

Study of acoustic comportment of cavitary materials Bénédicte Haÿne Lecocq

▶ To cite this version:

Bénédicte Haÿne Lecocq. Study of acoustic comportment of cavitary materials. Engineering Sciences [physics]. Arts et Métiers ParisTech, 2006. English. NNT: 2006ENAM0050. pastel-00002205

HAL Id: pastel-00002205 https://pastel.hal.science/pastel-00002205

Submitted on 9 Mar 2007

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers. L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés. École doctorale n° 432 : Sciences des Métiers de l'Ingénieur

THÈSE

Pour obtenir le grade de

Docteur

de

l'École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers

Spécialité : Acoustique

présentée et soutenue publiquement par

Bénédicte HAŸNE LECOCQ

le 12 décembre 2006

CONTRIBUTION À L'ÉTUDE DU COMPORTEMENT ACOUSTIQUE DE MATÉRIAUX PRÉSENTANT DES CAVITÉS DÉBOUCHANTES

Jury :

Marie-Annick GALLAND, Maître de conférences HDR, LMFA, ECL	Rapporteur
Robert DUCHAMP, Professeur, LCPI, ENSAM	
Serge LÉWY, Directeur de recherche, DSNA, ONERA	Rapporteur
Jean-Louis TÉBEC, Professeur de l'ENSAM HDR, LMVA, ENSAM	Directeur de thèse

Remerciements

Les travaux présentés dans cette thèse se sont déroulés au Laboratoire de Mécanique Vibratoire et d'Acoustique (LMVA) de l'ENSAM CER Paris.

Il n'y a pas de mot pour exprimer ma gratitude à Jean-Louis TEBEC, mon directeur de thèse, pour son soutien, son ouverture d'esprit, sa générosité et sa confiance. En plus de ses qualités humaines, l'investissement dont il fait preuve dans l'encadrement de ses thésards en général et, de moi en particulier, est tellement rare que je ne peux que souhaiter à tous les doctorants d'en avoir un semblable. MERCI Jean –Louis.

L'équipe du LMVA sera toujours pour moi « le petit village gaulois »....

Merci, merci, Muriel BARTHOD et Yoann FLAVIGNARD, pour nos réunions de Labo employées à rechercher ensemble des solutions pour les uns ou les autres, pour l'ambiance, à la fois, joyeuse et studieuse et, pour le soutien que j'ai toujours trouvé auprès de vous trois. Ce fut une belle aventure...

J'adresse mes remerciements à Madame GALLAND et Monsieur LEWY pour avoir spontanément accepté d'évaluer ce travail qui traite de domaines très différents de l'acoustique.

Je remercie Robert DUCHAMP qui m'a fait le plaisir de participer à ce jury.

Je remercie en particulier Didier BAPTISTE qui m'a fait confiance et qui m'a permis de m'engager dans un domaine qui n'était pas initialement le mien.

J'adresse un très grand merci à Marta HERRÁEZ, Christian BURY et Gilbert TREMEL pour leur aide, aussi bien pour l'élaboration des expérimentations que pour leurs conseils. Je remercie les « anglaises » Geneviève CLITON et Catherine MOOSMANN pour leur aide si chaleureuse en anglais.

Merci également aux élèves de l'ENSAM qui ont participé à mes travaux dans le cadre de leurs projets de fin d'études et, tout particulièrement, Aude, Max, Raphaël, Emmanuel, Abdeilha, Mathieu, Romain, Guillaume, Pierre-Yves, Hugo et Damien.

Un grand merci aux « mousquetaires » Inge et Arnauld, aux filles de la « Bonbonnière » Magali, Elisabeth, Laurence, pour leur bonne humeur et leur soutien. A Carole et à Nanou qui, malgré la distance, restent dans mon cœur.

Soutien perpétuel et indéfectible, merci à Maman, Claire et Emmanuel, Corine et Jean Francis, Eliane, Paul et Cateline, Papa, Chantal et Jean-Pierre. Merci pour votre présence, vos encouragements, votre confiance et votre amour.

Mes pensées émues vont à ma nièce, Axelle.

Merci à mes enfants d'amour, Mickaël et Fiona. Merci d'être ce que vous êtes ; ce qui m'est le plus cher.

A Mickaël

A Fiona

Soleils de ma vie

Résumé

Le bruit dans l'environnement et dans l'habitat est une préoccupation majeure pour la population. Les entreprises, dans des secteurs aussi variés que l'automobile, l'électroménager ou l'aéronautique, travaillent de plus en plus la sonorité de leurs produits.

Pour réduire les bruits, une des solutions est l'utilisation de matériaux absorbants acoustiques passifs, comme les mousses, les laines de verre ou de roche. D'autres matériaux offrent des propriétés absorbantes du fait de leur réactivité. Il s'agit de matériaux comportant par exemple des cavités résonnantes.

Dans cette catégorie, les matériaux de type nids d'abeilles (NIDA) sont de plus en plus employés, non seulement pour leur rapport rigidité/poids particulièrement intéressant d'un point de vue mécanique, mais aussi pour leurs propriétés acoustiques, notamment dans les nacelles des réacteurs d'avions. Cependant, les phénomènes physiques intervenant dans cette atténuation ne sont pas bien connus et la maîtrise des comportements acoustiques de ces matériaux, à partir de leur dimensionnement, n'est pas totalement acquise.

En ce sens, les travaux de recherche présentés dans cette thèse se veulent une contribution à la détermination de phénomènes physiques relatifs au comportement de cavités de Helmholtz et de matériaux NIDA lorsqu'ils sont soumis à diverses sollicitations : une onde acoustique, une onde acoustique couplée à un écoulement d'air, ou encore, à des vibrations.

Cette étude, largement guidée par l'expérimentation, a nécessité la conception et la réalisation de nombreux bancs d'essais afin de comprendre et de mesurer les divers phénomènes pour valider les théories que nous avons proposées.

Une nouvelle approche est élaborée dans la modélisation de matériaux NIDA qui prend en compte l'influence des cavités résonnantes de la structure par une analogie mécanique et, les résultats de la simulation sont comparés à ceux de l'expérimentation.

La méthodologie des plans d'expériences a été utilisée pour rechercher les rapports de forme des cavités optimisant l'atténuation sonore globale.

Enfin, une théorie novatrice sur les phénomènes physiques intervenant dans l'atténuation sonore provoquée par des cavités soumises à la fois à un écoulement d'air et à une onde acoustique est développée. Les expérimentations permettent de valider l'hypothèse selon laquelle il existe un contrôle réactif par auto-adaptation de la réponse de la cavité à l'excitation acoustique extérieure.

Mots-clés : acoustique, nids d'abeilles, cavité de Helmholtz, atténuation sonore, expérimentation

Summary

Environmental noise and noise in the interiors, is a major concern.

Companies, in sectors as varied as car industry, electric household appliances or aeronautics, focus on reduction of sound level of their products.

In order to reduce noise, the use of passive acoustic absorbing materials, like foams, glass wools or rock, may represent a solution. Other materials offer absorbing properties because of their reactivity, for example, materials with resonators cavities.

In this category, honeycombs type materials are employed more and more frequently, not only because of their rigidity weight ratio particularly interesting from a mechanical point of view, but also because of their acoustic properties, in particular in the nacelles of the engines of planes.

However, physical phenomena intervening in this attenuation are not well known. The control of acoustic behaviour of these materials, starting from their dimensioning, is not completely acquired. Consequently, the research items presented in this thesis are carried out to contribute to the definition of physical phenomena relating to the behaviour of Helmholtz cavities and honeycomb materials when exposed to different physical influences: acoustic wave, acoustic wave associated to an air flow, or, with vibrations.

This study, largely guided by experimentation, required the design and the realization of many test benches in order to understand and to measure the various phenomena in order to validate the theories presented.

A new approach is proposed for modeling honeycomb materials which takes into account the influence of resonators cavities of the structure by a mechanical analogy. The results of simulation are compared with those of the experimentation. The methodology of the experimental design was used to seek the dimensional ratios of cavities optimizing the global sound attenuation.

Finally, an innovative theory is developed on physical phenomena intervening in sound attenuation caused by cavities exposed at the same time to an air flow and an acoustic wave. The experiments permitted to validate the hypothesis that there is a reactive control consisted of self-adaptation of the response of the cavity to external acoustic excitation.

TABLE DES MATIERES

REMERCIEMENTS	
RESUME	6
SUMMARY	
TABLE DES MATIERES	
NOTATIONS	
INTRODUCTION	
CHAPITRE I ACOUSTIQUE DES CAVITES GENERALI	TES ET BIBLIOGRAPHIE
I-1- Acoustique des cavités résonnantes	
I-1-1 Fréquences de résonance d'une cavité	
I-1-2 Résonateur de type Helmholtz	
I-1-2.1 Définition	
I-1-2.2 Fréquence de résonance	
I-1-2.3 Analogie acoustique - mécanique	
I-1-2.4 Correction de col	
I-1-2.5 Résonateur de Helmholtz et impédance acoustique	
I-1-3 Résonateur de type quart d'onde	
I-1-3.1 Définition	
I-1-3.2 Fréquences de résonance	
I-1-4 Résumé des formules employées	
I-2- Matériaux de type nids d'abeilles (NIDA)	
I-2-1 Généralités sur les matériaux sandwich NIDA	
I-2-1.1 Principe	
- I-2-1.2 Caractéristiques - Propriétés	
I-2-1.3 Fabrication	

I-2-1.4 Les nids d'abeilles percés	
I-2-2 Bibliographie sur le comportement des NIDA	
I-2-2.1 Matériaux cavitaires soumis à une onde acoustique	43
I-2-2.2 Matériaux cavitaires soumis à des vibrations	45
I-2-2.3 Matériaux cavitaires soumis à un écoulement d'air et à une onde acoustique	46
I-2-2.4 Cavité et contrôle actif de bruit	
I-3- Propagation d'une onde dans un conduit	50
I-3-1 Rappels sur la propagation d'une ondes dans un conduit	50
I-3-1.1 Equation de propagation	50
I-3-1.2 Fréquence de coupure	51
I-3-2 Rappels des principes généraux de dissipation d'énergie acoustique dans les conduits	51
I-3-3 Optimisation de l'absorption par un réseau de cavités	
I-4- Influence de la forme des cavités	54
I-4-1 Influence de la forme des résonateurs de Helmholtz sur la fréquence de résonance et l'a	bsorption
	54
I-4-1.1 Influence de la laraeur du col : rannort des diamètres d/D	
I + 1.1 Influence de la virgent du cer : appert de dataserre d'Eliorifice	
I-4-1.3 Influence des dimensions de la cavité et de la position de l'orifice	
I-4-1.4 Comparaison entre modèles	
I- I-4-1.5 Influence de la forme du col sur l'absorption	58
I-4-2 Absorption acoustique par les NIDA perforés	58
I-4-2.1 Influence de la forme polygonale de la cavité et de l'excentration des trous	58
I-4-2.2 Influence d'une variation de l'épaisseur du matériau NIDA	60
I-4-2.3 Influence du couplage entre les résonateurs	61
I-5- Conclusion	63
CHAPITRE II ETUDE DU COMPORTEMENT D'UNE PLAQUE NIDA SO	UMISE
A UN CHAMP ACOUSTIQUE	64
II-1- Conception du banc à incidence	66
- II-1-1 Principe	66
II-1-2 Banc d'essais	67
II-2- Etude expérimentale sur des cavités	68
II-2-1 Mesures sur une cavité	68
II-2-1.1 Choix des cavités	68

II-2-1.2 Protocole	68
II-2-1.3 Résultats	69
II-2-2 Etude de l'interaction entre cavités	70
II-2-2.1 Essai sur un résonateur de Helmholtz simple	70
II-2-2.2 Essai de 7 cavités connexes non couplées	71
II-2-2.3 Essai de 7 cavités couplées	72
II-2-3 Atténuation d'une onde sonore en fonction de sa fréquence et du nombre de cavités	
II-2-3.1 Protocole expérimental	74
II-2-3.2 Résultats obtenus et interprétation	74
II-3- Etude expérimentale sur des plaques nids d'abeilles	76
II-3-1 Caractéristiques des plaques étudiées	76
II-3-2 Mesure de l'absorption des plaques NIDA à l'aide du banc à incidence	77
II-3-2.1 Résultats	
II-3-2.2 Analyse et conclusion	79
II-3-3 Mesure du coefficient d'absorption des plaques NIDA à l'aide d'un caisson réverbé	erant 80
II-3-3.1 Banc d'essais : caisson réverbérant	80
II-3-3.2 Protocole expérimental	81
II-3-3.3 Résultats	
II-4- Conclusion	84
CHAPITRE III ETUDE DU COMPORTEMENT DE CAVITES A SIMULTANEMENT PAR UN ECOULEMENT D'AIR ET PAR UNE ACOUSTIONE	EXCITEES 5 SOURCE
III-1- Théorie élaborée sur le comportement de cavités excitées à la fois par un écoule par une onde acoustique III-1-1 Hypothèse de comportement : principe du contrôle réactif de bruit	ment d'air et 87 87
III-1-2 Méthodologie employée	
III-2- Etude expérimentale	89
III-2-1 Etude du phénomène de calage par une cavité excitée par une source interne	
III-2-1.1 Conditions simplifiées : ondes progressives longitudinales	91
III-2-1.2 Condition en plan semi-réfléchissant	
III-2-1.3 Conclusion	
III-2-2 Etude de l'interaction entre 2 cavités	
III-2-2.1 Influence du nombre de cavités sur l'atténuation	

III-2-2.2 Influence de la distance entre cavités, avec et sans HP	
III-2-3 Etude du comportement de cavités en soufflerie	
III-2-3.1 Description de la soufflerie du LMVA	
III-2-3.2 Description de l'outil de mesure	
III-2-3.3 Essais préliminaires	
III-2-3.4 Protocole expérimental	
III-2-3.5 Résultats	
III-2-3.6 Analyse	
III-2-4 Conclusion	
III-3- Réseau de cavités : étude de directivité	118
III-3-1 Résultante de l'émission d'un réseau de sources déphasées	
III-3-2 Direction de l'onde réfléchie d'une source acoustique extérieure	
CHAPITRE IV RAYONNEMENT ACOUSTIQUE D'UNE STRUCTUR	E DE TYPE
NIDA SOUMISE A DES VIBRATIONS	122
IV-1- Modélisation fondée sur le résonateur de Helmholtz	123
IV-1-1 Hypothèse du schéma équivalent modélisant une plaque NIDA percée	
IV-1-2 Etude théorique du rayonnement d'une plaque NIDA bafflée	
IV-1-2.1 Plaque rigide bafflée non percée	
IV-1-2.2 Plaque rigide bafflée percée sans cavité	
IV-1-2.3 Plaque rigide bafflée percée avec cavités	
IV-1-2.4 Détermination théorique des débits selon le schéma équivalent	
IV-1-2.5 Expression de la pression acoustique à partir du débit	
IV-2- Etude expérimentale du rayonnement d'une plaque NIDA bafflée	132
IV-2-1 Choix et dimensionnement de la plaque NIDA	
IV-2-1.1 Validation expérimentale de la fréquence de résonance des cavités	
IV-2-1.2 Validation expérimentale de l'hypothèse de rigidité de la plaque	
IV-2-2 Mise en œuvre de l'expérimentation	
IV-2-3 Résultats	
IV-2-3.1 Réponse du piston bafflé à un bruit blanc	
IV-2-3.2 Mesure de puissance acoustique	
IV-3- Comparaison calculs - mesures	141
IV-3-1 Comparaison des pressions acoustiques pour la plaque NIDA non percée	
IV-3-2 Comparaison des pressions acoustiques pour la plaque NIDA percée	

IV-3-3 Validation de l'hypothèse du piston équivalent prise pour modéliser le comporten	nent des cavités
sur la plaque NIDA percée	
IV-4- Conclusion	144
CHAPITRE V OPTIMISATION DE LA FORME DES CAVITES	146
V-1- Etude des phenomènes de helmholtz et de quart d'onde au sein d'une même ca	vité 149
V-1-1 Définition de la cavité variable	
V-1-2 Fréquences de résonance théoriques	
V-1-3 Protocole expérimental	
V-1-4 Résultats des essais réalisés	
V-1-4.1 Validation de la cavité à ouverture large	
V-1-4.2 Etude de la fréquence de résonance en fonction de la longueur	
V-1-5 Interprétation et conclusion	
V-2- Optimisation des rapports dimensionnels des cavités pour maximiser leurs	rayonnement
acoustique	158
V-2-1 Etude expérimentale par une approche plans d'expériences	
V-2-1.1 Mise en place du plan d'expériences	
V-2-1.2 Expérimentation	
V-2-1.3 Dépouillement des résultats	
V-2-1.4 Interprétation des résultats	
V-2-2 Simulation numérique du plan d'expériences réaliséEs expérimentalement	
V-2-3 Comparaison des résultats de simulation avec l'expérimentation	
V-2-3.1 Comparaison pour une cavité	
V-2-3.2 Corrélation amplitude crête-crête avec delta	
V-2-4 Conclusion	
CONCLUSION GENERALE	184
BIBLIOGRAPHIE	188
LISTE DES FIGURES	194
LISTE DES TABLEAUX	198
LISTE DES ANNEXES	200
ANNEXES	202

Notations

Le système d'unités adopté est le système SI.

A part indications contraires, les termes suivants sont utilisés :

Notation	Dénomination	Unité
γ	accélération	m/s ²
δ	amortissement relatif	
μ	constante d'amortissement visqueux	Ns/m
a	rayon du col de la cavité	mm
А	accélération crête	m/s ⁻²
с	célérité de l'air	m/s
d	diamètre de col de la cavité	mm
D	diamètre de la cavité	mm
f	fréquence	Hz
f _c	fréquence de coupure	Hz
f _{exp}	fréquence trouvée expérimentalement	Hz
f _H	fréquence de Helmholtz	Hz
f _{th}	fréquence théorique	Hz
f_{λ}	fréquence quart d'onde	Hz
k	raideur	N/m
К	nombre d'onde	m ⁻¹
1	hauteur du col	m
L	longueur de la cavité	mm
L _p	niveau de pression acoustique	dB
L _w	niveau de puissance acoustique	dB
m	masse	kg
Ν	nombre de mesures	
OAR	taux de perforation	

р	pression acoustique	Pa
Q	débit	m ³ /s
S	section du col	m ²
T _r	temps de réverbération	8
u	déplacement	m
V	volume de la cavité	m ³
α	facteur d'absorption	
α_{s}	coefficient d'absorption de Sabine	
ν	vitesse	m/s
τ	retard	8
φ	déphasage	0
ω	vitesse de rotation	rad/s

INTRODUCTION

« La mesure représente le pas décisif entre supposer et savoir »

La pollution sonore est devenue une réelle préoccupation pour l'ensemble de la population, et une contrainte de plus en plus importante pour les industriels. En effet, parmi les sources sonores de notre environnement figurent beaucoup de machines. Celles-ci émettent des bruits d'origines diverses, tels que les bruits aérodynamiques liés aux écoulements ou les bruits mécaniques provenant de chocs ou de vibrations, qui induisent un niveau sonore très important pour des appareils tels que les aspirateurs, les compresseurs, les ventilateurs, les réacteurs d'avions.

Si certains secteurs, comme l'automobile et l'électroménager, travaillent déjà sur la qualité sonore pour rendre le bruit des machines plus agréable après en avoir largement diminué le niveau, il en va tout autrement dans le secteur aéronautique, où les niveaux sonores sont tellement élevés qu'il faut avant tout chercher à les réduire. Ce problème est d'autant plus important que la tendance est nettement à l'augmentation du trafic aérien et de la taille des avions.

Dans ce domaine, les constructeurs se doivent, non seulement de respecter les niveaux sonores imposés par l'OACI, mais aussi d'anticiper les évolutions à venir. C'est pourquoi un effort important est entrepris pour améliorer les dispositifs de contrôle et de réduction du bruit. De nombreux programmes de recherche ont été mis en place depuis Silence 1. Parmi les voies abordées, figurent :

- la maîtrise du bruit à la source, qui suppose un travail d'identification et d'analyse aéroacoustique,

- l'atténuation du bruit généré, qui suppose l'emploi de systèmes ayant des propriétés d'absorption acoustique,
- le contrôle de la directivité du bruit produit, qui suppose des travaux sur la propagation acoustique afin de produire une trace sonore au sol occasionnant le minimum de nuisances.

L'une des solutions pour atténuer le bruit des moteurs d'avions consiste à l'absorber au plus près du réacteur en disposant des matériaux absorbants sur les parois des nacelles. Actuellement, les méthodes d'optimisation applicables aux traitements acoustiques sont relativement bien connues. Néanmoins, certaines difficultés subsistent, notamment dans la façon d'interpréter les résultats et de les utiliser en vue de définir la géométrie optimale du traitement et de prédire son efficacité acoustique.

Ainsi, la société HUREL DUBOIS, actuellement AIRCELL, qui fabrique les nacelles de réacteurs, avait sollicité, il y a quelques années, le Laboratoire de Mécanique Vibratoire et d'Acoustique (LMVA) de l'ENSAM pour étudier le phénomène physique d'atténuation du bruit par les structures en nids d'abeilles (NIDA) perforées. La compréhension fine de leur fonctionnement devait permettre de les rendre plus performantes.

Très vite, il est apparu que ce matériau acoustique particulier présente un aspect paradoxal. En effet, un écoulement d'air sur cette surface percée génère beaucoup plus de bruit que sur une surface lisse. Cependant, il a été constaté que la perforation de la peau des NIDA entraînait une réduction du niveau sonore des avions.

Voilà donc un matériau bruyant qui réduit le bruit !

