric actuation: analysis and application to controlled structures*, Proceedings of the AIAA/ASME/ASCE/AHS/ASC 33rd Structures, Structural Dynamics, and Materials Conference (Dallas, TX), AIAA, pp. 2141-2155, Washington, DC, 1992
- [27] J. J. Dosch, D. J. Inman and E. Garcia, *A self-sensing piezoelectric actuator for collocated control*, Journal of Intelligent Material Systems and Structures, **3**, pp. 166-185, 1992
- [28] J. S. Vipperman and R. L. Clark, *Implementation of an adaptive piezoelectric sensor/actuator*, Am. Inst. of Aeronautics and Astronautics, **34**(10), 1996
- [29] J. S. Vipperman and R. L. Clark, *Multivariable feedback active structural acoustic control using adaptive piezoelectric sensor/actuators*, J. Acoust. Soc. Am., **105**(1), 1999
- [30] F. Hong and C.K. Pang, *Robust vibration control at critical resonant modes using indirect-driven self-sensing actuation in mechatronic systems*, ISA Transactions, **51**, 2012
- [31] R. Boulandet, A. Pelletier, P. Micheau and A. Berry, *Active vibration control using self-sensing actuators: an experimental comparison of piezoelectric and electromagnetic technologies*, ASME 2014 International Mech. Engin. Congress & Exposition, Montral, Canada, 2014
- [32] C. Paulitsch, P. Gardonio and S. J. Elliott, *Active vibration damping using self-sensing, electrodynamic actuators*, Smart Mater. Struct., **15**, pp 499-508, 2006
- [33] D.J. Leo and D. Limpert, *A self-sensing technique for active acoustic attenuation*, J. of Sound and Vibration, **235**(5), 2000
- [34] B. Hanson and M. Levesley, *Self-sensing applications for electromagnetic actuators*, Sensors and Actuators A: Physical, **116**, 2004

- 1 [35] J.P Gauthier and P. Micheau, *Extremal harmonic control of power for for rotating machines*, J. of Sound and Vibration, **318**(4-5), pp 663-677,
2 2008
- 3 [36] J.P Gauthier, P. Micheau, S. Cauet, P. Coirault and P. Martin, *Extremal harmonic control of power for a monocylinder hybrid powertrain*, J. of
4 Sound and Vibration, **330**(24), pp 5785-5790, 2011
- 5 [37] J. Vanderkooy, *A model of loudspeaker driver impedance incorporating eddy current in the pole structure*, J. Audio Eng. Soc., **37**, 1989
- 6 [38] W. Klippel, *Nonlinear large-signal behavior of electrodynamic loudspeakers at low frequencies*, J. Audio Eng. Soc., **40**, 1992
- 7 [39] P. Micheau, R. Louvriot and A. Berry, *Decentralized resonant controller for vibroacoustic active control*, Proceedings of the 15th Mediterranean
8 Conference on Control and Automation, July 27-29, Athens, 2007
- 9 [40] S. J. Elliott, J. Rohlffing and P. Gardonio, *Multifunctional design of inertially-actuated velocity feedback controllers*, J. Acoust. Soc. Am.,
10 **131**(2), 2012
- 11 [41] A. Berry, X. Qui and C. H. Hansen, *Near-filed sensing strategies for the active control of the sound radiated from a plate*, J. Acoust. Soc. Am.,
12 **106**(6), 1999
- 13 [42] F. Charette, A. Berry and C. Guigou, *Active control of sound radiation from a plate using a polyvinylidene fluoride volume velocity displacement*
14 *sensor*, J. Acoust. Soc. Am., **103**(3), 1998

LISTE DES RÉFÉRENCES

- [1] Alujevic, N., Gardonio, P. et Frampton, K. (2008). Smart double panel with decentralized active dampers for sound transmission control. *AIAA Journal*, volume 46, numéro 6, p. 1463 – 1475.
- [2] Anderson, R. J., Hagood, N. W. et Goodliffe, J. (1992). Self-sensing piezoelectric actuation : analysis and application to controlled structures. *Proceedings of the AIAA/ASME/ASCE/AHS/ASC 33rd Structures, Structural Dynamics, and Materials Conference (Dallas, TX)*, AIAA, p. 2141 – 2155.
- [3] Anderson, R. J. et Spong, M. W. (1988). Hybrid impedance control of robotic manipulators. *IEEE Journal of Robotics and Automation*, volume 4, numéro 5, p. 549–556.
- [4] Atalla, N., Panneton, R., Sgard, F. et Olny, X. (2001). Acoustic absorption of macro-perforated porous materials. *J. Sound Vib.*, volume 243, numéro 4, p. 659 – 678.
- [5] Bao, C. et Pan, J. (1997). Experimental study of different approaches for active control of sound transmission through double walls. *J. Acoust. Soc. Am.*, volume 102, numéro 3, p. 1664 – 1670.
- [6] Baudry, M. (2004). *Contrôle actif décentralisé des vibrations d'une plaque en appui simple*. Essai de maîtrise, Université de Sherbrooke, Sherbrooke, Québec, Canada.
- [7] Baudry, M., Micheau, P. et Berry, A. (2009). Decentralized harmonic active vibration control of a flexible plate using piezoelectric actuator-sensor pairs. *J. Acoust. Soc. Am.*, volume 125, numéro 5, p. 2978–86.
- [8] Baumann, W. T., Saunders, W. R. et Robertshaw, H. (1991). Active suppression of acoustic radiation from impulsively excited structures. *J. Acous. Soc. Am.*, volume 90, p. 3202–3208.
- [9] Beck, B. S., Cunefare, K. A., Collet, M. et Ruzzene, M. (2011). Active vibration control of a stiffened panel through application of negative capacitance shunts. Proc. SPIE 7977, p. 379770C.
- [10] Benassi, L. et Elliott, S. (2004). Active vibration isolation using an inertial actuator with local displacement feedback control. *J. Sound Vib.*, volume 278, p. 705 – 724.
- [11] Benassi, L. et Elliott, S. (2005). The equivalent impedance of power-minimising vibration controllers on plates. *J. Sound Vib.*, volume 283, p. 47 – 67.
- [12] Benassi, L. et Elliott, S. (2005). Global control of a vibrating plate using a feedback-controlled inertial actuator. *J. Sound Vib.*, volume 283, p. 69 – 90.
- [13] Beranek, L. (1988). *Noise and Vibration Control*. Institute of Noise Control Engineering, Washington, DC, 672 p.
- [14] Berry, A., Dia, R. et Robin, . (2012). Wave field synthesis approach to reproduction of spatially-correlated sound fields. *J. Acous. Soc. Am.*, volume 131, p. 1226–1239.

- [15] Berry, A., Qiu, X. et Hansen, C. (1991). Near-field sensing strategies for the active control of the sound radiated from a plate. *J. Acous. Soc. Am.*, volume 106, p. 3394–3406.
- [16] Boulandet, R., Pelletier, A., Micheau, P. et Berry, A. (2014). Active vibration control using self-sensing actuators : an experimental comparison of piezoelectric and electromagnetic technologies. *ASME 2014 International Mech. Engin. Congress and Exposition, Montréal, Canada*.
- [17] Bravo, T. et Maury, C. (2011). A synthesis approach for reproducing the response of aircraft panels to a turbulent boundary layer excitation. *J. Acous. Soc. Am.*, volume 129, p. 143–153.
- [18] Brunet, Y. (2008). *Unités d'actionneurs-capteurs colocalisées-duales pour le contrôle actif vibratoire décentralisé*. Essai de maîtrise, Université de Sherbrooke, Sherbrooke, Québec, Canada.
- [19] Carneal, P. et Fuller, C. (1993). Active structural acoustic control of noise transmission through double panel systems. *Proceedings of the Aeroacoustics Conference, Long Beach*, volume AIAA-93-4421.
- [20] Chandrasekar, J., Liu, L., Patt, D., Friedmann, P. et Bernstein, D. (2006). Adaptive harmonic steady-state control for disturbance rejection. *IEEE Transactions on Control Systems Technology*, volume 14, numéro 6, p. 993 – 1007.