L'objet de cette thèse est précisément d'étudier, de revisiter et de découvrir certains comportements acoustiques de ce matériau lorsqu'il est soumis à différentes sollicitations. Cela afin de conduire à l'optimisation de son utilisation dans différents domaines.

Si le départ de notre réflexion vient de son utilisation dans les réacteurs, nous avons choisi de replacer nos travaux dans des conditions d'acoustique linéaire (niveau sonore inférieur à 130 dB) et en vitesse d'écoulement faible (inférieure à 30 m/s), afin d'élargir ses possibilités d'utilisation dans d'autres domaines ; par exemple pour les aspirateurs, les voitures ou les conduits de climatiseurs.

Le premier chapitre présente une analyse bibliographique qui sert de base à nos travaux sur les cavités de Helmholtz et les matériaux nids d'abeilles, ainsi que sur leurs comportements lorsqu'ils sont soumis à diverses sollicitations.

Le deuxième chapitre présente une étude expérimentale sur le comportement de cavités de Helmholtz et de plaques nids d'abeilles soumises à une onde acoustique. Cette étude permet de conclure que les NIDA peuvent être modélisés par des résonateurs de Helmholtz, et met en avant l'influence de la forme des cavités et de leurs interactions sur l'atténuation acoustique.

Le troisième chapitre expose une théorie que nous proposons sur le comportement de cavités excitées à la fois par un écoulement d'air et par une onde acoustique. Les travaux réalisés permettent de valider l'hypothèse selon laquelle il existe un contrôle réactif par autoadaptation de la réponse de la cavité à la source extérieure, induisant une atténuation du niveau acoustique global.

Le quatrième chapitre propose une nouvelle approche dans la modélisation du rayonnement acoustique de matériaux NIDA excités par des vibrations mécaniques. Un schéma équivalent pour ce type de matériau est proposé. Une étude comparative, entre les résultats théoriques et expérimentaux, montre que ce dernier est validé par l'expérimentation et qu'une atténuation importante est effectivement due à la diminution du rayonnement vibroacoustique de ces structures.

Enfin, le dernier chapitre aborde l'optimisation des cavités de façon à améliorer l'atténuation d'un ensemble soumis à diverses sollicitations. Nous étudions, dans un premier temps, la coexistence des phénomènes de Helmholtz et de quart d'onde au sein d'une même cavité soumise à un écoulement. Puis, en deuxième partie, nous étudions, théoriquement et expérimentalement, l'influence des rapports de dimensions d'une cavité sur sa réponse. La méthodologie des plans d'expériences est utilisée afin de déterminer les rapports influant sur l'amortissement et l'amplitude d'atténuation ou de re-rayonnement.

Comme vont le montrer nos travaux, ce matériau cavitaire apparemment paradoxal, présente un comportement complexe qui tire partie d'un rayonnement vibroacoustique insoupçonné et d'une réactivité à un écoulement fluide pour s'opposer à une source acoustique.

CHAPITRE I

ACOUSTIQUE DES CAVITES

GENERALITES ET BIBLIOGRAPHIE

Les travaux sur les cavités résonnantes et sur les matériaux nids d'abeilles sont particulièrement nombreux du fait de la diversité de leurs conditions d'utilisations. Les quatre parties présentées ici résument ces travaux, avec une analyse bibliographique plus particulière pour ce qui concerne les aspects étudiés dans ce mémoire.

La première partie de ce chapitre présente l'acoustique des cavités, et plus particulièrement les cavités de Helmholtz sur lesquelles nous formulons de nouvelles hypothèses.

La deuxième partie présente les matériaux nids d'abeilles, puis développe les études sur leurs comportements lorsqu'ils sont soumis à différentes sollicitations.

La troisième partie présente des rappels en propagation, les principes usuels de modélisation, ainsi que l'optimisation des nids d'abeilles.

Enfin, nous terminons sur l'influence de la forme des cavités qui nous a permis de nous lancer dans l'optimisation de l'atténuation sonore provoquée par des matériaux nids d'abeilles.

I-1- ACOUSTIQUE DES CAVITES RESONNANTES

I-1-1 FREQUENCES DE RESONANCE D'UNE CAVITE

Lorsqu'il y a propagation d'ondes dans une cavité, il existe une rupture d'impédance au niveau des parois de celle-ci, induisant une infinité de modes de résonance.

Chanaud [2] reprend la formule implicite des fréquences de résonance (éq (1)), développée par Rayleigh à la suite de l'étude de l'équation de propagation des ondes dans un conduit partiellement ouvert, à une extrémité, et, fermé à l'autre.

$$\cot KL = \frac{S_{cav} \left(l + 2\delta_i \right)}{S_{col} L} KL \qquad \text{éq (1)}$$

A partir des travaux de Rayleigh, Alster [3] propose un modèle théorique, adapté à toutes sortes de cavités résonnantes, qui permet de déterminer la fréquence de résonance en tenant compte de la forme de la cavité considérée. Il définit la notion de facteur de forme qui introduit cette dépendance. Cette formulation est, de plus, valable pour toutes cavités ouvertes quelles que soient leurs dimensions ; le résonateur de Helmholtz et le tube quart d'onde n'étant que des cas particuliers.

En effet, dans le premier cas, les dimensions de la cavité sont considérées comme très petites devant la longueur d'onde : Ka<<1 (K : nombre d'onde et a : rayon du col de la cavité), il n'y a pas de propagation d'onde dans la cavité.

Dans le deuxième cas, la résonance quart d'onde correspond seulement au premier mode de propagation dans le tube dont une dimension est grande devant les autres. Panton [4], reprenant les travaux de Alster [3], étudie les résonances des cavités cylindriques, des modes les plus élevés jusqu'au premier mode, quart d'onde, et la résonance de Helmholtz. La Figure 1 donne les solutions graphiques des fréquences de résonance, la première intersection étant la fréquence de Helmholtz, la seconde, le quart d'onde.



Figure 1 : Graphique déterminant les solutions de la formule implicite des fréquences de résonance donné par Panton [4]

I-1-2 RESONATEUR DE TYPE HELMHOLTZ

Dans l'antiquité, des cavités disposées dans des parois sont utilisées pour corriger l'acoustique des théâtres grecs ou romains. Plus tard, ces dispositifs sont employés dans les églises ou les mosquées. Au 1^{er} siècle avant JC, ils sont appelés « vases de Vitruve », du nom de l'ingénieur et architecte romain, auteur du traité « de Architectura » considéré comme le plus ancien ouvrage sur l'acoustique dans les constructions.

Cependant, les pionniers de la théorie des cavités résonnantes furent Hermann von Helmholtz (1860) et Lord Rayleigh (1870). Bien que ces cavités ou résonateurs portent le nom de Helmholtz, ce sont les travaux de Rayleigh qui sont le mieux connus et étudiés, avec son livre : « On the theory of resonators » [5].

Si l'on fait l'analogie des vases de Vitruve avec les résonateurs de Helmholtz, on comprend que suivant les dimensions et les caractéristiques de la cavité, le rôle de celle-ci puisse être très différent : amplification ou atténuation [6, 7].

I-1-2.1 Définition

Le résonateur de Helmholtz est une cavité dont toutes les dimensions sont très petites devant la longueur d'onde (relative à sa fréquence de résonance) (Ka<<1), il n'existe donc pas de propagation dans la cavité. La Figure 2 montre différents exemples donnés par Junger [8].

La définition donnée par Bruneau [9] souligne toute la complexité du phénomène de résonance d'une cavité. Il définit le résonateur de Helmholtz comme : « un système constitué d'un volume relié au milieu extérieur par un tube relativement étroit et court ... mis en oscillation sous l'effet d'une source extérieure, réagissant éventuellement sur le rayonnement de cette source (effet amplificateur), absorbant l'énergie sonore et la restituant dans toutes les directions en continu (effet diffuseur), dissipant une part de l'énergie mise en jeu, surtout si un matériau absorbant entrave les oscillations dans le résonateur (effet dissipatif ou absorbant) et enfin restituant l'énergie emmagasinée, lorsque la source est coupée,...(rôle réverbérateur). Tous ces effets sont optimums autour de la fréquence propre du résonateur. »

Tous ces rôles dépendent entre autres :

- de la résistance de rayonnement, dépendant de la section du col,
- de la résistance liée à l'impédance des parois de la cavité,
- de la dissipation par frottement dans le col.

Il est important de noter que le terme d'amplification n'a rien à voir avec une augmentation de l'énergie sonore, Jouhaneau [10] précise qu'il s'agit « d'un phénomène de surtension qui induit une amplification sélective à certaines fréquences. Cet effet est renforcé, sur le plan perceptif, par le prolongement temporel du son dû au mécanisme de réémission ». Il pourra être appelé re-rayonnement ou restitution.



Figure 2 : Différents exemples de cavités de Helmholtz [8]

I-1-2.2 Fréquence de résonance

Le fonctionnement de la cavité est assimilable à celui d'un oscillateur. Par analogie mécanique avec un système masse-ressort, on trouve la fréquence de résonance du système qui ne dépend que des dimensions de la cavité (Cf. éq (2)).

Le modèle classique [8, 11] du résonateur de Helmholtz est celui du système masse-ressort présenté Figure 3. L'air contenu dans le col du résonateur est supposé incompressible et est assimilé à une masse, tandis que celui contenu dans la cavité, lui supposé compressible, est plus ou moins comprimé par cette masse et peut être assimilé à un ressort.



Figure 3 : Analogie résonateur de Helmholtz – système masse-ressort

La fréquence de résonance bien connue de l'oscillateur mécanique est :

$$f_{rés} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}}$$
 éq (2)

Dans le cas du résonateur de Helmholtz, la masse vibrante est donnée par :

avec S_{col} la section du col

La raideur de la cavité est définie à partir de la pression et du volume de la cavité : P et V.

En supposant que la transformation dans la cavité est adiabatique :

$$P.V^{\gamma} = cste$$
 éq (4)

et
$$\frac{\Delta P}{P_0} = -\gamma \frac{\Delta V}{V}$$
 éq (5)

Avec : P_0 la pression atmosphérique ΔP la compression produite dans le volume V ΔV la variation de volume de la cavité

or, $\rho.c^2 = \gamma.P_0$ donc

La variation de volume de la cavité peut être exprimée en fonction du déplacement de la masse m (noté u).

$$\Delta V = S_{col}. u.$$

D'où $\Delta p = -\rho.c^2. \frac{S_{col}.u}{V}$ éq (7)

La raideur de la cavité vaut donc

$$k = -\frac{S_{col} \cdot p}{u} = \frac{\rho \cdot c^2 \cdot S_{col}^2}{V}$$
 éq (8)

ce qui permet d'obtenir la fréquence de Helmholtz :

$$f_{H} = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{S_{col}}{V_{cavité} \cdot l}} \qquad \text{éq (9)}$$

Comme défini précédemment, cette expression n'est valable que si les dimensions de la cavité sont faibles par rapport à la longueur d'onde ; Rocard [12] précise que : « un résonateur, outre sa résonance basse, présentera aussi des fréquences de résonance beaucoup plus élevées et échappant à la théorie élémentaire : l'expérience confirme bien leur existence », ceci faisant référence au Chapitre I-1-1.

Il existera donc des fréquences de résonance relatives au quart d'onde (propagation 1D), ainsi que des fréquences de modes de cavité (propagation 3D).

Il nous apparaît, dès lors, très intéressant d'étudier cette curiosité : l'interaction entre les phénomènes de Helmholtz et de quart d'onde, qui peuvent en théorie se produire à la même

fréquence. Peut-il y avoir coexistence des deux phénomènes au sein d'une même cavité ? C'est ce que nous étudierons au chapitre V-1.

I-1-2.3 Analogie acoustique - mécanique

De la démonstration précédente, il est important de retenir les équations suivantes qui résultent de l'analogie entre système masse-ressort et dimensions de la cavité, et que l'on retrouve aussi dans la méthode Kennedy-Pancu [13].

$$m = \rho \cdot S \cdot l \qquad \text{éq (3)}$$
$$k = \frac{c^2 \cdot \rho \cdot S^2}{V} \qquad \text{éq (8)}$$

Afin de modéliser le frottement de la « masse d'air » avec les parois du col et les pertes dues à la réémission, un amortisseur peut être placé en parallèle avec le ressort. Par exemple, Rocard [12] introduit la notion d'amortissement et trouve une équation d'équilibre similaire à l'équation d'un système mécanique oscillant amorti.

Si l'on se réfère au comportement d'un système à un degré de liberté en oscillations forcées, l'amortissement a une grande influence sur la réponse. Quand il augmente, l'amplitude de déplacement dans le col, à la fréquence de résonance, diminue, tandis que la bande de fréquences d'atténuation ou d'amplification augmente.

Le déplacement de l'air dans le col s'apparente à un piston, la cavité va donc rayonner et être considérée comme une source acoustique. Cependant, si la résistance Re de la cavité est grande, la dissipation d'énergie et donc l'absorption peuvent être importantes [9]. C'est pourquoi, il est intéressant de définir l'influence des caractéristiques dimensionnelles sur la réponse du système qui peut amplifier ou atténuer le son incident (rapport de l'énergie rayonnée et de l'énergie absorbée, à la fréquence de résonance f_H).

Il est important de noter que, suivant les auteurs, d'autres analogies peuvent être envisagées ; le résonateur de Helmholtz est considéré, par exemple, par Léwy [14] selon une analogie électrique, ou par Chen [15], comme un filtre sélectif à $f_{\rm H}$.

I-1-2.4 Correction de col

Beaucoup d'auteurs [2, 16-18] ont mené des études comparatives et ont constaté une différence significative entre les résultats expérimentaux et la fréquence donnée par formule de Helmholtz qui peut aller jusqu'à 40% suivant les cavités étudiées.

La première erreur vient de la seule prise en compte de la longueur du col. En effet, dans le cas où la longueur du col est infiniment petite, la formule de Helmholtz conduit à une fréquence de résonance infinie, ce qui n'est pas le cas en pratique. La masse en mouvement (piston) n'est pas seulement égale au volume du col, mais une quantité d'air va être entraînée avec elle à ses extrémités.

Il est donc nécessaire d'apporter des corrections à cette formule, la plus importante concernant la longueur de col :

$$f_{Helm} = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{S_{col}}{V.(1+\delta)}}$$
 éq (10)

avec δ : correction de col.

Suivant les ouvrages et les auteurs, on trouve différentes valeurs de la correction de col.

Expression classique de Rayleigh

Rayleigh suppose que la masse d'air en mouvement dans le col n'est pas sans effet sur l'air directement autour du col, et qu'un volume d'air supplémentaire est entraîné à l'extrémité du col comme illustré Figure 4.



Figure 4 : Volume d'air entraîné à l'extrémité d'un col

La correction d'extrémité est donnée par
$$\delta_{\rm R} = \frac{8a}{3\pi}$$
 éq (11)

Où a est le rayon du col (supposé cylindrique).

Il ajoute que la correction de col totale est la somme d'une correction intérieure et d'une correction extérieure et bien que la correction précédente ait été établie en champ semi-infini, il utilise la même aux deux extrémités.

Cela revient donc à ajouter à *l* une valeur $\delta = 2\delta_{R} = \frac{16.a}{3.\pi}$, ce qui donne approximativement :

$$\delta = 0.96.\sqrt{S_{col}} \qquad \text{éq (12)}$$

Remarque : c'est la correction la plus classiquement employée, et c'est celle que nous prendrons en compte dans nos différentes études, sauf indication contraire.

Correction de col extérieure uniquement

Dans certains ouvrages [10], seule la correction de col extérieure est prise en compte. Elle est donnée par l'expression de Rayleigh :

$$\delta = \frac{8.a}{3.\pi} \qquad \qquad \text{éq (11)}$$

Correction de col intérieure et extérieure

Certains auteurs [19] utilisent une correction différente.

$$\delta = \Delta_0 + \Delta_i, \qquad \Delta_0 = \frac{8.a}{3\pi}, \qquad \Delta_i = \frac{8.a}{3\pi} \left(\ell - 1,25 \frac{a}{R} \right) \qquad \text{éq (13)}$$

avec : a/R < 0,4

Le terme Δ_0 correspond à la correction de col externe selon Rayleigh, tandis que Δ_i correspond à la correction de col interne selon Ingard [18] dans le cas d'un rapport rayon de col sur rayon de la cavité inférieur à 0,4.

Correction ouvertures larges

Mohring [1] a développé une formule pour les résonateurs ayant un rapport diamètre de col sur diamètre de la cavité élevé. Cette correction est justifiée par le fait que pour un rapport de 0,4, la formule de Helmholtz donne une erreur d'environ 10%.

Mohring effectue un développement à l'ordre deux de la formule de Helmholtz :

$$f \approx \frac{c}{2\pi l'} \sigma \left(1 + \frac{\alpha}{4\pi} \sigma^2 \right)$$
 en négligeant les termes d'ordre supérieur.

 $\sigma = \sqrt{\frac{\pi \kappa r}{l'}}$ avec r rayon de l'orifice et l'= V^{1/3} avec V volume de la cavité dans le cas d'une

cavité cubique.

En remarquant qu'à l'ordre 1 on doit retrouver la formule de Helmholtz, la formule de Mohring devient dans le cas d'une cavité cylindrique :

$$f \approx f_{Helm} \left(1 + \frac{\alpha}{4\pi} \sigma^2 \right)$$
 éq (14)

avec la fréquence de Helmholtz donnée en éq (9).

A partir de là, il en déduit la valeur de σ :

$$\sigma = \sqrt{\frac{\pi . a^{2/4}}{(1+\delta).(\pi . D^{2}. L/4)^{1/3}}}$$
 éq (15)

Le coefficient α est donné par :

Corrections pour des cavités différentes de la cavité de référence

Toutes les expressions (corrections de col et développements de Taylor permettant d'améliorer la précision de la formule de Helmholtz) que nous avons vues jusqu'ici ne s'appliquent qu'à des résonateurs à un seul col coaxial avec la cavité.

Ingard [18] a mené d'importants travaux sur l'influence de nombreux facteurs tels que : la correction de col intérieure déjà mentionnée, les différentes géométries de col et de cavités placées dans un tube ou sur un mur infini, l'excentricité du trou, le nombre de trous dans une même cavité, l'interaction entre cavités.

Ses résultats concernent la conception géométrique des résonateurs, de façon à optimiser leur absorption à la résonance. Ses abaques permettent de déterminer les corrections pour tenir compte des conditions précitées.

Il a, de plus, étudié la dissipation acoustique due à la viscosité de l'air et, dans une bien moindre mesure, aux pertes par conduction de chaleur sur les surfaces du résonateur. Il existe également des pertes lorsque l'intensité sonore est élevée (acoustique non linéaire).

Pour notre étude, nous n'avons pas tenu compte de l'excentricité du col (Cf. Chapitre I-4-4 1). En effet, la fabrication des différents matériaux NIDA induit que les trous sont aléatoirement disposés par rapport aux cavités. Un ensemble de cavités a donc un nombre d'orifices et une disposition de ces orifices variant d'une cavité à l'autre, d'où l'impossibilité d'exploiter les abaques élaborés par Ingard.

Cependant, nous rappelerons l'influence sur la fréquence de résonance de plusieurs trous dans une même cavité puisque nous devrons en tenir compte pour étudier les plaques nids d'abeilles.

Ingard propose l'équation suivante :

$$\delta \approx 0.96.\sqrt{\frac{S_{col}}{n}} \qquad d'où \qquad f_{Helm} = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{S_{col}}{V.(1+0.96.\sqrt{\frac{S_{col}}{n}})}} \qquad \text{éq (17)}$$

avec n = nombre de trous dans la cavité

I-1-2.5 Résonateur de Helmholtz et impédance acoustique

L'impédance acoustique, rapport de la pression p et de la vitesse de l'onde sonore v, est notée :

$$Z = \frac{p(a,t)}{v(a,t)}$$
 en un point a, à l'instant t. éq (18)

Nota : L'impédance acoustique spécifique est le rapport de l'impédance du matériau considéré et de l'impédance acoustique de l'air : $Z_0 = \rho c$. C'est une valeur sans dimension.

Dès lors que la vitesse et la pression ne sont pas en phase, l'impédance acoustique est complexe : $Z = \Re(Z) + i \cdot \Im(Z)$ \Re est une résistance et \Im une réactance. éq (19)

Dans le cas d'une cavité, la partie réelle de l'impédance acoustique représente la résistance du col à la circulation de l'air. Elle correspond, d'une part, à la résistance de rayonnement représentant la part d'énergie sonore ré-émise à l'extérieur et, d'autre part, à une résistance visqueuse due aux frottements sur les parois du col. Ces deux termes dépendent de la fréquence acoustique.

La réactance représente la réaction d'inertie due au mouvement oscillatoire de la masse d'air dans le col.

L'impédance acoustique est la somme de trois termes [20] :

• L'inertance du col, produit de la masse par unité de section $\rho l'$ par l'accélération $\frac{\partial v}{\partial t} = j\omega v$ pour une oscillation harmonique, donc $j\omega \rho \frac{l'}{S_{col}}$, l' tient compte de la correction de col. • La capacitance du volume V, qui subit une compression élastique $\partial V = s.\delta l$ sous l'effet de la variation δp de la pression p; avec l'hypothèse adiabatique $\frac{\delta p}{p} = \gamma \cdot \frac{s.\delta l}{V}$;

or
$$\frac{\partial \delta l}{\partial t} = v$$
 où $\delta l = \frac{1}{j\omega}v$; la capacitance est alors:
 $\frac{\delta p}{S_{col}v} = \frac{\gamma p}{\rho} \cdot \frac{\rho S_{col}v}{j\omega V S_{col}v} = \frac{\rho c^2}{j\omega V}$ avec $\left(\frac{\gamma p}{\rho} = c^2\right)$

La résistance du col à la circulation de l'air, formée de plusieurs termes : une résistance de rayonnement, représentant la part d'énergie sonore réémise à l'extérieur, et une résistance visqueuse ; la première varie avec f², la deuxième avec √f, mais à f fixée, elles sont constantes, la perte de charge étant proportionnelle à la vitesse vibratoire.