- [21] Charette, F., Berry, A. et Guigou, C. (1998). Active control of sound radiation from a plate using a polyvinylidene fluoride volume displacement sensor. *J. Acoust. Soc. Am.*, volume 103, numéro 3, p. 1493 – 1503.
- [22] Clark, R. et Fuller, C. (1992). Optimal placement of piezoelectric actuators and polyvinylidene fluoride error sensors in active structural acoustic control approaches. *J. Acoust. Soc. Am.*, volume 92, numéro 3, p. 1521 – 33.
- [23] Cunefare, K. A. (1991). The minimum multimodal radiation efficiency of baffled finite beams. *J. Acous. Soc. Am.*, volume 90, p. 2521–2529.
- [24] Davis, C. et Lesieutre, G. (1998). An actively-tuned solid state piezoelectric vibration absorber. *Proceedings of the SPIE- The International Society for Optical Engineering*, volume 3327, p. 169–182.
- [25] De Fonseca, P., Sas, P. et Van Brussel, H. (1998). Active control of sound transmission through an aircraft fuselage test section. *Proceedings of the Fourth AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference 1998, Toulouse*, volume AIAA-98-2233, p. 184 –194.
- [26] De Man, P., Francois, A. et Preumont, A. (2003). Active control of noise transmission through double wall structures. an overview of possible approaches. *6th National Congress on Theoretical and Applied Mechanics, Ghent, Belgium*, volume NCTAM-2003-099.

- [27] Delas, O., Berry, A., Masson, P. et Pasco, Y. (2007). Optimizing the thickness of piezoceramic actuators for bending vibration of planar structures. *Journal of Intelligent Material Systems and Structures*, volume 18, p. 1191–1201.
- [28] Doutres, O. et Atalla, N. (2011). Experimental estimation of the transmission loss contributions of a sound package placed in a double wall structure. *Applied Acoustics*, volume 72, numéro 6, p. 372 – 379.
- [29] Elliott, S. et Johnson, M. (1993). Radiation modes and the active control of sound power. *J. Acoust. Soc. Am.*, volume 94, numéro 4, p. 2194 – 204.
- [30] Elliott, S., Rohlfing, J. et Gardonio, P. (2012). Multifunctional design of inertially-actuated velocity feedback controllers. *J. Acoust. Soc. Am.*, volume 131, numéro 2, p. 1150 – 1157.
- [31] Elliott, S. J., Gardonio, P., Sors, T. et Brennan, M. J. (2002). Active vibroacoustic control with multiple local feedback loops. *J. Acoust. Soc. Am.*, volume 111, p. 908 – 915.
- [32] Elliott, S. J., Serrand, M. et Gardonio, P. (2001). Feedback stability limits for active isolation systems with reactive and inertial actuators. *Transactions of the ASME*, volume 123, p. 250 – 261.
- [33] Engels, W., Baumann, O., Elliott, S. et Fraanje, R. (2006). Centralized and decentralized control of structural vibration and sound radiation. *J. Acoust. Soc. Am.*, volume 119, numéro 3, p. 1487 – 95.
- [34] Faiz, A. (2006). *Amortissement vibratoire et anechoïsme par traitement non-linéaire d'éléments piézoélectriques*. Thèse de doctorat, INSA de Lyon, Lyon, France, 157 p.
- [35] Falaize, A. et Helie, T. (2014). Modélisation d'un haut parleur électrodynamique : approche dans le cadre des systèmes à hamiltoniens à ports. *CFA 2014 Poitiers*, p. 1165 – 1171.
- [36] Frampton, K., Baumann, O. et Gardonio, P. (2010). A comparison of decentralized, distributed, and centralized vibro-acoustic control. *J. Acoust. Soc. Am.*, volume 128, numéro 5, p. 2798 – 2806.
- [37] Fuller, C., Elliott, S. et Nelson, P. (1996). *Active control of vibration*. Academic Press, London, 332 p.
- [38] Fuller, C. R. et Harne, R. L. (2010). Passive distributed vibration absorbers for low frequency noise control. *Noise Control Engineering Journal*, volume 58, numéro 6, p. 627 – 635.
- [39] Gardonio, P. et Elliott, S. (1998). Active control of structure-borne and airborne sound transmission through a double panel. *Proceedings of the Fourth AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference 1998, Toulouse*, volume AIAA-98-2353.

- [40] Gardonio, P., Miani, S., Blanchini, F., Casagrande, D. et Elliott, S. (2012). Plate with decentralised velocity feedback loops : Power absorption and kinetic energy considerations. *J. Sound Vib.*, volume 331, numéro 8, p. 1722 – 1741.
- [41] Gibbs, G., Clark, R., Cox, D. et Vipperman, J. (2000). Radiation modal expansion : Application to active structural acoustic control. *Journal of the Acoustical Society of America*, volume 107, numéro 1, p. 332 – 9.
- [42] Gibbs, G. P., Clark, R. L., Cox, D. E. et Vipperman, J. S. (1991). A computer simulation of sound power determination using two-microphone sound intensity measurements. *J. Acoust. Soc. Am.*, volume 91, numéro 4, p. 2042 – 2055.
- [43] Graham, W. R. (1995). The influence of curvature on the sound radiated by vibrating panels. *J. Acoust. Soc. Am.*, volume 98, numéro 3, p. 1581 – 1595.
- [44] Guicking, D., Melcher, J. et Wimmel, R. (1989). Active impedance control in mechanical structures. *Acustica*, volume 69, numéro 2, p. 39 – 52.
- [45] Hagood, N. et Von Flotow, A. (1991). Damping of structural vibrations with piezoelectric materials and passive electrical networks. *J. Sound. Vib.*, volume 146, p. 243–268.
- [46] Halim, D. et Moheimani, S. (2003). An optimization approach to optimal placement of collocated piezoelectric actuators and sensors on a thin plate. *Mechatronics*, volume 13, p. 27–47.
- [47] Hanson, B. et Levesley, M. (2004). Self-sensing applications for electromagnetic actuators. *Sensors and Actuators A : Physical*, volume 116.
- [48] Henry, J. K. et Clark, R. L. (1999). A curved piezo-structure model : Implications on active structural acoustic control. *J. Acoust. Soc. Am.*, volume 106, numéro 3, p. 1400 – 1407.
- [49] Hohe, J. et Becker, W. (2002). Effective stress-strain relations for two-dimensional cellular sandwich cores : Homogenization, material models, and properties. *Applied Mechanics Reviews*, volume 55, numéro 1, p. 61 – 87.
- [50] Hollkamp, J. (1994). Multimodal passive vibration suppression with piezoelectric materials and resonant shunts. *Journal of Intelligent Material Systems and Structures*, volume 5, p. 49–57.
- [51] Hollkamp, J. et Starchville, T. (1994). A self-tuning piezoelectric vibration absorber. *Journal of Intelligent Material Systems and Structures*, volume 5, p. 559–566.
- [52] Hong, F. et Pang, C. (2012). Robust vibration control at critical resonant modes using indirect-driven self-sensing actuation in mechatronic systems. *ISA Transactions*, volume 51.
- [53] Hunt, F. (1982). *Electroacoustics : The Analysis of Transduction, and Its Historical Background*. American Institute of Physics for the Acoustical Society of America, 260 p.

- [54] Johnson, M. E. et Elliott, S. J. (1995). Active control of sound radiation using volume velocity cancellation. *J. Acoust. Soc. Am.*, volume 98, numéro 4, p. 2174 – 2186.
- [55] Kagawa, Y., Tsuchiya, T. et Wakatsuki, N. (2001). Equivalent circuit representation of a vibrating structure with piezoelectric transducers and the stability consideration in the active damping control. *Smart Materials and Structures*, volume 10, numéro 2, p. 389 – 394.
- [56] Kaszkurewicz, E. et Bhaya, A. (1999). *Matrix diagonal stability in systems and computation*. Birkhauser, 267 p.
- [57] Kato, M., Katou, N., Kuwakado, K. et Tanaka, K. (1989). Us patent 4,805,733.
- [58] Kim, J., Choi, S., Cheong, C. et Lee, J. (1998). h_{inf} control of structure-born noise of a plate featuring piezoceramic actuators. *ASME Smart Material Structures*, volume 8, p. 1–12.