L'impédance acoustique Z_a du résonateur est alors :

$$Z_{a} = \frac{\Re}{S_{col}} + j \left(\omega \frac{\rho l'}{S_{col}} - \frac{\rho c^{2}}{\omega V} \right)$$
 éq (20)

On retrouve la fréquence de résonance calculée précédemment en annulant le terme imaginaire :

On a :
$$\omega_{Helm} \frac{\rho l'}{S_{col}} - \frac{\rho c^2}{\omega_{Helm}.V} = 0$$
 et $\omega_{Helm} = 2\pi . f_{Helm}$
D'où : $\omega_{Helm}^2 = \frac{c^2 . Scol}{V.l'} \Leftrightarrow f_{Helm} = \frac{c}{2\pi} . \sqrt{\frac{S_{col}}{Vl'}}$

et la surtension est donnée par le quotient de l'inertance et de la résistance, soit :

$$Q = 2\pi \frac{l \cdot \rho c}{\lambda \Re} = \frac{1}{2\mu}$$
 µ étant le coefficient d'amortissement. éq (21)
I-1-3 RESONATEUR DE TYPE QUART D'ONDE

Le résonateur en quart d'onde le plus connu est mis en œuvre dans la flûte de Pan.

I-1-3.1 Définition

Le résonateur en quart d'onde est une cavité où seule une dimension est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde λ , les 2 autres étant très petites devant elle (Ka<<1), il y a donc propagation de l'onde acoustique dans la direction longitudinale. Cette cavité, ressemblant plutôt à un tube, peut être ouverte à une ou deux extrémités ; la rupture d'impédance, en bout de tube, va générer une onde réfléchie, et il va se créer une interférence entre l'onde incidente et l'onde réfléchie.

I-1-3.2 Fréquences de résonance

Si les ondes sont en opposition de phase, elles sont destructives ; l'onde résultante sera atténuée, voir annulée, si il y a réflexion totale (sans absorption), on a une antirésonance fa = cn/2L :

A l'inverse, si les ondes sont en phase, elles sont constructives, l'onde résultante sera « amplifiée » (égale à la somme des deux amplitudes), on a une résonance :

$$f_r = \frac{(2n+1)c}{4L}$$
 éq (23)

Le premier mode quart d'onde est donc à la fréquence : $f_{\lambda} = \frac{c}{4L}$ éq (24)

I-1-4 RESUME DES FORMULES EMPLOYEES

Pour toutes les études entreprises dans les chapitres suivants, nous utiliserons les équations courantes pour calculer :

la fréquence de Helmholtz :

$$f_{H} = \frac{c}{2\Pi} \sqrt{\frac{S}{V(l+\delta)}}$$
éq (10)

avec la correction de col usuelle pour les cols cylindriques :

$$\delta = 0.96.\sqrt{S_{col}} \qquad \qquad \text{éq (12)}$$

la fréquence quart d'onde :

$$f_{\lambda} = \frac{c}{4L} \qquad \qquad \text{éq (24)}$$

La longueur L, quand il s'agit d'une cavité à col, ne tient pas compte de l.

I-2- MATERIAUX DE TYPE NIDS D'ABEILLES (NIDA)

Nous définissons la notion de matériaux « cavitaires » par le fait qu'un matériau est constitué d'une ou plusieurs cavités résonnantes débouchant sur la surface. Cette dénomination exclut donc les mousses dont les alvéoles ne peuvent être considérées comme des cavités résonnantes. Les matériaux « cavitaires » regroupent les structures composites perforées : les plaques perforées avec une ou plusieurs cavités arrière, les matériaux NIDA perforés. Ces matériaux sont utilisés dans divers domaines : correction acoustique des salles, l'aéronautique pour la réduction du bruit des réacteurs, ...

I-2-1 GENERALITES SUR LES MATERIAUX SANDWICH NIDA

I-2-1.1 Principe

Les matériaux sandwich sont constitués (comme leur nom l'indique) de différentes couches qui peuvent être métalliques, plastiques, composites.

Le matériau sandwich nids d'abeilles, appelé plus communément NIDA, est composé, au centre, d'une âme constituée d'alvéoles hexagonales (Cf. I-2-1 3), comprise entre deux plaques métalliques ou composites constituant la peau (Figure 5).



Figure 5 : Schéma descriptif du NIDA

I-2-1.2 Caractéristiques - Propriétés

Les matériaux sandwich NIDA ont été conçus afin d'obtenir un rapport « caractéristiques mécaniques / poids » très intéressant permettant de rigidifier des structures soumises à des flexions, sans trop augmenter la masse. Ces avantages ont contribué au fort développement de tels matériaux dans les secteurs aéronautique, automobile et nautique notamment.

I-2-1.3 Fabrication

L'âme du NIDA est souvent un ensemble de tôles très fines pliées qui, lorsqu'elles sont accolées les unes aux autres, forment un réseau d'alvéoles. Elle est collée sur ses faces supérieures et inférieures à deux peaux généralement planes (Figure 5).

Le procédé de fabrication des structures de type NIDA, ainsi que les matériaux qui les constituent, varient selon le domaine d'application (aéronautique, voiture de F1, industrie du ski...). Par exemple, les panneaux sandwich de qualité aéronautique sont constitués de noyau de NIDA en fibre aramide, en aluminium ou en fibres spéciales. Les peaux peuvent être métallique ou en fibre de verre, en carbone, en aramide, renforcées de résine époxy ou phénolique.

Il existe plusieurs procédés de fabrication.

• La méthode dite d'expansion (Figure 6)

Elle s'applique à la plupart des matériaux sandwich et permet de produire des panneaux de grandes dimensions mais d'épaisseur maximale limitée.

Les papiers d'aramide (ou feuillets d'aluminium) sont pré-pliés, coupés en feuille puis empilés. Cette pile est traitée, sous chaleur et pression, puis étirée jusqu'à l'obtention d'une cellule en NIDA.



Figure 6 : Fabrication par expansion

• La méthode dite de pré-ondulation (Figure 7)

Les feuillets, préalablement ondulés, sont collés et empilés les uns sur les autres. Cette méthode permet d'obtenir des panneaux d'épaisseur beaucoup plus grande.

Des traitements de surface peuvent protéger ces structures contre la corrosion.

L'épaisseur des NIDA n'est pas toujours constante. Des opérations d'usinage, de roulage, de mise en forme permettent de donner à ces structures une forme adaptée à leur utilisation, par exemple, pour les revêtements dans les nacelles de réacteurs d'avions.



Figure 7 : Fabrication par pré-ondulation

I-2-1.4 Les nids d'abeilles percés

Définition d'une plaque NIDA percée

Le perçage de la peau située du coté de l'incidence de l'onde sonore confère des propriétés absorbantes acoustiques aux matériaux NIDA perforés. La peau, soumise au flux et/ou à une source sonore, est perforée avant d'être collée sur l'âme (Figure 8). L'alvéole et le trou formant alors une cavité de type Helmholtz. Un matériau poreux peut être positionné entre la peau et l'âme de manière à modifier l'absorption.



Figure 8 : Plaque NIDA perforée

Il existe également des structures en nids d'abeilles constituées de deux couches superposées pour atténuer le bruit sur une plus large bande de fréquence.

Définition du taux de perforation

Le taux de perforation (open area ratio ou OAR) est le rapport de la surface des trous sur la surface totale, il est défini par :

$$OAR = \sigma = \frac{S_{percée}}{S_{Totale}} = \frac{n_T \cdot S_{trou}}{n_c \cdot S_{cavit\acute{e}}} = n \frac{S_{trou}}{S_{cavit\acute{e}}}$$
éq (25)

Avec : n_T : nombre total de trous,

n_c: nombre total de cavités,

n : nombre moyen de trous par cavité.

Il est important de noter que, lors de la fabrication de la plaque perforée, ce sont le diamètre et le pas qui sont définis ; il est donc possible d'obtenir des cavités comportant plusieurs trous, des trous bouchés par la colle ou encore des trous à cheval sur deux alvéoles, particularités dont il faudra tenir compte dans l'analyse des résultats du comportement des NIDA, lors de nos expérimentations.

Exemple d'utilisation : Localisation dans un réacteur

La Figure 9 présente les types de matériaux utilisés, ainsi que leur localisation dans les réacteurs.



Figure 9 : Différents matériaux absorbant et leurs emplacements

Différence entre modélisation et réalité pour les matériaux NIDA

Du fait de sa fabrication ou des contraintes liées à son utilisation, le NIDA présente des parois légères et souples, des défauts de collages, des orifices latéraux mettant en communication les cavités (pour les nacelles de réacteurs). Cette réalité est assez éloignée du modèle de Helmholtz qui prend comme hypothèse que les parois de la cavité sont infiniment rigides. Pour prédire de manière précise le comportement acoustique des matériaux à âme nids d'abeilles, il faudrait donc arriver à formaliser l'influence de tous ces défauts, qui sont très variables d'une fabrication à l'autre. Ceci explique, en grande partie, les différences entre les fréquences calculées et mesurées.

Exemples de particularités dans l'utilisation des NIDA au sein des nacelles d'avions

Interaction entre les cavités

Chaque cavité possède à sa base trois orifices qui communiquent avec les cavités voisines. Ces trous ont pour principale fonction d'évacuer l'humidité. En effet, l'eau accumulée dans les nacelles alourdit l'appareil et entraîne une surconsommation de carburant.

Problème d'incidence du son

Le son, en provenance des sources sonores du réacteur, arrive sur les NIDA avec une certaine incidence. La distance séparant deux orifices de cavités voisines étant petite par rapport aux dimensions d'un turboréacteur, nous pouvons considérer que les angles d'incidence des ondes sonores sont identiques pour des cavités proches. L'onde sonore incidente qui arrive dans une cavité est donc déphasée par rapport à celle arrivant dans une cavité voisine (sauf dans le cas exceptionnel d'une direction de propagation perpendiculaire à la paroi).

Ce problème est intimement lié à celui énoncé précédemment, car le couplage des cavités et le déphasage entre elles compliquent la modélisation. Non seulement il est difficile de déterminer l'angle d'incidence sur chaque cavité, mais en plus, il est difficile de prévoir l'effet du phénomène sur le comportement du NIDA.

Dans le chapitre IV-5, nous étudierons la directivité de réémission d'un réseau de cavités.

De plus, l'incidence est directement dépendante du gradient de vitesse de l'écoulement qui évolue près de la source sonore et des modes qui se propagent dans le conduit. Dans nos travaux, nous n'étudierons pas les caractéristiques du flux d'air (v, incidence, R_e , ...), nous utiliserons le flux d'air dans le seul but de faire résonner les cavités étudiées.

I-2-2 BIBLIOGRAPHIE SUR LE COMPORTEMENT DES NIDA

L'objectif de cette partie est de faire un tour d'horizon des différentes études ayant pour but de comprendre le comportement de ce matériau, ou des cavités de Helmholtz, lorsqu'ils sont soumis à différentes sollicitations, tout en tenant compte, pour certaines, des spécificités décrites précédemment.

Deux axes de recherches ont été privilégiés selon les fonctions que de tels matériaux doivent offrir, à savoir, un pouvoir absorbant acoustique (ou encore, une augmentation de la perte de transmission dans les conduits) et des caractéristiques mécaniques intéressantes, notamment le rapport rigidité/poids. Cela nous amène à étudier ces matériaux lorsqu'ils sont soumis à une source sonore seule, à des vibrations ou encore à un flux d'air combiné à une source sonore.

I-2-2.1 Matériaux cavitaires soumis à une onde acoustique

Employés en acoustique des salles comme absorbants, le comportement des matériaux cavitaires est assez bien connu [7, 8, 10, 20, 21], et ils sont souvent modélisés par des résonateurs de Helmholtz [10, 22, 23].

Brillouin [21] explique que « les structures perforées placées à une certaine distance du mur... permettent d'obtenir une forte absorption dans le domaine des sons graves, que les matériaux poreux usuels, employés sous faible épaisseur, absorbent peu ». Il montre qu'à incidence normale, une structure continue est équivalente à une structure cloisonnée. Cette dernière offre les avantages d'avoir son maximum d'absorption indépendamment de l'incidence (le coefficient d'absorption dépend du terme résistif de l'impédance de la plaque perforée (col de la cavité)) et, une zone d'absorption plus large que pour la structure continue.

Bolt est le premier à proposer une théorie sur la détermination de l'impédance d'une plaque en 1947. Il émet l'hypothèse que cette impédance peut être déterminée à partir de l'impédance d'un trou et du taux de perforation (OAR). Takahashi [24] mentionne que cette théorie a fait l'objet de nombreux travaux théoriques qui n'ont, cependant, pas été suffisamment validés expérimentalement, et ne permettent donc pas de se prononcer sur l'exactitude de la méthode. De plus, les effets de l'interaction entre un trou et la plaque sur le champ sonore réfléchi, ainsi que l'interaction entre les trous, ont été négligés.

Takahashi [24, 25] présente un nouveau modèle qui prend en compte le phénomène de diffraction dû à la discontinuité de surface. Il considère une onde diffractante à la surface frontière avec deux impédances différentes et calcule le facteur d'absorption. La comparaison avec des essais donne de bons résultats. Cette théorie a été établie pour des plaques perforées avec une cavité arrière ; elle est donc valable, pour les NIDA, uniquement en incidence normale (Cf. Brillouin [21]).

Ingard [26, 27] étudie les non linéarités dues aux cavités soumises à une onde acoustique. A partir de l'évaluation expérimentale de la relation entre la vitesse et la pression acoustique au niveau de l'orifice de la cavité, il détermine l'impédance, puis l'absorption acoustique, et prouve la non-linéarité pour des sources de niveaux très élevés. Ingard [18] détermine aussi l'impédance mutuelle de rayonnement entre deux cavités qui ne peut être négligée au dessous d'une distance les séparant évaluée par : $D_{cc} \sim 136 / f_0$.

Fuchs [22, 23, 28], à partir des travaux de Maa, étudie plusieurs types de matériaux utilisant des résonateurs de Helmholtz. Il « revisite » les résonateurs de Helmholtz en définissant de nouvelles structures de matériaux pour en faire une utilisation pratique en tant qu'absorbants, par exemple, pour le plafond de la bibliothèque de l'université de Fribourg ou le studio RTL de Cologne.

Différentes modélisations existent pour quantifier l'absorption ou la perte de transmission dans les conduits recouverts de matériaux cavitaires. Dans la plupart des travaux [10, 18, 20, 29, 30], les caractéristiques acoustiques des matériaux cavitaires sont ramenées à l'impédance présentée, que ce soit pour l'étude de la cavité ou de la surface perforée dans son ensemble. Par définition, l'impédance optimale est celle donnant un maximum d'atténuation à une fréquence donnée. Rice et Guess ont beaucoup travaillé sur le sujet qui sera développé en I-3-3.

La modélisation des résonateurs par un système mécanique oscillant est relativement peu employée pour définir les caractéristiques acoustiques d'une plaque NIDA ; sauf dans le cas où il s'agit de modéliser un couplage mécanique, par exemple dans les travaux de Griffin [31, 32] sur le couplage mécanique entre deux résonateurs par une paroi flexible.

Selamet [33] étudie en simulant par la méthode des éléments finis, et expérimentalement des cavités circulaires concentriques en fonction de leurs dimensions. Cependant, il considère le résonateur au sens large, c'est-à-dire qu'il étudie la propagation d'ondes multidimensionnelles dans la cavité et dans le col en modélisant un piston oscillant dans ce dernier. La méthode analytique 2D développée est comparée avec une approche analytique 1D, une simulation 3D et des expérimentations. Il montre que la correction de col définie par Ingard [18] est en accord avec ses résultats pour un rapport de diamètres supérieur à environ 0,5 et que cette correction intégrée à la méthode analytique 1D donne une bonne estimation de la fréquence de résonance. Cependant, aucun des modèles ne permet d'estimer correctement la perte de

transmission du fait d'avoir négligé les pertes dues à la viscosité de l'air ou au frottement dans le col.

I-2-2.2 Matériaux cavitaires soumis à des vibrations

Ces structures cavitaires sont aussi employées pour leurs caractéristiques mécaniques intéressantes dans les secteurs aéronautique, automobile et naval. De nombreux travaux, aussi bien théoriques qu'expérimentaux, portent sur des études en dynamique, en transmission ou en isolement de matériaux cavitaires non perforés : Cunningham [34-36], Nilsson [37, 38], Thamburaj [39]. Ces travaux sont couplés avec le développement de modèles prédictifs pour éviter la fatigue acoustique des structures, beaucoup moins (comme Leppington [40]) portent sur les matériaux cavitaires.

Quelques études portent, plus particulièrement, sur le rayonnement ; Ruzzene [41] a travaillé sur le rayonnement d'un matériau soumis à des vibrations, mais en l'absence de perforations. Lee [42] a travaillé sur des parois micro perforées, mais dans ce cas, sans tenir compte de la résonance de cavité derrière chaque trou.

Toyoda [43] a développé un modèle théorique, validé expérimentalement, sur le rayonnement acoustique d'un ensemble soumis à des vibrations, composé d'une plaque perforée avec une seule cavité arrière, des barres reliant la plaque perforée à la plaque vibrante. Les résultats montrent qu'il est possible, avec un tel système, de réduire la puissance rayonnée grâce à une impédance appropriée. Bien qu'il ne fasse pas mention du résonateur de Helmholtz, il constate que cette réduction se produit à une fréquence qui dépend des paramètres de la plaque perforée et de la distance de cette plaque au mur (Figure 10).



Figure 10 : Réduction de rayonnement d'un système absorbant perforé [43]

I-2-2.3 Matériaux cavitaires soumis à un écoulement d'air et à une onde acoustique

Ecoulement d'air seul

De nombreuses études théoriques et expérimentales ont été menées sur l'excitation de cavités résonnantes soumises à un écoulement d'air, cependant, nous ne ferons ici qu'un rapide état des lieux. En effet, l'objectif de notre étude ne porte absolument pas sur l'étude de l'écoulement d'air ; nous partirons du principe que la cavité entre en résonance lorsqu'elle est soumise à un flux d'air tangentiel à son col.

Lorsqu'une cavité est soumise à un écoulement d'air, les émissions sonores générées sont généralement vues comme la réponse de la cavité aux instabilités hydrodynamiques présentes dans la couche de mélange, et sont liées aux modes propres de la géométrie considérée (Chattelier et Rossiter [44],[45]). Les variations de pression au niveau du col vont entraîner l'oscillateur harmonique (modélisant la cavité de Helmholtz) à vibrer à sa fréquence de résonance. La puissance mise en jeu par l'écoulement d'air est très importante relativement à la puissance acoustique (rapport des grandeurs voisin de 10⁵). Un écoulement d'air affleurant une cavité de Helmholtz peut provoquer une onde acoustique de niveau sonore élevé. En effet, à la sortie du col, le mouvement en piston de l'air peut être assimilé à celui d'une source monopolaire.

Seuls quelques essais de validation, de la théorie et de notre veine d'essais, sont présentés en Annexe 6.

Beaucoup d'études de simulation ont été réalisées dans les secteurs de l'aéronautique et de l'automobile notamment pour l'optimisation de silencieux.

En effet, l'écoulement d'un flux rasant sur des cavités génère des tourbillons de Kelvin -Helmholtz. Rossiter [45], Desantes [46, 47], Meissner [48, 49], Gloerfelt [50] ont travaillé sur la modélisation et la simulation des ondes acoustiques provoquées aérodynamiquement par des cavités larges et peu profondes, par des tubes quarts d'onde ou par des cavités de Helmholtz.

Flynn et Panton [19] ont étudié expérimentalement l'interaction entre résonateurs de Helmholtz, pour des vitesses d'écoulement variant de 0 à 72 m/s. L'influence de l'espacement entre cavités a été caractérisée sur le niveau sonore, la fréquence de résonance, la cohérence et la phase entre résonateurs. Les mesures de pression ont été faites en fond de cavité ; et même si cela ne nous fournit pas une corrélation directe sur le re-rayonnement de celles-ci, les conclusions sont importantes pour nos travaux. Le niveau de pression évolue de façon parabolique en fonction de la vitesse du flux ; le maximum de pression est obtenu pour une vitesse proche de 25 m/s pour ce type de cavités. Cela confirme les conditions d'essais que nous avions préalablement déterminées afin d'obtenir le re-rayonnement maximum. La réponse du niveau de pression dans la cavité n'est pas « stable », le signal est fortement modulé par ce qui semble être un bruit blanc. L'augmentation de la fréquence en fonction de la vitesse de col dans les conditions d'actives adjacentes jusqu'à un espacement de trois diamètres de col dans les conditions de l'étude.

Ecoulement et onde acoustique

Il a été observé que les matériaux NIDA tapissant les nacelles des réacteurs avaient la propriété d'atténuer une fréquence particulière (par type de NIDA) ce qui conduit à penser que ce matériau se comporte comme un résonateur. Cependant, il a été constaté que la fréquence absorbée ne correspond ni à la fréquence de Helmholtz, ni à la fréquence quart d'onde. C'est pourquoi on trouve dans la bibliographie des travaux modélisant le NIDA soit comme un réseau de cavités quart d'onde, soit comme un réseau de cavités de Helmholtz, puis des corrections apportées pour se conformer aux résultats expérimentaux obtenus. La plupart

des études sont basées sur l'optimisation de l'impédance du NIDA que nous étudierons en I-3-3.