- [59] Klippel, W. et Seidel, W. (2001). Fast and accurate measurement of linear transducer parameters. *AES 110th Convention, Amsterdam*, p. 1 – 8.
- [60] Lee, Y.-S., Elliott, S. J. et Brennan, M. (2004). Collocation strategies of piezoelectric sensor and actuator pair for smart structures. *Key Engineering Materials*, volume 270-273, p. 2158 – 2163.
- [61] Lee, Y.-S., Gardonio, P. et Elliott, S. J. (2002). Coupling analysis of a matched piezoelectric sensor and actuator pair for vibration control of a smart beam. *J. Acoust. Soc. Am.*, volume 111, numéro 6, p. 2715 – 2726.
- [62] Lesueur, C. (1988). *Rayonnement acoustique des structures*. Eyrolles, 591 p.
- [63] Lhuillier, V. (2009). *Contrôle actif de la transparence acoustique d'une double paroi*. Thèse de doctorat, INSA de Lyon, Lyon, France, 184 p.
- [64] Lhuillier, V., Gaudiller, L., Pezerat, C. et Chesne, S. (2008). Improvement of transmission loss using active control with virtual modal mass. *Adv. Acoust. Vibr.*, volume 2008, p. 603084 (9 pp.) –.
- [65] Liu, B., Feng, L. et Nilsson, A. (2007). Sound transmission through curved aircraft panels with stringer and ring frame attachments. *J. Sound Vib.*, volume 300, numéro 3-5, p. 949 – 973.
- [66] Maillard, J. et Fuller, C. (1994). Advanced time domain wave-number sensing for structural acoustic systems. i. theory and design. *J. Acous. Soc. Am.*, volume 95, p. 3252– 3261.
- [67] Mao, Q. et Pietrzko, S. (2005). Control of sound transmission through double wall partitions using optimally tuned helmholtz resonators. *Acta Acustica united with Acustica*, volume 91, numéro 4, p. 723 – 731.
- [68] Masson, P., Berry, A. et Nicolas, J. (1997). Active structural acoustic control using strain sensing. *J. Acous. Soc. Am.*, volume 102, p. 1588–99.

- [69] Maury, C., Gardonio, P. et Elliott, S. (2001). Model for active control of flow-induced noise transmitted through double partitions. *AIAA/CEAS 7th Aeroacoustics Conference, Maastricht, Netherlands*, volume AIAA-2001-2111.
- [70] Micheau, P., Chatellier, L., Laumonier, J. et Gervais, Y. (1997). Stability analysis of active control of self-sustained pressure fluctuations due to flow over a cavity. *J. Acoust. Soc. Am.*, volume 119, numéro 3, p. 1496 – 1503.
- [71] Micheau, P. et Gauthier, J. P. (2008). Extremal harmonic active control of power for rotating machines. *J. Sound. Vib.*, volume 318, p. 663–677.
- [72] Micheau, P., Louviot, R., et Berry, A. (2007). Decentralized resonant controller for vibroacoustic active control. *15th Mediterranean Conference on Control and Automation*.
- [73] Nelisse, H., Beslin, O. et Nicolas, J. (1996). Fluid-structure coupling for an unbaffled elastic panel immersed in a diffuse field. *J. Sound. Vib.*, volume 198, p. 485–506.
- [74] Pan, J. et Bao, C. (1998). Analytical study of different approaches for active control of sound transmission through double walls. *J. Acoust. Soc. Am.*, volume 103, numéro 4, p. 1916 – 1922.
- [75] Pan, J. et Liu, Y. (1998). A theoretical formulation of active control eardefenders. *J. Acoust. Soc. Am.*, volume 103, numéro 1, p. 428–33.
- [76] Pan, J., Snyder, S. D., Hansen, C. H. et Fuller, C. R. (1992). Active control of far-field sound radiated by a rectangular panel. a general analysis. *J. Acoust. Soc. Am.*, volume 91, numéro 4, p. 2056 – 2056.