Cependant des techniques novatrices émergent, Selamet [51], travaillant sur des conduits traités (silencieux) afin de réduire les niveaux sonores dus aux écoulements de flux, a développé des structures hybrides composées de matériaux poreux et de cavités de Helmholtz afin d'atténuer les hautes et les basses fréquences.

Les techniques de contrôle actif de bruit sont aussi utilisées afin de réduire le bruit dans les conduits avec écoulement. Elles sont développées dans la partie I-2-2.4 , ci après.

I-2-2.4 Cavité et contrôle actif de bruit

Principe de base

Le principe du contrôle actif de bruit est de fabriquer un champ d'ondes acoustiques en opposition au champ de la source à atténuer, de façon à annuler la pression résultante en un point ou dans un domaine de l'espace.

L'application de ce principe est compliquée dès lors que le signal acoustique de la source n'est pas stationnaire et que la propagation ne s'effectue pas selon des modes simples. En effet, la boucle d'asservissement entraîne un décalage temporel par rapport au signal à atténuer, du fait du retard engendré par le traitement électronique.

Cependant, le principe s'applique plus facilement pour la propagation d'ondes planes longitudinales comme dans des tuyaux ou conduits. Une application en est faite pour la réduction du bruit dans les gaines de climatisation (Figure 11).

L'objectif est d'annuler la pression au point M2 grâce à une boucle d'asservissement. Le microphone M2 est appelé « microphone d'erreur », il sert à contrôler le signal envoyé dans le haut-parleur (HP).



Figure 11 : Application type du Contrôle Actif de bruit

Ce principe oblige à apporter de l'énergie, via le haut-parleur, pour « contrer » le champ acoustique de la source.

Développements du concept

L'objectif de l'implantation du contrôle actif est de fabriquer un contre bruit ; on peut le voir comme une optimisation de l'impédance de la paroi en temps réel.

Tang [52] étudie expérimentalement l'efficacité du ANC, dans un conduit rectangulaire ouvert. Il évalue l'atténuation d'un son pur (30 dB), puis d'un bruit blanc, et, obtient une atténuation deux fois moindre pour le bruit blanc : il existe une contamination plus importante du signal asservi (rapport signal/bruit (S/N) plus faible). Les atténuations aux fréquences propres du tube ne sont pas très importantes. Enfin, les résultats obtenus pour un bruit blanc avec flux (7m/s) donnent une atténuation plus faible sur une bande de fréquence plus réduite. Le positionnement du microphone d'erreur influe sur l'atténuation mais pas de la même façon suivant l'excitation initiale. Tang explique que d'autres essais doivent être menés pour approfondir les connaissances.

Une autre méthode, découlant du contrôle acoustique de structures actives (ASAC), consiste à contrôler l'impédance (et non plus seulement la pression acoustique) de la surface du hautparleur ou de la structure servant de source de contrôle. Galland et son équipe [53] étudient et testent des méthodes qui ont mené au développement d'une méthode hybride active – passive, utilisant les caractéristiques des matériaux poreux en plus du contrôle actif. Etudiée dans différents contextes (cavité 3D [54], en conduit avec écoulement [55, 56]), cette structure offre, comparée au contrôle d'impédance direct, de larges avantages : une absorption plus importante sur une plus large bande de fréquence, tout en étant plus simple à élaborer. En effet, la structure hybride utilise les propriétés de matériaux poreux (bonne atténuation en hautes fréquences) et le contrôle d'impédance en basses fréquences. Les résultats obtenus sont particulièrement intéressants et encourageants.

S'il s'impose dans de nombreux cas, l'inconvénient majeur du contrôle actif est qu'il demande un système embarqué, une énergie supplémentaire et un encombrement non négligeable : une source (haut-parleur (HP), structure, matériaux poreux,...), un système de régulation et de rétroaction.

I-3- PROPAGATION D'UNE ONDE DANS UN CONDUIT

I-3-1 RAPPELS SUR LA PROPAGATION D'UNE ONDES DANS UN CONDUIT

La propagation d'une onde harmonique dans un conduit à parois rigides (considérées comme parfaitement réfléchissantes) n'est possible qu'à travers certains modes déterminés par la géométrie du conduit. Chaque mode est associé à une fréquence, appelée la fréquence de coupure (ou cut-off), en dessous de laquelle il ne se propage plus, mais s'atténue très rapidement avec la distance (ondes évanescentes). Au-dessus de cette fréquence, les modes peuvent se propager. La fréquence de coupure croît avec l'ordre modal. Il existe au minimum le mode zéro correspondant au mode longitudinal.

I-3-1.1 Equation de propagation

L'étude de l'acoustique est basée sur l'équation d'onde qui, suivant les auteurs [14, 20], porte sur p, ρ ou u. Nous choisissons la notation par rapport à la pression :

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - c^2 \Delta p = 0 \qquad \text{éq (26)}$$

En considérant une onde sinusoïdale, on aboutit à l'équation de Helmholtz :

$$\Delta p + K^2 p = 0 \qquad \qquad \text{éq (27)}$$

Lorsque l'onde se situe dans un écoulement uniforme dans la direction z, l'équation de Helmholtz devient :

$$\Delta p - M^2 \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} - 2iMK \frac{\partial p}{\partial z} + K^2 p = 0 \qquad \text{éq (28)}$$

 $M = U_0/c$: nombre de Mach

I-3-1.2 Fréquence de coupure

Conduit rectangulaire

a et b : longueur et largeur de la section du conduit

Exemple : fréquence de coupure pour le premier mode (0,1)

 $f_{01} = 0,5 c/b$

En dessous de cette fréquence, seules les ondes planes longitudinales peuvent se propager. Les fréquences plus élevées feront apparaître des ondes obliques dès que $\lambda/2$ sera inférieure à l'une des dimensions transversales.

Conduit cylindrique

 $\chi_{m\mu}$: abscisse du μ^{ieme} zéro de la dérivée de la fonction de Bessel J_m

R : rayon du cylindre

Exemple : fréquence de coupure pour le premier mode (0,1)

$$f_{01} = 0,585 \text{ c/D}$$
 éq (31)

D : diamètre du conduit

I-3-2 RAPPELS DES PRINCIPES GENERAUX DE DISSIPATION D'ENERGIE ACOUSTIQUE DANS LES CONDUITS

Si la transmission d'énergie acoustique doit être réduite, alors certaines modifications sont nécessairement apportées au conduit à parois rigides. Il existe deux moyens pour réaliser cette atténuation :

• Les systèmes résistifs : utilisation de mousses ou matériaux poreux dissipant l'énergie acoustique dans les parois.

 Les systèmes réactifs : création d'interférences par des systèmes mis en série ou en dérivation (tube quart d'onde, résonateur de Helmholtz), qui pour une fréquence particulière, vont causer des interférences destructives.

Ces résonateurs, utilisés en dérivation, associés à un matériau poreux à l'entrée de la cavité permettent d'augmenter l'atténuation en ajoutant une dissipation thermique d'énergie. Cependant, les cavités quart d'onde demandent des encombrements importants puisqu'il faut, par exemple, une longueur de 85 mm pour atténuer une fréquence de 1000 Hz. Ce qui est souvent inenvisageable. Seuls les résonateurs de Helmholtz peuvent atténuer des fréquences basses pour de faibles encombrements. De nombreux travaux (Cf. I-2-2 3) ont été réalisés car ils sont souvent utilisés dans les conduits avec écoulement pulsé, comme les tubulures d'échappement automobile.

Chen [15] étudie théoriquement et expérimentalement l'influence d'une, puis deux cavités de Helmholtz (considérées comme des filtres sélectifs) sur la perte de transmission dans un conduit. Il conclut qu'il existe une perte très importante à la fréquence de Helmholtz, et que l'interaction entre deux cavités n'influe pas si la distance entre les deux est suffisamment grande : la réponse des deux résonateurs étant égale à la réponse de l'un additionnée à la réponse de l'autre.

I-3-3 OPTIMISATION DE L'ABSORPTION PAR UN RESEAU DE CAVITES

La méthode la plus généralement employée pour l'optimisation de l'absorption d'un matériau consiste à déterminer son impédance acoustique de telle manière qu'elle soit égale à l'impédance du milieu de propagation de l'onde sonore.

Rice a réalisé de nombreux travaux [57-69] sur l'optimisation de l'impédance des parois dans les conduits, avec ou sans écoulement. Il a notamment défini le rapport de coupure de mode (mode cutoff ratio ξ) [65] qui se révèle être un paramètre fondamental gouvernant la propagation dans les conduits [67]. Il a élaboré une corrélation entre l'impédance optimum et ξ , ce qui lui a permis de montrer que les modes ayant le même rapport se comportent de façon identique pour un matériau acoustique.

Guess [70] a défini, à partir des travaux de Rice, un modèle d'impédance acoustique spécifique d'une plaque perforée qui prend en compte les effets de la viscosité, du rayonnement ainsi que les effets dus à la réflexion sur l'extrémité arrière des cellules (« backing »), mais aussi les effets non linéaires dus à l'amplitude élevée de l'onde incidente et/ou dus à un écoulement tangentiel stationnaire de fluide.

Dans le cas des NIDA utilisés dans les nacelles de réacteurs d'avion, les méthodes de calcul d'impédance optimale sont très complexes. Elles sont fondées sur l'analyse modale de la propagation sonore dans les conduits (de révolution). Ces calculs prennent en compte la présence de l'écoulement, ainsi que la propagation sonore dans le sens de l'écoulement.

L'absorption d'un matériau réactif, tel que le NIDA, est maximale lorsque la partie imaginaire de l'impédance du matériau s'annule, c'est-à-dire à la fréquence de résonance, et que la partie réelle correspond à l'impédance du milieu fluide environnant.

Un traitement acoustique est dimensionné de telle manière que sa courbe d'impédance soit la plus proche possible de la courbe d'impédance optimale calculée en fonction de la fréquence. Il est difficile cependant de réaliser des structures permettant l'atténuation pour plusieurs fréquences, car on aurait alors plusieurs valeurs d'impédance.

La SNECMA [71] a publié, en 1994, un document concernant la modélisation de l'impédance acoustique des structures NIDA en vue de leur utilisation dans les nacelles de réacteurs. La méthode de dimensionnement de NIDA, à une ou deux couches, est décrite puis validée par de nombreux essais. Cette étude est fondée principalement sur les travaux théoriques de Rice et Guess, de plus, elle prend en compte la dissipation d'énergie provoqué par un matériau poreux sous la peau du NIDA.

Dans une cavité, la fréquence de résonance de Helmholtz est généralement différente de celle du quart d'onde et l'on peut, selon les applications, recourir à l'une ou l'autre de ces résonances.

Nous étudierons, dans le Chapitre V-1, d'une part, la coexistence des deux phénomènes, Helmholtz et quart d'onde, et, d'autre part, le cas très intéressant où f_H et f_{λ} ont la même valeur, dans une même cavité.

I-4- INFLUENCE DE LA FORME DES CAVITES

I-4-1 INFLUENCE DE LA FORME DES RESONATEURS DE HELMHOLTZ SUR LA FREQUENCE DE RESONANCE ET L'ABSORPTION

L'expression du modèle de Rayleigh (éq (10)) ne prend en compte ni la forme de la cavité (indépendamment de son volume), ni la position de l'orifice.

Différents auteurs ont procédé à des comparaisons entre modèles et résultats expérimentaux.

Ingard [18] est le premier à étudier l'effet de différentes géométries du col du résonateur et illustre son étude par de nombreux exemples. Il détermine l'absorption du son en considérant les pertes dues à la viscosité, à la conduction de chaleur et au rayonnement. Il aborde également les effets non linéaires qui jouent sur l'absorption ou la résonance.

I-4-1.1 Influence de la largeur du col : rapport des diamètres d/D

La formule classique (éq (10)) est un développement du premier ordre de la racine carrée du rapport des diamètres de col et de cavité d'un résonateur de Helmholtz.

$$\mathbf{f}_{\text{Helm}} = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{S}{V.(1+\delta)}} = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\left(\frac{d}{D}\right)^2 \frac{1}{L \cdot (1+\delta)}}$$

Bigg [16] propose une correction en développant la formule au troisième ordre. Mohring [1], lui, présente une étude avec un développement au sixième ordre valable pour tous les résonateurs en général, et, une détermination du facteur d'atténuation associé. Il applique ensuite sa formulation à quelques exemples de cavités qu'il valide expérimentalement, puis conclut que la fréquence de résonance et le facteur d'atténuation, dépendent de la forme de la cavité.

Il souligne l'influence importante du rapport de dimension d/D. Nous avons voulu développer plus complètement cet aspect dans le Chapitre V : Optimisation de la forme des cavités. En effet, dans la mesure où, si c'est la forme de la cavité et non sa taille qui est influente sur son atténuation ou son amplification, il serait intéressant de pouvoir adimensionner la cavité afin d'optimiser ces caractéristiques, et ceci, en travaillant sur les rapports dimensionnels.

I-4-1.2 Influence de la profondeur de la cavité et de la forme de l'orifice

Chanaud [2, 17] étudie expérimentalement, l'influence de la profondeur de la cavité ainsi que la forme du col, l'influence des dimensions de la cavité, à volume constant, ainsi que de la position de l'orifice, à surface d'orifice constante. Il approfondit les travaux de Ingard pour développer une correction de col.

Les graphes, présentés par Chanaud [17], montrent que l'écart entre mesures et modèle de Rayleigh est important pour les cavités profondes, par contre, cet écart reste identique pour les deux orifices : circulaire et « bande large ». La différence entre le modèle de Rayleigh et les fréquences de résonance mesurées croît suivant la racine carrée de la profondeur de la cavité, l'erreur induite est de 5% lorsque $K . d \ge 0.387$.

Les résultats sont donc similaires pour ces deux orifices différents. Les dimensions de l'orifice semblent donc avoir peu d'influence sur la façon dont s'écartent, du modèle de Rayleigh, les valeurs expérimentales. En d'autres termes, l'interaction entre le rapport longueur - largeur de l'orifice et la profondeur de la cavité semble faible.

I-4-1.3 Influence des dimensions de la cavité et de la position de l'orifice

Les résultats expérimentaux de Chanaud [2], concernant une cavité parallélépipédique, montrent que la forme de la cavité, pour un même volume, ainsi que la position de l'orifice, ont une forte influence sur la fréquence de résonance. Dans son étude, la fréquence calculée par le modèle de Rayleigh est de 110,4 Hz, alors que les fréquences mesurées sont comprises entre 98,5 Hz et 115,8 Hz.

Les résultats expérimentaux montrent que, pour une cavité cylindrique, l'excentration de l'orifice a une influence de -15% à -11% sur la fréquence de résonance donnée par le modèle de Rayleigh. Cependant, une corrélation existe entre la fréquence mesurée et l'excentration de la cavité : -4% relativement à l'éloignement du col par rapport au centre.

I-4-1.4 Comparaison entre modèles

Comparaison des modèles de Rayleigh, Nielsen et Chanaud

En écrivant l'expression de la propagation d'ondes à l'intérieur de la cavité et l'impédance intérieure pour des orifices circulaires et rectangulaires, Ingard en déduit l'expression de la correction de col intérieure dans le cas d'un orifice circulaire ou rectangulaire centré sur la face de la cavité. Chanaud poursuit ces travaux pour l'étendre à des cavités de forme asymétrique et dont l'orifice n'est pas centré sur la face.

Chanaud compare ce modèle aux modèles de Rayleigh et de Nielsen. La Figure 12 présente les conditions à remplir pour que l'écart de fréquences de résonance entre le modèle de Chanaud et celui de Rayleigh soit inférieur à 1% et 5%.

Modèles de	e Chanaud et Rayleigh	Ecart de 1%	Ecart de 5%	
Cavité	Profondeur	d/a > 2,2	d/a > 3	
	Largeur	d/a < 0,88	d/a < 0,66	
	Dissymétrie	b/a > 1,5	b/a > 2	
Orifice	Taille	$r_0/a > 0.35$	$r_0/a > 0,65$	
	Forme	Non significatif	Non significatif	
	Position	y ₀ /a > 0,08	$y_0 / a > 0,25$	

Figure 12 : Ecart entre les modèles de Rayleigh et Chanaud

Avec : a et b : largeur et longueur de la cavité,

- d : profondeur,
- r₀ : rayon de l'orifice,
- y_0 : distance du centre de l'orifice à l'arête de la cavité.

Ces deux modèles sont fortement limités quant à leurs domaines de validité. La condition la plus contraignante est la position de l'orifice.

Comparaison du modèle d'Ingard avec des expérimentations

Chanaud [2] a repris le modèle développé par Ingard [18], et a comparé les résultats à des expérimentations réalisées par Panton et Miller [4] ainsi que par Selamet, Dickey's et Novak.

Dans chacun des cas, les cavités utilisées sont de forme cylindrique, l'orifice est centré sur la face supérieure et la profondeur du col est constante.

				-					
	Cay	ity		Orifice			Resonance frequency		
Reference	Radius	Depth	Radius	Depth	Center radius	Measured	Theory	% low	
5	1.91	10.82	0.254	0.318	0	252	252.0	0	
5	1.91	18.90	0.381	0.318	0	234	235-2	-0.5	
5	1.91	27.46	0.508	0.318	0	211	211.2	-0.1	
5	1.27	6.10	0.254	0.318	0	498	503.7	-1.1	
5	1.27	10.64	0.381	0.318	0	472	464.3	1.6	
5	1.27	10.64	0.508	0.318	0	538	535·2	0.5	
6	7.66	24.42	2.02	8.5	0	89	84.6	4.9	
6	6.37	35.28	2.02	8.5	0	87	82.9	4.7	
6	5.08	55-55	2.02	8.5	0	81	77.7	4.1	
6	4.47	71.65	2.02	8.5	0	75	72.7	3.1	
6	3.86	96.01	2.02	8.5	0	66	64.6	2.1	
6	3.10	148.5	2.02	8.5	0	50	49.6	0.8	

Figure 13 : Comparaison du modèle avec l'expérimentation

Bien que les cavités soient de forme identique, les dimensions sont différentes et les fréquences de résonance varient. Dans l'étude de Panton, elles sont comprises entre 250 et 540 Hz, alors que pour Selamet, elles sont comprises entre 50 et 90 Hz.

Les valeurs calculées sont très proches de celles mesurées par Panton (écart compris entre -1,1% et +1,6%) et assez proches de celles mesurées par Selamet (écart de +0,8% à +4,9%). Il semble donc que ce modèle soit plus proche des expérimentations de Panton que de Selamet.

D'après Ingard, la limite supérieure d'utilisation de sa correction de col est : d/D = 0.4.

En comparant les deux modèles de Chanaud et de Ingard, le domaine de validité serait plutôt compris entre les valeurs d/D = 0,22 et d/D = 0,52. Il est possible que les cavités larges et peu profondes n'aient pas été utilisées, et que la limite inférieure n'aie pas été détectée.

I-4-1.5 Influence de la forme du col sur l'absorption

Tang [72] a réalisé une étude théorique et expérimentale afin d'évaluer l'influence de la conicité du col sur la fréquence de résonance, le facteur d'absorption et l'impédance du résonateur. Le modèle de résonateur étudié est celui présenté sur la figure 10 :



Figure 10 : Résonateur de Helmholtz avec un col en forme de cône

Il résulte de cette étude que la conicité du col est très influente sur le facteur d'absorption, plus le cône est ouvert moins il y a de résistance et donc, plus le facteur d'absorption est grand. Dans son expérimentation, le facteur d'absorption passe de 0,6 pour une pente de cône nulle, à plus de 0,8 pour des pentes supérieures à 49%. Dans une bien plus faible mesure, il existe une variation de fréquence de résonance suivant les variations de la pente conique et des différentes longueurs caractéristiques. Tang précise que la théorie de Chanaud [2] améliore l'estimation de la fréquence de 4%, cette estimation théorique étant, dans tous les cas, sous estimée.

I-4-2 ABSORPTION ACOUSTIQUE PAR LES NIDA PERFORES

I-4-2.1 Influence de la forme polygonale de la cavité et de l'excentration des trous

Les plaques NIDA, comme on l'a vu, sont constituées d'une âme alvéolaire polygonale comprise entre deux plaques rigides, dont l'une est percée de trous dès lors qu'elles sont utilisées pour leurs propriétés acoustiques.

Le modèle de Chanaud [2] est validé par l'expérimentation pour des cavités de forme cylindrique et rectangulaire. L'un des résultats marquant de l'étude est l'influence de l'excentration de l'orifice sur la fréquence de résonance pour les cavités étudiées : parallélépipédique et cylindrique. La Figure 14 présente la variation de fréquence de résonance par rapport à l'excentration de l'orifice pour ces deux types de cavités.





Les expérimentations montrent que la variation de fréquence est significative pour des orifices fortement excentrés, qu'elle n'est pas linéaire et qu'elle est plus importante pour des cavités cylindriques que pour des cavités parallélépipédiques.

La Figure 15 présente un carré, un cercle et un hexagone ayant la même surface. En terme de géométrie, l'hexagone est une forme comprise entre le carré et le cercle. Cela amène à penser que pour une cavité à base hexagonale, les variations suivent la même tendance que les cavités à base carrée ou circulaire.



Figure 15 : Polygones

Chanaud explique que l'enjeu est de développer une série de résonateurs de Helmholtz pour une bande de fréquence en utilisant des cavités hexagonales (industriellement faciles à réaliser), de taille uniforme, placées entre deux plaques. Pour couvrir une bande de fréquence la plus large possible, deux possibilités existent : faire varier, soit le diamètre des trous, soit leur excentration. Une excentration variable est industriellement plus réaliste ; si le pas diffère de la distance inter cavité, on aura une répartition aléatoire de l'excentration des trous.

I-4-2.2 Influence d'une variation de l'épaisseur du matériau NIDA

Une autre solution pour couvrir une large gamme de fréquences consiste à faire varier la profondeur des cavités en jouant sur l'épaisseur du NIDA.

Chapman [73] a déposé un brevet en 1981, sur la conception d'un matériau absorbant formé d'un réseau de cavités dont la longueur varie (Cf. Figure 16).



Figure 16 : Forme permettant l'atténuation du bruit sur une bande de fréquences

Il existe alors une multitude de fréquences de Helmholtz et de quart d'onde, ce qui permet l'atténuation sur de larges bandes de fréquences.

Hehmann [74] a défini une solution consistant également à faire varier la longueur des cavités, mais cette fois-ci en conservant une distance entre les peaux constante et en faisant varier l'inclinaison des différentes cavités (Figure 17).

Les formules de Helmholtz et de quart d'onde que nous avons vu précédemment, sont applicables dans le cas de cavités « droites ». Lorsque les cavités sont inclinées, la longueur de cavité qui intervient dans les formules prend un sens différent. Pour la formule de Helmholtz, elle correspond à la distance verticale entre les deux extrémités (longueur x'). En ce qui concerne la formule du quart d'onde, la longueur de la cavité correspond à la longueur « inclinée » (longueur x).



Figure 17 : cavités juxtaposées d'inclinaisons différentes

On peut donc réaliser un matériau sandwich d'épaisseur constante avec des cavités d'inclinaison variable, ce qui a pour effet de couvrir une large bande de fréquences correspondant aux différentes fréquences quart d'onde.

Bien que théoriquement valable, cette solution est difficilement industrialisable à cause de la difficulté de réalisation d'un ensemble de cavités connexes ayant des inclinaisons différentes.

I-4-2.3 Influence du couplage entre les résonateurs

Griffin [31, 32] a étudié l'influence de résonateurs de Helmholtz couplés mécaniquement par une membrane qui n'est pas infiniment rigide sur la fréquence de résonance et la perte de transmission. Certes, par rapport à une cavité, le couplage de deux cavités diminue l'atténuation obtenue à la fréquence de résonance (qui varie légèrement car les propriétés mécaniques interviennent), mais augmente l'atténuation globale qui se fait sur une plus large bande. Cette plage augmente quand les cavités sont différentes (Cf. Figure 18).



Figure 18 : Spectres d'atténuation de différents systèmes de résonateurs

Le couplage mécanique peut être réalisé de différentes manières : orifice faisant communiquer les deux cavités, paroi flexible commune,...

I-5- CONCLUSION

Cette synthèse bibliographique révèle que différents modèles et beaucoup de corrections existent pour calculer la fréquence de résonance d'une cavité de Helmholtz : une importance toute particulière a été attachée à appliquer ces modèles à des cavités à base circulaire et à base carrée. Certaines études laissent penser que les modèles ayant été validés pour les formes citées ci-dessus, sont également applicables à d'autres formes semblables telles que les cavités à base hexagonale.

De plus, de nombreux paramètres, autres que le volume de la cavité, influent sur la fréquence de résonance. La forme de la cavité, la position de l'orifice et ses détails de forme jouent un rôle important.

D'autre part, beaucoup de travaux ont été réalisés sur le comportement des matériaux nids d'abeilles ; c'est, en effet, vers ce type de matériau, déjà utilisé dans l'aéronautique pour des raisons de rigidité et de légèreté, que porteront de nombreuses applications industrielles.

C'est pourquoi, nous nous proposons d'étudier et de déterminer les phénomènes physiques relatifs au comportement de ce matériau particulier lorsqu'il est soumis à diverses sollicitations : une onde acoustique, une onde acoustique couplée à un écoulement d'air, ou encore, à des vibrations.

CHAPITRE II

ETUDE DU COMPORTEMENT

D'UNE PLAQUE NIDA SOUMISE A

UN CHAMP ACOUSTIQUE

L'objectif de ce chapitre n'est pas ici, d'évaluer l'influence de la forme ou des rapports dimensionnels des cavités sur l'atténuation (cela fait l'objet du Chapitre V-2), mais de justifier que la structure nids d'abeilles (NIDA) peut être modélisée par des résonateurs de Helmholtz, et que le couplage des cavités dans les NIDA induit une réduction de l'absorption mais une augmentation de la bande de fréquences atténuée.

Des moyens de mesure différents ont été mis en place pour étudier expérimentalement l'atténuation de cavités de type Helmholtz et de plaques NIDA soumises à un champ acoustique, et les résultats ont été comparés à ceux trouvés dans la vaste bibliographie à ce sujet.

Dans le but de vérifier le pouvoir absorbant d'une plaque NIDA soumise à une onde acoustique, une étude expérimentale a été réalisée afin de qualifier l'atténuation obtenue pour différentes cavités de type Helmholtz ainsi que sur des plaques NIDA.

Deux méthodes de mesures du facteur d'absorption sont communément employées et sont normalisées : le tube à ondes stationnaires [75] et la chambre réverbérante [76]. D'autres méthodes, fondées sur l'un ou l'autre des principes précédents, sont développées : par exemple, la cabine α qui répond à la contrainte de faible surface testée (1,2m² au lieu de 10 m² pour la chambre réverbérante) [77].

Nous souhaitons mettre en oeuvre une méthode de mesure qui permette de déterminer l'atténuation provoquée par des cavités, mais aussi, par des plaques NIDA. La contrainte majeure, dans ce cas, est la variation de surface « active » entre une seule cavité et une plaque comportant une multitude de cavités.

Etant données les dimensions des échantillons (600 x 600 pour les plaques NIDA et d = 10 pour les cavités seules), les méthodes précédemment citées n'ont pas été retenues. D'autre part, les incidences sur les parois étant rarement normales, nous avons préféré concevoir et réaliser un banc d'essais à incidence oblique.

Brillouin [21] démontre que la fréquence pour laquelle un maximum d'absorption existe, ne dépend pas de l'angle d'incidence et est égale à la fréquence fondamentale de la structure étudiée (ex : structure cloisonnée). C'est pourquoi, nous avons décidé d'élaborer un banc à incidence qui nous donnera une absorption maximale aux fréquences fondamentales des plaques NIDA et de cavités de type Helmholtz.

Cependant des essais supplémentaires ont été réalisés afin de comparer les résultats obtenus avec un autre moyen de mesure : sur le banc à ondes planes progressives longitudinales (Cf. III-2-1 1) pour les cavités seules et en caisson réverbérant pour les plaques NIDA.

II-1- CONCEPTION DU BANC A INCIDENCE

II-1-1 PRINCIPE

La méthode choisie repose sur la mesure d'une onde sonore réfléchie sur une surface. La précision sur les résultats est garantie en réalisant une mesure comparative entre l'atténuation d'une surface percée débouchant sur une cavité (ou plusieurs cavités : NIDA) et une surface non percée de même nature placée dans les mêmes conditions. Nous évaluons donc l'influence d'une cavité ou d'un NIDA sur l'atténuation acoustique, toutes choses égales par ailleurs.

Le banc à incidence est conçu de manière à mesurer la réponse d'une (ou plusieurs) cavité(s) excitée(s) par une onde sonore correspondant à un signal de type sinus, balayage en fréquence ou bruit blanc.

La Figure 19 schématise le banc où l'onde est envoyée par un haut-parleur et récupérée par un microphone après réflexion sur la surface. Le banc est conçu pour limiter au maximum le passage direct du signal vers le microphone. Toutefois, l'absorption provoquée par une cavité restant faible, l'expérimentation reste délicate car le rapport S/B est très faible (S correspond au signal réfléchi et B au signal parasite transmis).

II-1-2 BANC D'ESSAIS



Figure 19 : Banc à incidence

Des essais préliminaires montrent une bonne répétabilité des résultats obtenus.

Afin de pouvoir s'abstraire du bruit de fond et augmenter le rapport S/B, les dimensions de la cavité doivent être suffisantes pour pouvoir mesurer leur effet. De même, le diamètre du col doit être grand pour que le rapport surface percée sur surface non percée soit important.

II-2- ETUDE EXPERIMENTALE SUR DES CAVITES

L'objectif est d'évaluer l'atténuation du niveau sonore provoquée par une cavité de type Helmholtz en fonction de ses dimensions et de l'interaction avec des cavités adjacentes.

II-2-1 MESURES SUR UNE CAVITE

II-2-1.1 Choix des cavités

Les cavités ont été définies dans le but de réaliser une étude sur l'optimisation de forme en faisant varier divers paramètres dimensionnels (Cf.Chapitre V).

Nous nous contenterons, dans ce chapitre, de donner les résultats relatifs aux fréquences théoriques et expérimentales ainsi qu'à l'atténuation obtenue pour quelques cavités.

Ces cavités sont répertoriées dans le Tableau 1 selon les dimensions caractéristiques définies en Figure 20.



Figure 20 : Dimensions caractéristiques d'une cavité de Helmholtz

II-2-1.2 Protocole

La première étape consiste à faire la mesure sur une plaque non percée en aluminium (de même nature que la plaque percée). Le générateur de bruit envoie un signal de type bruit blanc sur le haut-parleur (à chambre de compression), via un amplificateur Luxman A225. Le microphone LEM électrodynamique récupère le signal réfléchi par la plaque. Un analyseur de

spectre 2032 B&K permet de visualiser le spectre de la réponse obtenue. La courbe obtenue sert de référence.

Après avoir positionné la cavité à étudier à la place de la plaque non percée, la deuxième étape permet, par comparaison, d'évaluer la fréquence de résonance de la cavité, ainsi que l'atténuation obtenue.

II-2-1.3 Résultats

Le Tableau 1 et la Figure 21 présentent les résultats des mesures comparées aux valeurs théoriques des fréquences de Helmholtz (Cf. éq (10) et (12) et du quart d'onde (Cf.éq (24)) ainsi que les mesures d'atténuation pour les cavités étudiées.

N°	Dimensions	$f_{\rm H}$	f_{λ}	f_{exp}	Atténuation
Cavité	D*L*d*l				à f _{exp}
	mm	Hz	Hz	Hz	dB
1	30*64*10*3	635	1328	690	12
2	16*65*10*3	1185	1308	1030	9
3	25*64*8*4	634	1328	629	6
4	30*80*8*4	471	1063	466	8,9
5	30*40*8*8	593	2125	623	2

Tableau 1 : Comparaison entre fréquences mesurées et calculées des cavités, mesure de l'atténuation



Figure 21 : Mesure de l'atténuation de la cavité n°1 -Courbes comparatives avec (en rouge) et sans (en bleue) cavité Axe X : f (Hz), Axe Y : 3 dB/div

Les fréquences mesurées expérimentalement se rapportent, sans conteste, au phénomène de Helmholtz, et non pas au quart d'onde. Les différences proviennent de l'incertitude liée à la correction de col (Cf. I–1-2 2).

Nous constatons également que l'atténuation varie de façon très importante : entre 2 et 12 dB, suivant les dimensions des cavités. Ceci nous incitera à mener une étude sur l'influence des dimensions des cavités pour optimiser l'atténuation provoquée par le phénomène d'absorption dans le Chapitre V. Le but étant, alors, de mieux maîtriser leurs formes pour améliorer leur efficacité.

II-2-2 ETUDE DE L'INTERACTION ENTRE CAVITES

Pour étudier l'interaction entre plusieurs cavités, nous allons comparer les résultats successivement obtenus pour une cavité de Helmholtz simple, sept cavités connexes non couplées puis, sept cavités connexes couplées latéralement par des trous de connexion.

II-2-2.1 Essai sur un résonateur de Helmholtz simple

Un premier essai a été réalisé sur un résonateur de Helmholtz simple dont les dimensions sont : D = 13 mm, L = 25,5 mm, d = 2,5 mm, l = 1,5 mm.

La Figure 22 présente le spectre d'atténuation de la cavité dans le domaine 0 - 2500 Hz ; l'atténuation n'est pas significative à $f_{H th} = 1082$ Hz. Ceci est essentiellement dû au fait que la surface « active » est très petite (diamètre de 2,5 mm) par rapport à la surface réfléchissante du banc (diamètre de 30 mm).


Figure 22 : spectre d'atténuation d'une cavité simple

II-2-2.2 Essai de 7 cavités connexes non couplées

Afin d'augmenter la surface active, plusieurs cavités sont testées simultanément.

La Figure 23 présente les sept cavités disposées à la manière d'un nid d'abeilles, les cavités ne sont pas couplées entre elles.



Figure 23 : 7 cavités connexes non couplées



Figure 24 : spectre d'atténuation de 7 cavités connexes non couplées

Le spectre, Figure 24, montre l'atténuation causée par les 7 résonateurs non couplés. Le pic d'atténuation est situé à 1125 Hz, proche de la valeur calculée (1082 Hz). Nous observons une atténuation importante, supérieure à 5 dB.

II-2-2.3 Essai de 7 cavités couplées

La Figure 25 présente maintenant l'essai où la cavité centrale est reliée à chacune des cavités qui lui sont juxtaposées par des trous de communication latéraux de diamètre 6 mm.



Figure 25 : 7 cavités couplées



Figure 26 : spectre d'atténuation de 7 cavités couplées

La Figure 26 montre qu'il existe un pic d'atténuation se situant entre 1125 et 1250 Hz. Le spectre obtenu montre des divergences par rapport au spectre précédent (Figure 24). Si l'atténuation maximale est un peu plus faible (environ 1 dB), la courbe d'atténuation s'est, elle, élargie, tandis que le pic de fréquence s'est décalé. Nos résultats sont en accord avec les calculs de Griffin [31, 32]. Nous pensons que ces variations sont dues aux pertes par frottement dans les trous latéraux alors que les cavités sont excitées avec un décalage temporel dû à l'incidence de l'onde.

II-2-3 ATTENUATION D'UNE ONDE SONORE EN FONCTION DE SA FREQUENCE ET DU NOMBRE DE CAVITES

L'objectif de l'expérience est de déterminer la capacité d'absorption sonore de cavités soumises à une excitation acoustique, avec un autre moyen de mesure constitué du banc à ondes planes progressives longitudinales, détaillé dans le Chapitre III, et adapté uniquement pour des cavités isolées.

II-2-3.1 Protocole expérimental

L'étude est menée avec trois cavités identiques résonnant à 1000 Hz :

- le haut-parleur produit une onde sonore à une fréquence donnée, alors qu'aucune cavité ne se trouve sur le banc d'essai. Le niveau sonore initial, dans le tube, est réglé à Lp = 119 dB.
- une cavité est installée sur le banc d'essai, de sorte que son col affleure l'intérieur du tube. Le niveau sonore est relevé.
- l'étape précédente est répétée pour 2, puis 3 cavités sur le banc.

Les essais ont été réalisés pour différentes fréquences du haut-parleur : 700 Hz, 1000 Hz (soit la fréquence de résonance des cavités), 1300 Hz et 1600 Hz.

II-2-3.2 Résultats obtenus et interprétation

Les résultats moyennés sont reportés sur la Figure 27 :



Figure 27 : Niveau sonore en fonction du nombre de cavités.

Dans le cas de cavités accordées sur la fréquence incidente, l'atténuation est importante et augmente avec le nombre de cavités (pour atteindre 7 dB avec 3 cavités).

Quand on s'éloigne de la fréquence des cavités, le phénomène subsiste mais avec une amplitude beaucoup plus faible.

II-3- ETUDE EXPERIMENTALE SUR DES PLAQUES NIDS D'ABEILLES

L'objectif de cette étude est d'évaluer le phénomène d'atténuation par absorption des plaques NIDA et de définir si les cavités peuvent s'apparenter à des résonateurs de Helmholtz.

II-3-1 CARACTERISTIQUES DES PLAQUES ETUDIEES

Sept plaques de dimensions 600×600 mm ont été fournies par la société Hurel Dubois et correspondent aux plaques utilisées dans la fabrication des nacelles de réacteur.

Le Tableau 2 donne les caractéristiques des plaques. Les dimensions évoluent peu, seuls le diamètre des trous et le pas changent, induisant une variation de l'OAR.

Plaque	D	L	d	1	pas	OAR
NIDA	mm	mm	mm	mm	mm	%
1	9,52	25,4	1,55	1,4	4,4	10
2	9,52	25,4	1,55	1,4	5,0	7,8
3	9,52	25,4	1,55	1,4	5,9	6
4	9,52	25,4	1,55	1,4	4,7	9,2
5	9,52	25,4	2	1,4	6,0	8,7
6	9,52	25,4	2	1,4	7,6	6,0
7	9,52	25,4	2,5	1,4	9,4	6,4

Tableau 2 : Caractéristiques dimensionnelles des plaques NIDA

Le nombre de trous moyen par cavité est calculé à partir de l'OAR, éq (25), et figure dans le Tableau 3.

L'observation des plaques montre qu'il existe des trous bouchés par la colle et des trous positionnés sur deux alvéoles, ce qui engendrent une diminution de n.

En prenant une zone de 20 par 20 trous (400 trous) sur la plaque 1 :

- 43 trous sont bouchés par la colle,
- 25 trous sont positionnés entre deux cavités.

Le nombre moyen réel de trou est calculé (Tableau 3) avec une perte de 17%.

Les cavités peuvent donc contenir 1, 2, 3, jusqu'à 4 trous selon les plaques (cela dépend du diamètre et du pas), ainsi que des trous de petite taille notés <u>0</u> (pour ceux positionnés entre deux cavités), avec un taux plus ou moins important dépendant de n réel. Les plaques 5, 6 et 7 ne contiennent qu'un seul trou entier par cavité et/ou des « moitiés » de trous. La plaque 7 ne peut contenir qu'un trou entier ou des « moitiés » de trou.

Plaque NIDA	n théorique	n réel	nb de trous par
			cavité
1	3,77	3,13	<u>0</u> +1, 2, 3, 4
2	2,94	2,44	<u>0</u> +1, 2, 3
3	2,26	1,87	<u>0</u> +1,2
4	3,47	2,88	<u>0</u> +1, 2, 3
5	1,97	1,63	<u>0</u> +1
6	1,36	1,12	<u>0</u> +1
7	0,93	0,77	<u>0</u> +1

Tableau 3 : Nombre de trous par cavité

II-3-2 MESURE DE L'ABSORPTION DES PLAQUES NIDA A L'AIDE DU BANC A INCIDENCE

Le principe et le banc d'essais utilisés sont les mêmes que précédemment afin de réaliser les mesures d'atténuation et de fréquence de résonance sur les plaques NIDA à notre disposition. Il est à noter que la surface correspondant aux perforations est plus importante ici que pour les cavités précédemment étudiées, le rapport signal sur bruit en est donc augmenté, impliquant une amélioration de la précision de la mesure.

II-3-2.1 Résultats

Le Tableau 4 ainsi que les Figure 28 et Figure 29 présentent les résultats des mesures comparées aux valeurs théoriques des fréquences de Helmholtz. Celles-ci sont calculées avec la correction apportée par Ingard [18] donnée par éq (17), à savoir :

Pour 2 trous :

$$\delta = 0.96 \sqrt{\frac{S}{n}}$$

La formule est adoptée quel que soit le nombre de trou n.

La section de col utilisée dans la formule de Helmholtz tient compte du nombre moyen d'orifices par cavité, noté n, d'où la fréquence :

$$f_{H} = \frac{c}{2\Pi} \sqrt{\frac{nS_{col}}{V(l+0.96\sqrt{\frac{S_{col}}{n}})}}$$

Plaque	n	f _{1 exp}	Atténuation	f _{2 exp}	Atténuation	$f_{Hth\acute{e}}$	$f_{Hth\acute{e}}$	$f_{Hth\acute{e}}$	$f_{H\ th\acute{e}}$
NIDA		Hz	dB	Hz	dB	1 trou	2 trous	3 trous	n trous
						Hz	Hz	Hz	Hz
1	3,77	1090	6	1530	6	1061	1619	2060	2354
2	2,94	1050	8	1460	8	1061	1619	2060	2036
3	2,26	1040	7	1450	7	1061	1619	2060	1742
4	3,47	1070	6.5	1480	6	1061	1619	2060	2243
5	1,97	1050	6	1460	6	1281	1978	2532	1960
6	1,36	1040	8	1430	6	1281	1978	2532	1556
7	0,93	1050	8	1440	7.5	1502	2341	3014	1433

Tableau 4 : Comparaison entre fréquences mesurées et calculées



Figure 28 : comparaison entre les fréquences de résonance mesurées f1 et f2 et les fréquences de Helmholtz calculées pour des matériaux NIDA avec 1, 2, 3 et n trous



Figure 29 : Exemple de spectre en fréquence pour la plaque NIDA n°2 Plaque non percée (noire), Plaque percée (rouge) Axe X : f (Hz) de 0 à 2500, Axe Y : 10dB/div

L'allure des spectres pour toutes les plaques est identique à la Figure 29. Plusieurs zones d'atténuation apparaissent : 3 sur la figure, 2 se retrouvent systématiquement et sont sensiblement identiques pour toutes les plaques, elles sont notées f1 et f2 dans le Tableau 4.

II-3-2.2 Analyse et conclusion

Les pics de fréquences obtenus pour les plaques ne sont pas aussi marqués que pour les cavités uniques (comparaison des Figure 29 et Figure 21). En effet, les cavités des plaques

sont couplées entre elles, provoquant une atténuation certes plus faible mais sur une bande de fréquences beaucoup plus large : environ 50 Hz pour une cavité et 200 Hz pour une plaque, autour de la fréquence de Helmholtz.

Il est indéniable que la formule de Helmholtz est ici bien adaptée. La fréquence théorique f_{H1} correspond à f1, tandis que f_{H2} se rapproche de f2, pour les plaques 1 à 4. Les écarts peuvent être imputés à la difficulté de définir précisément une fréquence sur le spectre étant donné la largeur fréquentielle de la zone atténuée, mais aussi au choix de la correction de col.