- [77] Pelletier, A., Micheau, P. et Berry, A. (2014). Implementation of a self-sensing piezoelectric actuator for vibro-acoustic active control. *Proc. SPIE 9061, Sensors and Smart Structures Technologies for Civil, Mechanical, and Aerospace Systems 2014, 906149*, p. 1 – 10.
- [78] Petitjean, B., Legrain, I., Simon, F. et Pautin, S. (2002). Active control experiments for acoustic radiation reduction of a sandwich panel : Feedback and feedforward investigations. *J. Sound Vib.*, volume 252, numéro 1, p. 19 – 36.
- [79] Pierce, A. D. (1981). *Acoustics*. McGraw-Hill, 642 p.
- [80] Preumont, A. (1997). *Vibration Control of Active Structures*. Kluwer Academic Publishers., 385 p.
- [81] Quaegebeur, N., Micheau, P. et Berry, A. (2009). Decentralized harmonic control of sound radiation and transmission by a plate using a virtual impedance approach. *J. Acoust. Soc. Am.*, volume 125, numéro 5, p. 2978–86.
- [82] Remington, P. J., D. Curtis, A. R., Coleman, R. B. et S., K. J. (2006). Reduction of turbulent boundary layer induced interior noise through active impedance control. *J. Acoust. Soc. Am.*, volume 119, numéro 1, p. 262–77.

- [83] Robin, O., Berry, A. et Moreau, S. (2014). Experimental vibroacoustic testing of plane panels using synthesized random pressure fields. *J. Acoust. Soc. Am.*, volume 135, numéro 6, p. 3434 – 3445.
- [84] Rohlfing, J., Gardonio, P. et Elliott, S. (2011). Base impedance of velocity feedback control units with proof-mass electrodynamic actuators. *J. Sound Vib.*, volume 330, p. 4661 – 4675.
- [85] Rossetti, D. J., Jolly, M. R. et Southward, S. (1996). Control effort weighting in feedforward adaptive control systems. *J. Acoust. Soc. Am.*, volume 99, numéro 5, p. 2955–64.
- [86] Roussos, L. A. (1985). Noise transmission loss of a rectangular plate in an infinite baffle. *NASA Technical Paper*.
- [87] Sharp, S., Nelson, P. et Koopmann, G. (2002). A theoretical investigation of optimal power absorption as a noise control technique. *J. Sound Vib.*, volume 251, numéro 5, p. 927 – 935.
- [88] Sievers, L. A. et von Flotow, A. (1992). Comparison and extensions of control methods for narrow-band disturbance rejection. *IEEE Transactions on Signal Processing*, volume 40, numéro 10, p. 2377 – 2391.
- [89] Slotine, J. E. et Li, W. (1991). *Applied Non-Linear Control*. Prantice-Hall, 459 p.
- [90] Small, R. (1971). Direct-radiator loudspeaker system analysis. *IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics*, volume 19, numéro 4, p. 268 – 281.
- [91] Spong, M., Hutchinson et S., Vidyasagar, M. (2006). *Robot Modeling and Control*. John Wiley and Sons, Inc., 478 p.
- [92] Sun, Q. (1996). Some observations on physical duality and collocation of structural control sensors and actuators. *J. Sound Vib.*, volume 194, p. 765–770.
- [93] Tateo, F., Beck, B. S., Collet, M., Cunefare, K. A. et Ichhou, M. N. (2014). Vibration control of plates through a periodic array of shunted piezoelectric patches with negative capacitance circuits. *Proc. SPIE 9057*, p. 90572E.
- [94] Viperman, J. S. et Clark, R. L. (1996). Implementation of an adaptive piezoelectric sensor/actuator. *Am. Inst. of Aeronautics and Astronautics*, volume 34, numéro 10.
- [95] Wu, M. et Crocker, M. (1989). The properties of the estimation error of sound power measurement using sound intensity techniques. *J. Acous. Soc. Am.*, volume 85, p. 1182– 1190.
- [96] Zilletti, M., Elliott, S. et Gardonio, P. (2010). Self-tuning control systems of decentralised velocity feedback. *J. Sound Vib.*, volume 329, numéro 14, p. 2738 – 50.