En ce qui concerne les plaques 5 à 7, f_{H1} correspond à f2 ; en effet, pour ces plaques, il n'existe qu'un trou entier par cavité. La fréquence f1 correspond à la fréquence de résonance des « moitiés » de trou. Ce qui implique que, pour des diamètres de col au moins égaux à 2 mm et en nombre important, les cavités comportant des « moitiés » de trou résonnent (puisque nous ne retrouvons pas la fréquence pour les plaques 1 à 4).

On remarque également que l'atténuation obtenue est à peu près toujours identique (de 6 à 8dB) quelles que soient la fréquence et la plaque. Cependant, il nous est, ici, impossible de conclure sur l'optimisation des dimensions, puisque seul change le diamètre du col (et le pas, donc le nombre de trous par cavité).

II-3-3 MESURE DU COEFFICIENT D'ABSORPTION DES PLAQUES NIDA A L'AIDE D'UN CAISSON REVERBERANT

L'objectif de l'expérience est de déterminer l'absorption des plaques NIDA soumises une excitation acoustique avec un autre moyen de mesure.

Pour cela, nous avons conçu un caisson réverbérant basé sur la norme S 31 003 [78]. Nous déterminerons ainsi le coefficient d'absorption de Sabine à l'aide du temps de réverbération T_r .

II-3-3.1 Banc d'essais : caisson réverbérant

La Figure 30 présente les éléments du dispositif de mesure dans le caisson. Le volume du caisson $(1m^3)$ a été déterminé de façon à obtenir un bon compromis entre une différence significative du temps de réverbération avec et sans échantillon (T_r compris ici entre 100 et 700 ms) et une surface d'échantillon NIDA significative par rapport à la surface du caisson.

Ce caisson a été construit spécialement pour ces essais, ses parois sont composées de plusieurs épaisseurs de panneaux de bois aggloméré présentant une rigidité et une masse conséquentes : deux fois deux plaques de 20 mm séparées par 50 mm de laine de roche.



Figure 30 : caisson réverbérant

Malgré l'utilisation de deux haut-parleurs disposés dissymétriquement afin de rendre le champ sonore le plus diffus possible, les modes de salles risquent d'exister, c'est pourquoi, on a décidé d'utiliser un signal vobulé (signal sinusoïdal modulé en fréquence) afin de limiter le nombre de positions différentes du microphone dans le calcul d'une moyenne et d'augmenter la précision du T_r .

II-3-3.2 Protocole expérimental

Le niveau sonore doit être important par rapport au bruit de fond de manière à pouvoir calculer le T_r sur une décroissance de 60 dB. La décroissance du T_r est exponentielle, pour simplifier la mesure il est possible d'utiliser une base logarithmique de façon à obtenir une droite.

Au vu des résultats obtenus avec le banc à incidence, où la bande d'atténuation des NIDA est de l'ordre de 200 Hz, les mesures ont été faites par bande de fréquences de 100 Hz. Pour chacune d'elles, on détermine le T_r avec et sans échantillon. La fréquence de modulation est de 90 Hz, elle a été déterminée de façon à ce que la pression acoustique dans le caisson ne varie pas.

II-3-3.3 Résultats

A partir des valeurs de T_r obtenues, le coefficient de Sabine est calculé par la formule :

$$\alpha_{\text{NIDA}} = \frac{0.16 \cdot V}{S_{\text{NIDA}}} \left(\frac{1}{T_0} - \left(1 - \frac{S_{\text{NIDA}}}{S_0} \right) \cdot \frac{1}{T_{\text{NIDA}}} \right)$$

L'indice 0 correspond à : sans échantillon.

Les courbes des essais sont présentées en Annexe 1. Un exemple est présenté en Figure 31.



Absorption de l'échantillon n°1

Figure 31 : Coefficient d'absorption de la plaque NIDA n°1

Le coefficient de Sabine est une approximation du facteur d'absorption, c'est pourquoi on peut trouver des valeurs « aberrantes », c'est-à-dire >1.

Plaque	n	Bande	$\alpha_{\rm S}$	Bande	$\alpha_{\rm S}$	F _{H thé}	F _{H thé}	F _{H thé}	F _{H thé}
NIDA		centrée sur		centrée sur		1 trou	2 trous	3 trous	n trous
		Hz		Hz		Hz	Hz	Hz	Hz
1	3,77	1200	0,95	1400	1,1	1061	1619	2060	2354
2	2,94	1700	1,2	2400	1	1061	1619	2060	2036
3	2,26	1600	1,9	2200	0,9	1061	1619	2060	1742
4	3,47	1300	1,2	1700	0,9	1061	1619	2060	2243
5	1,97	1000	0,9	1500	1,1	1281	1978	2532	1960
6	1,36	1000	0,9	1600	1,7	1281	1978	2532	1556
7	0,93	1400	1,4	1700	1,6	1502	2341	3014	1433

 Tableau 5 : Comparaison entre fréquences mesurées et calculées

Le Tableau 5 récapitule les résultats obtenus.

La précision de ce moyen de mesure n'est pas adaptée à ce que l'on veut observer. Les résultats obtenus sont beaucoup moins fins que pour l'expérimentation précédente. Si on retrouve les tendances, certaines atténuations ne sont pas repérées : par exemple, la première fréquence pour les plaques 2 et 3, ou la fréquence des « moitiés » de trou pour la plaque 7.

II-4- CONCLUSION

Un banc d'essais spécifique a été conçu afin d'étudier à la fois des cavités de Helmholtz et des plaques NIDA soumises à une onde acoustique, permettant ainsi la comparaison des résultats obtenus.

Les essais réalisés montrent, comme nous nous y attendions, qu'une atténuation, plus ou moins importante, est obtenue par une cavité ou une plaque NIDA soumise à un champ acoustique, à sa fréquence de Helmholtz. Cette étude comparative permet de justifier que la structure nids d'abeilles (NIDA) peut être modélisée par des résonateurs de Helmholtz.

Pour l'étude des cavités seules, il existe une variation importante de l'atténuation selon les dimensions de celles-ci ; il serait donc intéressant d'évaluer l'influence de la forme ou des rapports dimensionnels des cavités sur leurs atténuations, ce qui fera l'objet du chapitre V-2. Quand les résonateurs sont couplés, par un orifice dans notre cas, le comportement de l'ensemble est modifié. Tout d'abord, la fréquence du pic d'atténuation s'éloigne de la fréquence de Helmholtz. L'atténuation diminue et, la bande de fréquences atténuées s'élargit, ce qui confirme les résultats de Griffin [31, 32].

Le couplage entre cavités est certainement la clé de l'explication des différences entre la théorie de Helmholtz et son application à des matériaux sandwich à âme nids d'abeilles. Nous avons constaté l'influence d'orifices faisant communiquer entre elles les cavités, mais le couplage peut être réalisé d'autres façons. Si la paroi entre deux cavités est commune, légère et assez flexible pour vibrer, on obtient également un couplage mécanique, ce qui n'est pas le cas dans notre expérience.

Malgré une deuxième expérimentation sur les plaques NIDA qui n'a pas donné de résultats précis, dû au fait que le caisson réverbérant est trop éloigné des conditions optimales de mesure du coefficient d'absorption (par rapport à la chambre réverbérante ou même à la cabine α qui sont normalisées), les résultats obtenus sur les plaques NIDA dans la première expérimentation sont intéressants. En effet, les fréquences f1 et f2, trouvées expérimentalement, correspondent aux premières fréquences théoriques : pour 1 et 2 trous (plaques 1 à 4) et, pour les « moitiés » de trou et 1 trou (plaques 5 à 7 qui ne peuvent contenir plus d'un trou). De plus, les atténuations obtenues sont du même ordre de grandeur quelles que soient la fréquence et la plaque (6 à 8 dB). Cependant, les atténuations obtenues, alors que

nous avons affaire à une multitude de cavités, semblent relativement faibles. On peut donc se demander si le phénomène d'absorption va compenser le bruit supplémentaire généré par un flux sur des plaques percées. Cette étude fait l'objet du prochain chapitre.

CHAPITRE III

ETUDE DU COMPORTEMENT DE

CAVITES EXCITEES SIMULTANEMENT

PAR UN ECOULEMENT D'AIR

ET PAR UNE SOURCE ACOUSTIQUE

L'objectif de ce chapitre est de valider, théoriquement et expérimentalement, une nouvelle théorie sur le comportement de cavités excitées à la fois par un écoulement d'air et par une onde acoustique, dans des conditions d'acoustique linéaire ($L_p < 120 \text{ dB}$) et de vitesse d'écoulement faible (v de l'ordre de 30 m/s).

Il s'agit de valider l'hypothèse selon laquelle il existe un contrôle réactif par auto-adaptation de la réponse de la cavité par rapport à la source extérieure, induisant une atténuation du niveau acoustique global. La cavité, excitée par un écoulement d'air, re-rayonne à sa fréquence de résonance. Cette onde se cale automatiquement sur l'onde extérieure (de même fréquence) de façon à atténuer le niveau acoustique de l'ensemble.

La première partie présente la théorie que nous avons émise, à savoir le principe de comportement des cavités induisant un phénomène de calage, puis, la méthode employée afin de démontrer nos hypothèses.

La deuxième partie présente l'étude expérimentale menée, tout d'abord pour une cavité, dans des conditions simplifiées afin de mettre en évidence le phénomène de calage, puis dans des conditions de champ libre, et enfin, pour deux cavités afin d'évaluer leur interaction.

La troisième partie présente la démonstration de la directivité d'un réseau de cavités qui, soumis à une onde sonore, va permettre d'optimiser son atténuation acoustique.

III-1- THEORIE ELABOREE SUR LE COMPORTEMENT DE CAVITES EXCITEES A LA FOIS PAR UN ECOULEMENT D'AIR ET PAR UNE ONDE ACOUSTIQUE

Le mécanisme d'atténuation n'est plus pensé ici comme une absorption de l'onde sonore incidente par des cavités, mais comme l'interaction entre deux sources sonores (Hayne [79, 80]) : l'une provenant de la source à atténuer, l'autre de l'onde générée par la cavité excitée sur sa résonance par l'écoulement rasant. La théorie imaginée repose sur le principe bien connu du contrôle actif de bruit (Cf. I-2-2.4).

III-1-1 HYPOTHESE DE COMPORTEMENT : PRINCIPE DU CONTROLE REACTIF DE BRUIT

Considérons une cavité soumise à la fois à une onde acoustique et à un flux d'air.

En s'appuyant sur la théorie (Cf. Chapitre I–2-2) ainsi que sur les expériences déjà réalisées (Cf. Annexe 6), nous savons que la cavité soumise au flux d'air est bien résonnante, elle va rayonner une puissance acoustique importante à sa fréquence de Helmholtz f_H . La cavité soumise à un flux d'air devient donc une source sonore de fréquence et d'intensité dépendant de sa géométrie et de la vitesse d'écoulement.

Or, puisqu'il a été constaté qu'il existe une atténuation acoustique lorsque cette cavité est en même temps soumise à une onde sonore incidente, nous formulons l'hypothèse que lorsque l'onde sonore (de fréquence f_H) atteint la cavité résonnante, un phénomène de calage de phase entre les deux ondes doit s'opérer. Il faut, de plus, que ce calage se produise avec une phase non nulle, et si possible la plus proche de π . Comme ce n'est pas l'onde extérieure qui peut changer, c'est la cavité qui va s'adapter en phase (pour diminuer l'énergie globale du système) et créer autour du col de la cavité une zone de pression encore plus faible [79, 80]. Ce phénomène fait penser au principe de contrôle actif, à la différence qu'aucune énergie électrique n'est ici nécessaire.



Figure 32 : Principe du contrôle réactif

Par extension, pour un réseau de cavités, nous pouvons penser que, successivement, chacun des résonateurs va se synchroniser avec l'onde incidente, avec un déphasage inter-cavité correspondant à leur espacement par rapport au plan d'onde, et ainsi, créer une zone importante d'atténuation.

III-1-2 METHODOLOGIE EMPLOYEE

Une étude expérimentale a été élaborée afin de valider notre hypothèse de comportement, à savoir que l'atténuation du niveau sonore est relative à un contrôle réactif de la cavité excitée par un flux d'air, vis-à-vis de la source acoustique à laquelle elle est soumise, dans les conditions d'acoustique linéaire ($L_p < 120 \text{ dB}$) et de vitesse d'écoulement faible (v de l'ordre de 30 m/s).

Pour cela, nous allons mettre en évidence le phénomène de calage existant entre une source extérieure et l'émission acoustique d'une cavité soumise à un flux d'air, et prouver ainsi que cette dernière est libre de glisser en phase par rapport à la première. Puis, nous analyserons le phénomène de minimisation de l'énergie globale du système entraînant la diminution de la puissance acoustique totale émise par l'ensemble des deux sources.

Les interactions entre deux cavités seront ensuite étudiées.

Enfin, dans le but de généraliser à une structure NIDA, une étude théorique ainsi qu'une simulation sous MatLab sera entreprise. Nous montrerons que la directivité du lobe de réémission par le réseau de cavités est dans la direction et le sens de la réflexion de l'onde incidente, ce qui permet une atténuation maximale.

III-2- ETUDE EXPERIMENTALE

III-2-1 ETUDE DU PHENOMENE DE CALAGE PAR UNE CAVITE EXCITEE PAR UNE SOURCE INTERNE

Dans le but de mettre expérimentalement en évidence l'existence du calage, nous avons dû rechercher une méthode pour amplifier les phénomènes physiques mis en jeux. Pour cela, nous avons installé une source à l'intérieur même d'une cavité (Cf. Figure 33).



Figure 33 : Montage expérimental réalisé pour mettre en évidence le phénomène de calage

Les dimensions de la cavité étudiée sont : L = 154 mm, l = 50 mm, D = 64mm, d = 28 mm. La fréquence de Helmholtz calculée est égale à 272 Hz.

La cavité est d'abord mise en résonance par un écoulement affleurant, la fréquence relevée est de 272 Hz, avec une émergence de 40 dB. Les valeurs théorique et expérimentale sont donc identiques.

Nous avons choisi de mettre en évidence un décalage en fréquence, beaucoup plus simple à réaliser expérimentalement, qui équivaut à un décalage continu en phase.

L'expérience consiste alors à alimenter le haut-parleur (HP) à une fréquence légèrement différente de f_H (de 5 à 10 Hz); on observe une seule fréquence résultante qui n'est pas f_H , mais la fréquence d'excitation du HP.

L'observation directe du phénomène sur un oscilloscope est claire : le signal A est pris en sortie du générateur de fréquence (sans que le HP soit branché), le signal B est celui du microphone positionné au niveau du col de la cavité excitée par le flux d'air. En synchronisant l'acquisition sur le signal A, le signal B défile sur l'écran car les fréquences sont différentes. Dès que le HP est alimenté, le signal B se cale sur le signal A : la cavité s'est adaptée à la source extérieure par une synchronisation en fréquence ; il existe bien un calage entre les deux sources acoustiques (Cf. Figure 34). Ce phénomène est intéressant car nous verrons en III-1-2 que ce calage de fréquence s'effectue avec une phase qui n'est pas quelconque, mais qui est destructrice par rapport à une onde incidente.



Figure 34 : Visualisation sur l'oscilloscope du calage en fréquence

Petite expérience en hommage à Henri Bouasse (1866 – 1953)

Notre dispositif permet de réaliser cette petite expérience afin de « visualiser » le modèle « masse-ressort » relatif au phénomène de Helmholtz : de la fumée est introduite dans la cavité précédemment utilisée (avec amplification de la résonance par HP à l'intérieur de la cavité) ; lorsque la fréquence du HP est inférieure à la fréquence de Helmholtz, de la fumée sort doucement par le col, due à la différence de température entre l'intérieur et l'extérieur de la cavité (phénomène thermique + phénomène Brownien). Par contre, dès lors que la fréquence du HP se situe près de la résonance de la cavité, un surprenant phénomène intervient. La fumée contenue dans le col est expulsée d'un coup, créant ainsi deux zones distinctes entre le col et le volume où la fumée reste contenue. L'air situé dans le col se

comporte comme un piston et son déplacement est important, confinant la fumée dans le volume de la cavité.

III-2-1.1 Conditions simplifiées : ondes progressives longitudinales

Seule l'existence du phénomène de synchronisation a été montrée, nous devons maintenant approfondir l'expérimentation afin de définir les conditions d'occurrence du phénomène et l'optimisation de celles-ci.

Puisqu'il existe une synchronisation en fréquence, il doit exister un calage en phase pour maximiser l'atténuation, c'est pourquoi nous allons travailler à fréquence identique sur les deux sources. De plus, nous choisissons des intensités acoustiques identiques afin d'obtenir l'atténuation optimale.

Dans un premier temps, afin de simplifier l'expérience et les mesures, nous avons choisi de nous placer dans des conditions de propagation d'ondes planes longitudinales progressives dans un tube.

Description du banc d'essais

Le dispositif d'expérimentation réalisé est schématisé par la Figure 35.



Figure 35 : Représentation schématique du banc d'essais

Le tube est dimensionné pour n'autoriser que la propagation longitudinale en ondes planes progressives en dessous de 3000 Hz. L' éq (31) nous permet de calculer le diamètre du tube :

$$\phi = 0.585 \frac{c}{f_c} = 66mm$$

Le diamètre retenu est de 70 mm.

Par ailleurs, la longueur du tube est déterminée pour s'assurer que l'on ait au moins une demi longueur d'onde à la fréquence de 100 Hz.

L = c/2f = 1,7m

La longueur retenue est de 2 m.

Pour éviter une onde stationnaire provoquée par la réflexion de l'onde en bout de tube, nous avons réalisé une adaptation d'impédance à l'aide d'une terminaison anéchoïque (Cf. Figure 36 et 45). L'absence d'onde stationnaire a été vérifiée par une excursion du microphone tout le long du tube, qui montre un niveau constant de la pression sonore à ± 1 dB sur toute la gamme de fréquences.



Figure 36 : photo du banc à ondes planes progressives

La cavité étudiée est de petite taille par rapport à la précédente pour des raisons d'encombrement et afin de se rapprocher des dimensions des NIDA. La cavité est sphérique de diamètre 45 mm, de hauteur de col 15 mm et de diamètre de col 10 mm. Afin de régler la fréquence souhaitée, le volume de la cavité peut être diminué en ajoutant de l'eau (Cf. Figure 37).



Figure 37 : Dispositif cavité et écoulement du banc

Procédure de réglage

- La fréquence de Helmholtz f_H de la cavité soumise à un flux d'air est mesurée à l'aide d'un analyseur de spectre,
- Le niveau sonore Lp_c dans le tube, à distance de la cavité soumise à un flux d'air, est mesuré à l'aide d'un sonomètre,
- Le HP émet à la fréquence f_H et est réglé de manière à produire, seul, un niveau sonore $Lp_{HP} = Lp_c$,
- Deux types de mesure sont réalisés (Cf. essais 1 et 2, Figure 38) :
 - Cas 1 : En absence d'écoulement d'air, le HP est alimenté : le niveau sonore est mesuré. Puis l'écoulement est actionné : observation du calage sur l'oscilloscope et mesure du niveau global Lp_G.
 - Cas 2 : HP non alimenté, la cavité est mise en résonance avec le flux d'air : mesure du niveau sonore Lp_c. Puis le HP est alimenté (même fréquence, même niveau) : observation du calage sur l'oscilloscope et mesure du niveau global Lp_G.

Les observations du phénomène de calage sont différentes selon le type de mesure : dans le cas 1, nous notons que la réaction est immédiate ; l'excitation par l'écoulement n'a pas de « phase » bien définie au départ et elle s'accroche facilement sur le signal du HP. Par contre, dans le cas 2, quand la cavité, soumise au flux d'air, rayonne, il se passe quelques secondes pour que les deux sources se calent en phase. Il est raisonnable de penser que cela est dû à l'inertie de la cavité de Helmholtz.

Cependant les résultats obtenus montrent que l'ordre de mise en fonctionnement des sources d'excitation de la cavité n'a pas d'influence significative sur l'atténuation finale (1 dB). Nous nous attacherons maintenant à réaliser les essais dans les conditions les plus simples et stables à mettre en œuvre, c'est-à-dire le cas 2.

La mise en évidence du phénomène de calage consiste à visualiser en temps réel, les signaux représentatifs des deux sources sonores de fréquences et de puissances identiques ou proches, et dont l'une est libre de glisser en phase par rapport à l'autre.

Résultats

Un enregistrement numérique est utilisé afin d'étudier le phénomène. Trois signaux ont été analysés : les composantes temporelles (AC) et le niveau de pression en dB (DC) du signal relevé par le sonomètre, et le signal en sortie du générateur de fréquence.

Les signaux sont étudiés sous le logiciel Adobe Audition.

La Figure 38 présente le niveau de pression (courbe verte), le signal temporel (courbe bleue) pendant l'étalonnage (zones A, B, C) puis pendant trois essais différents.

Niveau sonore dBA



Figure 38 : Représentation temporelle de trois essais différents

Zone A : étalonnage avec la source étalon à 94 dBA à 1000Hz.

Zone B : cavité soumise à un écoulement d'air, il existe des fluctuations dues au comportement de la cavité.

Zone C : HP seul, celui est réglé au même niveau que celui de la cavité (107 dBA).

La fréquence et la puissance du HP sont réglées aux mêmes niveaux que celles de la cavité pour les essais 1 et 2. Lorsque l'une des deux sources est en fonctionnement, et que l'on active la seconde, les deux signaux se calent l'un par rapport à l'autre (visualisable sur oscilloscope).

Dans le but d'optimiser l'atténuation et de déterminer le comportement de la cavité (Cf. Figure 39), l'essai 3 est réalisé avec une fréquence du HP supérieure de 10 Hz à celle de la cavité, puis le niveau de puissance du HP est progressivement augmenté.

Essai 1 : le HP est d'abord alimenté puis la cavité est soumise à un écoulement d'air et résonne. Le temps de stabilisation (régime permanent) de celle-ci est de plus de dix secondes

d'où une atténuation progressive. Cependant le calage est observé à l'oscilloscope dès la mise en marche de la cavité.

Essai 2 : la cavité résonne, puis le HP est alimenté à un niveau de 107 dBA, à la fréquence f_H ; la réaction est immédiate étant donné que la cavité est déjà à son régime permanent. On obtient une atténuation de près de 10 dBA et un calage, identique à l'essai 1, est visualisé sur l'oscilloscope.

Essai 3 : la cavité résonne à 591 Hz, puis on augmente le niveau sonore du HP (réglé à 601 Hz). Le maximum d'atténuation est obtenu pour Lphp=109 dBA. Quand Lphp augmente encore, l'atténuation diminue. Le calage en fréquence est visualisé sur l'analyseur de spectre B&K2032. La Figure 39 présente l'analyse spectrale du signal de pression relevé par le microphone lors de l'essai 3 (Figure 38) aux points 1 (courbe bleue), 2 (courbe verte) et 3 (courbe rouge).



Figure 39 : Analyse spectrale de l'essai 3 en 3 points particuliers

Point 1 : seule la cavité résonne à $f_H = 591$ Hz.

Point 2 : la fréquence du HP est de 601 Hz. Deux pics (dont un à 601 Hz) se situent de part et d'autre de f_H , significatifs d'une modulation et des battements entendus pendant cette phase transitoire où Lphp=99 dBA.

Point 3 : dès lors que la puissance du HP est suffisante, la fréquence de résonance finale de l'ensemble se trouve être égale à f_{HP} =601 Hz. La fréquence de la cavité s'est synchronisée à celle du HP. L'atténuation maximale est de 16 dBA. Nous pouvons visualiser un calage analogue à celui de l'essai 1 dès que le HP fournit suffisamment d'énergie. Ici on obtient un calage pour LpHP=100 dBA. L'atténuation est supérieure à celle obtenue quand les niveaux sonores des deux sources sont identiques (essai 2). La cavité doit se synchroniser à la même fréquence en plus de se caler en phase.

Analyse des conditions d'obtention de l'atténuation maximale

Au vu des résultats de l'essai 3, les conditions optimales d'atténuation maximale ne sont pas celles définies théoriquement, à savoir fréquence et niveau identiques. Des essais sur la différence de fréquence et de puissance entre les deux sources ont donc été réalisés.

Atténuation fonction de la différence de fréquence entre les deux sources

Les réglages du haut-parleur étant plus simples à réaliser, ce sont eux que nous ferons varier pendant l'expérimentation. La cavité est à : $f_H = 595$ Hz et Lp=110 dBA.

Les deux sources ont un niveau acoustique de 110 dB. La Figure 40 présente l'atténuation fonction de la fréquence du HP qui varie entre 585 et 610 Hz.





La fréquence où l'atténuation est maximale (11 dB) n'est effectivement pas égale à celle de la cavité (595 Hz) : la fréquence optimale du HP est de 599 Hz soit $f_H + 4$ Hz.

A l'extérieur de l'intervalle de fréquences centré autour de f_{HP} optimal : 599 ±9 Hz, le niveau total de pression acoustique augmente de 3 dBA, ce qui correspond bien au comportement de deux sources différentes de même intensité acoustique sans relation de phase.

Dans l'intervalle $f_{HP} \pm 6$ Hz, il existe une atténuation du niveau par rapport à une seule source.

Atténuation fonction de la fréquence et du niveau du haut-parleur

L'objectif de cette série d'essais est de trouver, pour la plage de fréquences 592 à 604 Hz du HP, le niveau de pression du HP pour lequel l'atténuation est la plus importante.

Pour chaque fréquence, on fait varier le niveau de pression du HP jusqu'à obtenir l'atténuation maximale.



Figure 41 : Atténuation maximale selon la fréquence du HP

La Figure 41 a la même allure que la figure précédente, cependant, pour chaque fréquence, nous constatons que l'atténuation est plus importante. Il existe donc un niveau de pression du HP, relativement au niveau de la cavité, qui optimise l'efficacité en terme d'atténuation.

La Figure 42 complète la Figure 41, elle présente l'atténuation optimale en fonction du niveau sonore du haut-parleur.





L'atténuation maximale que nous avons obtenue est de -20 dBA, mesurée pour une fréquence $f_{HP}=598$ Hz correspond à un Lp(HP) = 108,5 dBA.

On peut aussi constater que le niveau sonore du HP est toujours plus faible que celui de la cavité, c'est à dire Lp(HP) < 110 dBA. Le niveau de la source doit donc être légèrement plus faible (1 à 2 dB) que celui de l'émission de la cavité pour optimiser l'atténuation.

Etude sur deux cavités différentes

Les deux cavités sont de formes différentes : sphérique et cubique, avec une fréquence de résonance identique : 1030 Hz.

La Figure 43 présente le niveau sonore global en fonction de la fréquence du HP, le niveau du HP étant égal à celui de la cavité.



Figure 43 : Atténuation sonore pour 2 cavités différentes en rouge : cavité sphérique, en bleu : cavité cubique

Quel que soit le type de cavité, il existe une atténuation du niveau global, cependant, l'atténuation provoquée par la cavité cubique (en bleu) intervient plus faiblement, mais sur une plage de fréquences plus grande. Les deux cavités ont des amortissements très différents, ce qui rejoint les conclusions du Chapitre IV. Cette observation aussi nous a incité à étudier l'optimisation des formes de cavités (Chapitre V).

Expériences complémentaires relatives à la source acoustique extérieure : source de bruit blanc

L'objectif de ces essais est de définir l'influence d'une cavité soumise à un flux et à un bruit blanc.

Après différents essais, aucune atténuation n'est constatée, ce qui est conforme à ce qui était attendu. En réalité, le bruit blanc produit par un générateur est un mélange de toutes les fréquences d'amplitude égale, mais ne possède un spectre « horizontal » que parce qu'il est intégré sur un certain temps. Or nous savons que les signaux de fréquences susceptibles de faire résonner la cavité ne sont pas produits pendant un temps assez long et ne se succèdent pas avec la même phase pour que le phénomène puisse se mettre correctement en place et entraîne une atténuation significative.

Conclusion

Le phénomène de calage de phase entre deux sons de même fréquence, générés par une source sonore extérieure et par une cavité soumise à un flux d'air, a été mis en évidence. De plus, ce calage s'organise de manière destructive.

La théorie que nous avons émise selon laquelle la cavité joue un rôle de contrôle réactif de bruit lorsqu'elle est soumise à la fois à un écoulement d'air et à une source sonore extérieure est vérifiée expérimentalement dans des conditions simplifiées : ondes planes progressives longitudinales.

Ce nouveau concept représente une approche originale du contrôle actif de bruit, dont la source secondaire tire son énergie, non pas d'un haut-parleur alimenté par un signal électrique, mais d'un flux d'air qui excite directement une cavité résonnante.

Une meilleure maîtrise de ce phénomène laisse entrevoir des applications intéressantes pour atténuer les bruits des sources associées à des écoulements, tels que ceux générés dans les gaines d'aération, les cheminées, les conduits d'écoulement, les aspirateurs, voire les réacteurs d'avions (en tenant compte, dans ce dernier cas, de conditions différentes : acoustique non linéaire, vitesse d'écoulement très grande).

Il s'agit maintenant de vérifier cette théorie dans des conditions de propagation plus proches des cas pratiques, à savoir en champ libre dans la chambre semi-anéchoïque du LMVA.

III-2-1.2 Condition en plan semi-réfléchissant

L'objectif de cette campagne d'essais est de comparer les puissances acoustiques émises par une cavité soumise à la fois ou séparément, à un écoulement d'air et à une source sonore.

Mise en œuvre de l'expérimentation

Pour cela nous avons utilisé la norme relative au calcul de la puissance acoustique dans des conditions de mesure en chambre semi-anéchoïque NF S 31-026 (Cf. Annexe 2). Cependant, nous adapterons cette norme en réalisant 19 points de mesure (en rectifiant les surfaces équivalentes) au lieu de 10 afin d'améliorer la précision de la mesure.



Figure 44 : Mise en œuvre de l'expérimentation dans la chambre semi-anéchoïque

La cavité est mise en résonance par un flux d'air rasant, sa fréquence de Helmholtz est de 580 Hz. Le haut-parleur, disposé à 10 cm, est réglé à la même fréquence et au même niveau acoustique mesuré à 1m au dessus de l'ensemble cavité - HP. La Figure 44 présente le dispositif dans la chambre semi-anéchoïque.

Etude de l'atténuation

Le Tableau 6 présente les niveaux de pression obtenus pour les différents points de mesure ainsi que la puissance acoustique calculée.

	Lp Cavité	Lp HP	Lp HP+Cavité
Points	(dBA)	(dBA)	(dBA)
1	80	80	70
2	79,5	78	78
3	80	79	73
4	80	80	74
5	81	81	75
6	80	78	70
7	79	80	70
8	79	78,5	71
9	80	80	72
10	78,5	79	78
11	81	77	75
12	81	80	73
13	78,5	79	70
14	78	77	67
15	79	80	75
16	79	79	76
17	78,5	77	77
18	80	79	74
19	76	75	69
Lw (dBA)	87,4	86,7	81,0

Tableau 6 : Puissance acoustique : niveaux de pression obtenus pour les différents points
de mesure

Le calcul de la puissance acoustique relative aux mesures de Lp (Norme [81]) donne :

- Pour la cavité seule : Lw_{cav} = 87,4 dBA,
 Pour le haut-parleur seul : Lw_{HP} = 86,7 dBA,
- Pour l'ensemble des deux sources : Lw = 81 dBA.

On remarque que les sources, prises séparément, ont des caractéristiques spatiales assez identiques (différence de 0,7 dB).

La théorie élaborée est encore vérifiée dans des conditions plus proches de la réalité, puisque la puissance acoustique de l'ensemble cavité résonnante - source acoustique est de 5 à 6 dB inférieure à l'une ou l'autre des sources prises séparément.

Vérification théorique

Dans des conditions 3D, on considère le HP et la cavité comme deux sources monopolaires identiques.

Puisque ces deux sources sont de même fréquence et de même puissance, la condition pour minimiser la puissance de la somme de ces sources est qu'elles forment un dipôle, c'est-à-dire qu'elles soient déphasées de π .

Nous reprenons les équations de la puissance données par Léwy [14], pour un dipôle Wd et pour un monopôle Wm, et, nous déterminons leur rapport avec nos conditions d'expérimentation.

Considérons une onde sonore émise par chacune des deux sources de nombre d'onde de fréquence 580 Hz :

$$K = \frac{n \cdot \omega}{c} = \frac{n \cdot 2\pi \cdot f_r}{c} = 10,7 \cong 10$$

Avec n = indice du milieu, ici n=1 (air). $\omega = célérité de l'onde dans le milieu.$

 $c = c \ell \ell r t \ell u son.$

La distance considérée entre les deux sources est de : l = 0,1m.

Le rapport
$$\frac{Wd}{Wm} = \frac{(K \times l)^2}{3} = \frac{1}{3}$$

avec Wd puissance du dipôle équivalent.

Wm puissance d'un monopôle.

La puissance de notre source dipolaire est trois fois plus faible que la puissance de nos monopôles. Cela correspond à l'atténuation de 5 dB que nous obtenons expérimentalement.

Notre théorie est donc encore une fois bien vérifiée, la cavité s'adapte bien de façon à résonner automatiquement en opposition de phase pour former un dipôle avec la source extérieure.

III-2-1.3 Conclusion

Les expérimentations menées, en propagation plane et sphérique, vérifient la théorie du contrôle réactif de bruit par auto-adaptation de la réponse d'une cavité rayonnante sur une source acoustique extérieure. Non seulement, la cavité est capable de se synchroniser en fréquence avec la source dès lors que la différence ne dépasse pas 10 à 15 Hz, mais elle se cale aussi en opposition de phase pour atténuer au maximum le bruit total. La vérification de la baisse de 5 dB de la puissance acoustique de l'ensemble cavité résonnante – source acoustique nous permet de considérer que cet ensemble forme un dipôle.

III-2-2 ETUDE DE L'INTERACTION ENTRE 2 CAVITES

Nous venons de voir qu'une cavité se synchronise et se cale avec une source acoustique de façon à former un dipôle. Il est maintenant nécessaire d'évaluer l'influence de deux cavités afin de pouvoir généraliser ce comportement à une multitude de cavités en réseau. L'objet de l'étude consiste alors à déterminer s'il existe des interférences entre cavités, en particulier, si elles peuvent s'associer en dipôle. Pour cela, nous étudierons l'influence du nombre de cavités et de la distance entre cavités, avec et sans source acoustique extérieure.

Notre banc d'essais est conçu pour mettre en oeuvre plusieurs cavités (jusqu'à 3) dont on peut faire varier la distance d'écartement. La Figure 45 présente le banc à ondes planes équipé de trois cavités.



Figure 45 : Vue d'ensemble du banc d'essai

Les cavités avec lesquelles nous travaillons maintenant sont cubiques. Rappelons que ce sont celles qui atténuent le moins (Cf. Figure 43).

III-2-2.1 Influence du nombre de cavités sur l'atténuation

Cette expérience est réalisée avec une, puis deux cavités, afin de montrer d'une part, que l'existence du phénomène d'atténuation est indépendante du nombre de cavités et, d'autre part, qu'il existe une interférence entre les deux cavités.

Protocole expérimental

Chacune des cavités prises séparément est excitée par un flux d'air. Leur fréquence de résonance $f_{cav1} = f_{cav2} = f_{cav} = 1032$ Hz et leur niveau de pression $Lp_{cav1} = Lp_{cav2} = 114$ dB. Le haut-parleur est réglé à la fréquence f_{cav} .

Deux séries de mesures ont été réalisées : avec une, puis avec deux cavités séparées de 10 cm. La courbe bleue, de la Figure 46, correspond à l'expérience réalisée avec une seule cavité, la courbe magenta à celle avec deux cavités.


Figure 46 : Niveau sonore global en fonction de la fréquence du HP pour 1 (bleu) et 2 cavités (magenta)

Analyse

Il est important de noter que le niveau résultant des deux cavités résonnantes, sans le hautparleur, est de 109 dB, soit 5 dB d'atténuation par rapport à une cavité seule. L'influence du HP améliore encore l'atténuation de l'ensemble qui atteint un maximum de 14 dB.

Le pic d'atténuation est obtenu pour un niveau sonore du HP proche de celui de chacune des cavités (en moyenne, nous obtenons une différence de 2 dB entre les deux niveaux, le HP étant toujours la source la moins forte).Il existe donc une atténuation globale de l'ensemble qui va jusqu'à 17 dB. Ce qui n'est pas vrai pour une seule cavité qui atténue de façon moins importante, 8 dB au maximum dans nos essais.

III-2-2.2 Influence de la distance entre cavités, avec et sans HP

Plusieurs expériences ont été menées pour évaluer l'influence de la différence de fréquence de résonance des cavités et la distance entre cavités.

Trois distances (d_{cav}) : 10 cm, 20cm et 30 cm, et trois valeurs de fréquences : fréquences des cavités identiques, fréquences différentes (\geq 10 Hz) et fréquences rapprochées (\leq 10 Hz), ont été choisies. Le niveau sonore des cavités est toujours maintenu à une valeur égale à 112 dB.

Etude des cavités résonnantes sans haut-parleur

Le graphique Figure 47 résume les résultats fournis en Annexe 3 pour les neuf cas étudiés (fonction de la fréquence et de d_{cav}).



Figure 47 : Etude de la variation du niveau sonore de 2 cavités excitées par un flux d'air par rapport au niveau d'une seule cavité en fonction de la distance les séparant.

Les résultats montrent clairement que lorsque les cavités résonnent à la même fréquence, une interaction entre les cavités entraîne une forte atténuation (9 dB), et ceci, quelle que soit la distance.

Dans le cas où les fréquences sont très différentes, on constate une augmentation du niveau de pression acoustique de 3 dB indépendamment de la distance entre cavités, ce qui coïncide avec la théorie.

Pour des fréquences proches ($\leq 10 \text{ Hz}$), et ce, quelle que soit d_{cav}, il n'existe presque pas de modification du niveau sonore global; c'est un état intermédiaire entre les deux cas précédents.

Avec haut-parleur

Il est intéressant d'évaluer maintenant l'influence d'une source acoustique extérieure sur cet ensemble.

L'objectif est donc d'étudier l'effet du HP lorsqu'il émet un signal sonore de même intensité que l'ensemble de 2 cavités. Nous souhaitons voir si l'atténuation se fait sur l'ensemble formé par les deux cavités, ou si le HP va permettre la dissociation de l'interaction entre cavités afin d'obtenir une atténuation plus importante. Puis nous étudierons ce qui se passe pour des cavités de fréquences différentes.



Résultats obtenus pour des cavités ayant des fréquences de résonance identiques

Figure 48 : Niveau sonore de 2 cavités excitées par un flux d'air et le HP, par rapport au niveau d'une seule cavité, en fonction de la distance les séparant.

Résultats obtenus pour des cavités ayant des fréquences de résonance différentes

Les trois figures suivantes présentent les résultats pour des écarts de fréquences entre les deux cavités supérieurs à 10 Hz, $L_{pHP} = 115$ dB et :

 $d_{cav} = 10$ cm.





 $d_{cav} = 20 \text{ cm}.$



Figure 50 : Niveau sonore global en fonction de f_{HP} avec $d_{cav} = 20$ cm.

 $d_{cav} = 30$ cm.





Analyse

Dans le cas où les fréquences des cavités sont semblables, on obtient en moyenne (Figure 47 et Figure 48) un gain de 9 dB en plus du phénomène d'atténuation mutuel pour $d_{cav} = 10$ cm, ce qui nous a permis d'atteindre une atténuation totale maximale de 17 dB.

Cependant, dans ce cas, l'atténuation globale obtenue lorsque le HP fonctionne, diminue lorsque d_{cav} augmente. Le couplage entre les cavités ne se fait plus et on retrouve la même atténuation que pour une cavité seule, à savoir 11 dB (Cf. Figure 40).

Quand les fréquences des cavités sont différentes, on constate qu'il existe 2 pics d'atténuation au niveau de chacune des fréquences de résonance. Chacune des cavités se comporte comme une source indépendante, la somme des deux augmente le niveau de 3 dB. Le niveau du HP étant égal à celui de l'ensemble des cavités, chacune des cavités va se coupler avec l'onde sonore (atténuation de 8 à 9 dB); il y a superposition des courbes classiques obtenues pour chacune des cavités. Cela implique qu'avec une multitude de cavités de fréquences différentes excitées par un écoulement, le niveau sonore de l'ensemble va augmenter. Mais cela permet ainsi de s'attaquer à une source extérieure plus forte et cela quelle que soit la distance entre cavités. Cette atténuation peut être optimisée à partir des différentes observations faites pour une cavité, par exemple, avec un niveau du HP légèrement plus faible que celui des cavités.

Cependant, il est largement préférable d'avoir des cavités qui résonnent à la même fréquence et qui soient proches afin d'optimiser l'atténuation acoustique (jusqu'à 17 dB dans nos conditions d'essais).

III-2-3 ETUDE DU COMPORTEMENT DE CAVITES EN SOUFFLERIE

L'objet de l'étude consiste à déterminer si, dans des conditions plus générales qu'en ondes planes progressives, notre théorie est toujours valable. C'est pourquoi, une expérimentation est menée dans notre soufflerie pour tester un réseau de cavités, soumises à un écoulement ainsi qu'à une onde sonore (nous restons toujours dans des conditions : acoustique linéaire et vitesse du flux faible).

III-2-3.1 Description de la soufflerie du LMVA

La veine fait 260 * 180 mm. La vitesse maximale d'écoulement de l'air que nous pouvons obtenir est de 30 m/s.

Les caractéristiques techniques sont présentées en Annexe 5.

III-2-3.2 Description de l'outil de mesure

La mesure du niveau sonore dans une veine est délicate à réaliser avec un microphone dès lors que la vitesse de l'écoulement d'air dépasse 1 à 2 m/s. Elle est perturbée par le bruit aéraulique provoqué sur le microphone, ce qui génère un bruit large bande. Nous avons donc élaboré un outil de mesure, capable de « déporter » la mesure sonore au sein de la veine, vers le microphone situé à l'extérieur. Son principe est fondé sur les propriétés de l'ellipse qui comporte deux foyers conjugués. Si une source acoustique émet ponctuellement à l'un des foyers, toutes les ondes convergent sur l'autre (Cf. Figure 52), où se situe le microphone. Notre système de mesure est conçu pour que le premier foyer soit situé dans la veine alors que le foyer microphone est à l'extérieur à la soufflerie, et donc totalement protégé.



Figure 52 : Principe de l'ellipsoïde

La Figure 53 présente l'ellipsoïde, de 1,5 m d'ouverture et de 35 cm de profondeur, qui a été réalisé. La distance entre les deux foyers est de 1,2 m. Trois lasers permettent de situer en leur intersection le foyer qui localise la source captée. Au second foyer est positionné un microphone relié à un analyseur de spectre B&K2032.



Figure 53 : Photo de l'antenne du LMVA

III-2-3.3 Essais préliminaires

L'Annexe 6 répertorie les essais préliminaires qui montrent que des cavités, soumises uniquement à un écoulement d'air dans la soufflerie, rayonnent à leur fréquence de Helmholtz, la fréquence ne variant pas avec la vitesse (faible dans notre cas : 10 à 30 m/s).

III-2-3.4 Protocole expérimental

La Figure 54 montre le dispositif expérimental mis en oeuvre

Un haut-parleur est réglé pour émettre à la fréquence de résonance des trois cavités identiques (680 Hz) situées dans la veine de la soufflerie. La vitesse de l'écoulement dans la veine (30 $m.s^{-1}$), la distance haut-parleur – cavités sont fixées.

Deux essais ont été réalisés pour évaluer l'influence du nombre de cavités.

Ils se déroulent en deux temps : le niveau sonore est d'abord mesuré cavités bouchées puis, cavités débouchées. L'efficacité des cavités est mesurée sur l'analyseur de spectre ; elle correspond à la différence d'amplitude de la raie à la fréquence (f_H) considérée entre les deux situations.



Figure 54 : Schéma du dispositif expérimental dans la veine de la soufflerie

- Le microphone est monté sur l'antenne acoustique et fait face de façon symétrique au haut-parleur.
- Le centre de visée de l'antenne acoustique est un point virtuel situé au milieu et à 4 cm au dessus du train de résonateurs.

III-2-3.5 Résultats

Nombre	Cavités bouchées où	•		
de cavités	débouchées	Fréquence	Niveau sonore	Atténuation
		(Hz)	(dBA)	(dBA)
1	bouchées	683	105,4	10.3
	débouchées	683	95,7	,-
3	bouchées	682	105,5	15
	débouchées	682	90,5	

Tableau 7 : Influence du nombre de cavités

III-2-3.6 Analyse

Des premiers essais (non répertoriés ici) ont montré une atténuation à la fréquence f_H , de l'ordre de 6 à 7 dB. Une optimisation du niveau du haut-parleur permet une amélioration de cette atténuation. En effet, les essais suivants (Tableau 7), avec un niveau sonore du HP mieux adapté, montrent que le nombre de cavités influe sur l'atténuation. Avec trois cavités, l'atténuation passe de 6 à 15 dB. Pour un même niveau, l'atténuation s'améliore de 5 dB en passant de 1 à 3 cavités.

III-2-4 CONCLUSION

Le Tableau 8 récapitule les nombreux essais réalisés dans les conditions simplifiées : ondes planes progressives.

Etude	fréquences	Lp HP dB	Distance inter-cav cm	Atténuation dB	Commentaire
1cav + HP	Identiques	Identique		5	Figure 41
	Optimisées	Optimisée		11 à 17	Cav sphérique Figure 43
				7	Cav cubique Figure 43
2 cav	Identiques			9	Cav cubique
	≠<10 Hz			pas	Figure 47
	> 10 Hz		A	Augmentation 3 dB	<= 2 sources distinctes
2cav + HP	Identique		10	17	Cay cubique
			20	15	Figure 48
			30	12	i iguio io
	Différentes		A	9	Figure 49 Figure 50 Figure 51

Tableau 8 : Tableau récapitulatif des résultats d'essais

Une cavité, soumise à un flux, émet une onde qui va se caler avec l'onde incidente (de même fréquence), de façon à atténuer le niveau sonore global. Les conditions optimales d'atténuation sont obtenues pour f_{HP} supérieure de 4 à 5 Hz à f_{cav} , et, Lp_{HP} inférieur de 1 à 2 dB à Lp_{cav} . L'atténuation n'est pas la même suivant la forme des cavités, elle varie de 7 à 17 dB dans notre cas.

Lorsque deux cavités sont soumises à un flux, la distance inter-cavités n'est pas influente tandis que leur fréquence l'est. Il y a atténuation de 9 dB quand leurs fréquences sont

identiques. Elles se comportent à peu près de la même manière que pour le cas 1 cavité + HP optimisés. Par contre, les cavités se comportent comme deux sources distinctes si leurs fréquences sont éloignées (> 10 Hz), et Lp augmente de 3 dB.

Cependant, dès qu'une source acoustique extérieure est ajoutée, l'influence de la distance est très importante (comparaison des Figure 47 et Figure 48) pour des cavités à la même fréquence. Il faut limiter l'espacement inter cavité pour améliorer l'atténuation qui atteint, dans nos conditions, 17 dB pour les cavités cubiques.

Si les fréquences sont différentes, chacune des cavités va « s'associer » avec le HP pour former l'ensemble optimisé qui atténue, dans notre cas, 9 dB.

Pour obtenir l'atténuation la plus forte, il faut que les cavités résonnent à la même fréquence (le nombre de cavités est important puisqu'en passant de 1 à 2, on atténue de 7 à 17 dB), et qu'elles soient proches.

Pour augmenter la plage d'atténuation en fréquence, il faut ajouter des cavités de fréquences différentes. On peut ainsi former le spectre d'atténuation souhaité.

Dans des conditions plus réalistes, nous obtenons une atténuation de la puissance acoustique d'un ensemble (cavité - HP) de 5 dB, ce qui confirme notre thèse que cette association forme un dipôle qui minimise le rayonnement de l'ensemble.

D'autre part, les essais réalisés en soufflerie donnent une atténuation de 10 dB pour 1 cavité et 15 dB pour 3. Les résultats sont donc très prometteurs ; il reste à montrer ce que peut être l'atténuation pour un réseau de cavités.

III-3- RESEAU DE CAVITES : ETUDE DE DIRECTIVITE

Après avoir montré que le rayonnement de cavités excitées par un écoulement d'air s'effectue en opposition de phase par rapport à une source sonore, nous pouvons maintenant émettre une autre hypothèse concernant la directivité de ce re-rayonnement quand les cavités se calent sur une onde oblique qui leur arrive avec un décalage temporel propre à chacune, et lié à leur positionnement dans un réseau en ligne.

L'objectif de l'étude est de déterminer théoriquement, dans une première approche, la directivité du réseau en 1D.

Nous comparons les deux résultantes : la résultante de l'émission du réseau de sources et l'onde réfléchie de la source extérieure sur le plan du réseau constitué, dans nos plaques, par la peau supérieure perforée.

III-3-1 RESULTANTE DE L'EMISSION D'UN RESEAU DE SOURCES DEPHASEES

Soit le réseau de sources défini Figure 55.



Figure 55 : réseau de sources

La pression rayonnée par une seule source i, en un point situé à une distance ri est :

$$p_i(r_i,t) = \frac{1}{4\Pi r_i} jk\rho cq_i \cdot e^{j[\omega(t-\tau)-kr_i]}$$
 éq (32)

On introduit un retard τ dans le rayonnement de chaque monopôle.

On considère n sources de débit q_i unité.

En champ lointain : r >> 2d (n-1), la pression totale rayonnée par l'ensemble des monôpoles i est :

$$p(r,\theta) = \frac{1}{r} \cdot p_M \cdot e^{j\omega(t-\tau)} \cdot e^{-jkr} \cdot \sum_i e^{-jki2d\left(\frac{c\tau}{2d} - \sin\theta\right)}$$
éq (33)

$$p(r,\theta) = \frac{1}{r} \cdot p_M \cdot e^{j\omega(t-\tau)} \cdot e^{-jkr} \cdot \frac{\sin\left[nkd \cdot \left(\sin\theta - \frac{c\tau}{2d}\right)\right]}{\sin\left[kd \cdot \left(\sin\theta - \frac{c\tau}{2d}\right)\right]}$$
éq (34)

La pression maximale est obtenue dans une direction θ_0 telle que :

$$\sin \theta_0 = \frac{c\tau}{2d} \qquad \qquad \text{éq (35)}$$

pour laquelle on obtient : $p(r, \theta_0) = \frac{n}{r} \cdot p_m \cdot e^{-j\omega t} \cdot e^{-jkr}$ éq (36)

Une simulation sous MatLab est réalisée afin de mieux visualiser la directivité du réseau de cavités. Le programme est donné en Annexe 7.

La Figure 56 présente la simulation pour les conditions d'expérimentation, à savoir : 52 cavités (alignées), $f_H = 1410$ Hz, une distance inter-cavité 2d = 16 mm et un décalage temporel τ égale à 16 $10^{-3}/1410 = 11 \ 10^{-6}$ s.



Figure 56 : Directivité d'un réseau de 52 cavités alignées

III-3-2 DIRECTION DE L'ONDE REFLECHIE D'UNE SOURCE ACOUSTIQUE EXTERIEURE

Supposons maintenant que chaque cavité résonnante est excitée par une onde acoustique qui provient d'une direction θ , voir Figure 57 :





Le décalage temporel de l'excitation de chaque cavité est égal à τ , ainsi que sa réémission pour f_H. Or, dans ce cas :

$$\tau = \frac{\delta}{c}$$
 avec $\delta = 2d \sin\theta$
soit $\tau = \frac{2d \cdot \sin\theta}{c}$ éq (37)

Si nous introduisons ce décalage dans le réseau, nous obtenons :

ce qui montre que $\sin\theta_0 = \sin\theta$ et donc que $\theta = \theta_0$

Ce résultat très intéressant confirme notre hypothèse et montre que la réflexion de l'onde acoustique sur le plan du réseau se produit donc dans la même direction que le lobe principal de l'émission du réseau de cavités résonnantes. Comme nous avons montré auparavant qu'il existait un calage en phase qui optimise l'atténuation de l'ensemble, l'efficacité du réseau se montre donc bien maximale lorsqu'il est soumis à une onde incidente en même temps qu'à un écoulement qui met ses cavités en résonance.

CHAPITRE IV

RAYONNEMENT ACOUSTIQUE D'UNE STRUCTURE DE TYPE NIDA SOUMISE A DES VIBRATIONS

Dans les chapitres précédents, nous avons étudié le comportement d'une structure NIDA soumise successivement à une onde sonore, à un écoulement puis à leur action simultanée. Cependant, les applications de ces systèmes se situent souvent dans des ensembles soumis à de très forts niveaux de vibrations, par exemple dans les nacelles de réacteurs. La question qui se pose alors est celle-ci : l'atténuation du son constatée n'est-elle pas due, aussi, à la réduction du rayonnement de ces structures vibrantes à cause de leur caractère « résonnant » ? L'objectif de ce chapitre est de présenter une nouvelle approche dans la modélisation du rayonnement acoustique de matériaux cavitaires (Hayne [82]). La démonstration théorique est fondée sur l'hypothèse que le rayonnement de la structure est soumis aussi à l'influence des cavités qui se comportent comme des résonateurs de Helmholtz. Un schéma équivalent pour ce type de matériau est proposé.

Une étude expérimentale permet d'évaluer la différence de rayonnement acoustique entre une plaque et un matériau cavitaire soumis à des vibrations.

Une étude comparative entre les résultats théoriques et expérimentaux montre que le schéma équivalent est validé par l'expérimentation et qu'une atténuation importante est effectivement due à la diminution du rayonnement vibroacoustique de ces structures.

IV-1- MODELISATION FONDEE SUR LE RESONATEUR DE HELMHOLTZ

L'étude de Toyoda [43], portant sur des systèmes absorbants perforés, montre qu'il est possible d'obtenir une réduction du rayonnement acoustique en maîtrisant l'impédance de surface. Toyoda conclut son étude paramètrique : "These results show that this absorber system can achieve the reduction of radiated sound power at arbitrary frequencies by tuning these parameters".

Cette fréquence, non identifiée par Toyoda, correspond, en fait, à la fréquence de Helmholtz. En effet, son dispositif non cloisonné est équivalent, en incidence normale, à une paroi perforée - structure cloisonnée [20, 21]. Dans son cas, il est équivalent à des résonateurs dont la section est carrée de côté 15 mm, ce qui donne une fréquence de Helmholtz : f_H =337 Hz. La fréquence calculée correspond bien à la fréquence qu'il a trouvée expérimentalement et théoriquement (325 Hz). Cette fréquence ne peut être attribuée à des résonances induites par la propagation du son à l'intérieur de la cavité, telle que la résonance quart d'onde.

IV-1-1 HYPOTHESE DU SCHEMA EQUIVALENT MODELISANT UNE PLAQUE NIDA PERCEE

Considérons une plaque NIDA, non percée, rigide, rayonnant en piston bafflé. La plaque NIDA percée sera considérée comme une plaque composée de 2 pistons : un correspondant à la plaque, l'autre correspondant au comportement de cavités de Helmholtz (Figure 58c). Lorsque cet ensemble est soumis à un mouvement vibratoire dans une direction normale, les déplacements de ces deux pistons s'effectuent à la même fréquence, mais avec un déphasage variable en fonction de la fréquence d'excitation de la plaque (Cf. Figure 60). Le taux de perforation de la plaque NIDA définit l'OAR (rapport de la surface des trous sur la surface totale), et dans ce cadre, nous considérons que l'ensemble composé des deux pistons est distribué régulièrement sur la surface, la distance entre les deux est très inférieure à la longueur d'onde du son dans l'air et dans le matériau.

Nous allons alors déterminer :

- le rayonnement d'une telle plaque rigide dans des conditions aux limites bafflées, représentant la plaque NIDA non percée (Figure 58a),
- le rayonnement d'une plaque rigide bafflée de plus petite section, représentant une plaque NIDA percée de trous débouchant (Figure 58b),
- le rayonnement d'une plaque rigide bafflée composée de 2 pistons, représentant la plaque NIDA percée ouvrant sur des cavités de Helmholtz (Figure 58c).

La Figure 58 schématise la plaque pour les différentes étapes :



Figure 58: Représentation schématique d'un élément de NIDA élémentaire

IV-1-2 ETUDE THEORIQUE DU RAYONNEMENT D'UNE PLAQUE NIDA BAFFLEE

IV-1-2.1 Plaque rigide bafflée non percée

La pression acoustique produite en un point M [83] [84], dans le premier cas Figure 58a, est égale, en coordonnées sphériques selon les notations présentées en Figure 59, à :

$$p(R,\theta,\Phi) = \rho_0 \frac{\gamma_n ab}{2\pi r} \cdot J_0 \left(k \frac{a}{2} \sin \theta \cdot \cos \Phi \right) \cdot J_0 \left(k \frac{b}{2} \sin \theta \cdot \sin \Phi \right) \qquad \text{éq (38)}$$

Avec γ_n : accélération normale

 $J_0: \text{fonction de Bessel de 1}^{\text{ère}} \text{ espèce d'ordre 0}$ La vitesse d'excitation de la plaque : $v = v_0 \sin(\omega t + \phi)$

où $\omega = 2\pi f$ et $\phi = déphasage$



Figure 59 : Rayonnement acoustique d'une plaque rectangulaire. Notations [83]

IV-1-2.2 Plaque rigide bafflée percée sans cavité

Si maintenant on considère une plaque rigide bafflée percée de trous débouchant, la pression acoustique va tenir compte de deux phénomènes :

- la surface rayonnante est plus petite : S_{plaque} S_{trous}, donc la pression acoustique, définie équation 38, est plus faible,
- il existe un phénomène de compensation de pression dans les trous correspondant à un court-circuit acoustique [85]. Ce phénomène induit une diminution de la pression acoustique engendrée.

La pression acoustique, en négligeant la compensation, sera au plus égale à :

$$p(R,\theta,\Phi) = \rho_0 \frac{\gamma_n(\text{Splaque-Strous})}{2\pi r} \cdot J_0 \left(k \frac{a-a}{2} \sin \theta \cdot \cos \Phi \right) \cdot J_0 \left(k \frac{b-b}{2} \sin \theta \cdot \sin \Phi \right) \text{ éq (39)}$$

Avec a' = largeur du trou et b' = longueur du trou.

IV-1-2.3 Plaque rigide bafflée percée avec cavités

La plaque NIDA est composée de cavités qui se comportent comme des résonateurs de Helmholtz. Chaque cavité peut être modélisée par un piston rayonnant et résonnant de type masse - ressort - amortissement [8-10]. Le système plaque cavité est modélisé par le schéma

équivalent composé de 2 pistons avec des comportements différents : a) un piston rigide bafflé (plaque) et b) un piston oscillant (cavité). La phase entre les deux varie avec la fréquence.

a) La pression acoustique délivrée par le piston rigide est donnée par l'équation 39.

b) Le comportement d'un système oscillant à un degré de liberté en oscillations forcées est largement défini dans la littérature [86] [87] [13]. Le déplacement du piston cavité par rapport au déplacement du piston plaque est donné par la Figure 60.



Figure 60 : Variation du déplacement et de la phase, en fonction de la fréquence

La fréquence de résonance f_0 du système oscillant est ici égale à la fréquence de Helmholtz f_H des cavités.

Trois zones peuvent être délimitées :

- en BF : le déplacement du piston de la cavité, lié à la masse d'air du col, est sensiblement égal et en phase avec le déplacement de la plaque. Les deux pressions s'ajoutent et correspondent à une pression équivalente à celle de la plaque non percée.
- A la fréquence de résonance : le déplacement de la masse d'air est très important et en retard de π/2 par rapport au déplacement de la plaque. Une compensation par équilibrage des pressions va se mettre en place du fait du déphasage, entraînant une modification de la puissance acoustique émise par la plaque.
- En HF : le déplacement de la masse d'air est de plus en plus faible et le déphasage tend vers π. Les déplacements sont en opposition de phase entraînant une compensation des pressions.

IV-1-2.4 Détermination théorique des débits selon le schéma équivalent

Il s'agit de définir, en fonction de la fréquence, le comportement des deux pistons afin de déterminer à quelle(s) fréquence(s) il existe des atténuations. Pour cela, nous déterminons les débits de chacun des pistons, la somme des deux variant avec la fréquence et la phase.

Débit du piston représentant la plaque (non percée)

Le débit de la plaque considérée comme un piston bafflé, soumise à une excitation asservie en accélération $\gamma_{pl} = A_{pl} \cos(\omega t)$, est égale à :

A_{pl}: amplitude crête de l'accélération

Débit du piston représentant les cavités de Helmholtz

L'équation du mouvement d'un système vibrant, excité par la base, à un seul degré de liberté [87] :

$$m\frac{d^{2}x}{dt^{2}} + \mu\frac{dx}{dt} + kx = kR\cos\omega t - \mu\omega R\sin\omega t \qquad \text{éq (41)}$$

donne x, le déplacement du piston relatif à la cavité

$$x = \frac{\sqrt{k^2 R^2 + \mu^2 \omega^2 R^2}}{\sqrt{(k - m\omega^2)^2 + \mu^2 \omega^2}}$$

$$tg \varphi = \frac{\mu \omega}{k - m\omega^2}$$

$$equal (42)$$

Avec $R=A_{pl}\!/\omega^2$: amplitude de déplacement de la base. La vitesse calculée en dérivant (42) :

$$v_{cav} = \frac{\sqrt{k^2 R^2 + \mu^2 \omega^2 R^2}}{\sqrt{(k - m\omega^2)^2 + \mu^2 \omega^2}} \cdot -\omega \sin(\omega t + \varphi) \qquad \text{éq (43)}$$

$$Q_{cav} = nS_{cav} \frac{\sqrt{k^2 R^2 + \mu^2 \omega^2 R^2}}{\sqrt{(k - m\omega^2)^2 + \mu^2 \omega^2}} \cdot -\omega \sin(\omega t + \varphi) \qquad \text{éq (44)}$$

 S_{cav} = surface du col, n = nombre de trous.

Débit total Qs

Le débit total Q_s du système est égal à la somme des deux pistons : $Q_s = Q_{pl} + Q_{cav}$

$$Q_{s} = S_{pl} \cdot \frac{A}{\omega} \sin(\omega t) + nS_{cav} \cdot \frac{\sqrt{k^{2}R^{2} + \mu^{2}\omega^{2}R^{2}}}{\sqrt{(\mu\omega)^{2} + (k - m\omega^{2})^{2}}} \cdot (-\omega)\sin(\omega t + \varphi) \qquad \text{éq (45)}$$

Les vibrations entre la plaque et la cavité ne sont pas en phase (Cf. Figure 60), il existe un déphasage φ .

IV-1-2.5 Expression de la pression acoustique à partir du débit

En considérant la plaque NIDA équivalente à un monopôle de taille réduite devant λ , la pression acoustique est donnée par [8, 83, 88] :

$$p(r,t) = \frac{jk\rho cQ_s}{4\pi r} \exp j(kr - \omega t) \qquad \text{éq (46)}$$

Seul le module nous intéresse ici, soit :

Un programme sous MatLab (Cf. Annexe 8) a été réalisé afin d'obtenir l'évolution de la pression acoustique en fonction de la fréquence, pour une plaque NIDA percée et non percée. Les dimensions et caractéristiques de la plaque et des cavités sont identiques à celles utilisées pour l'étude expérimentale (Cf.IV-2-1), les variations de fréquences de résonance sont réalisées en modifiant le volume de la cavité.

Sur les figures, la courbe verte présente le niveau de pression acoustique théorique d'une plaque non percée et la courbe bleue celle d'une plaque NIDA percée selon le schéma équivalent. La bande de fréquence étudiée est la même que pour l'étude expérimentale [1200 -2200 Hz].

La Figure 61 présente la simulation pour un ensemble de 10 cavités identiques de fréquence de Helmholtz f_H =1410 Hz.

Le niveau de pression globale d'une plaque NIDA percée de cavités de type Helmholtz est moins élevé que celui d'une plaque identique non percée. La puissance acoustique rayonnée sera donc plus faible.

La raie dans le spectre, suivant le nombre de cavités, peut dépasser la courbe pleine. Par contre, il existe une atténuation de part et d'autre de cette fréquence.

La Figure 62 présente un autre exemple : une plaque NIDA avec des cavités résonnant à des fréquences différentes : 15 cavités accordées, par groupe de 5, sur 3 fréquences de Helmholtz. Avec plusieurs fréquences de Helmholtz, la courbe présente plusieurs pics mais peut rester entièrement sous la courbe en trait plein.



Figure 61 : Niveau de pression acoustique théorique d'une plaque NIDA, courbe pleine : plaque non percée, courbe pointillée : plaque selon le schéma équivalent avec 10 cavités

de même $f_{\rm H}$

Axe X : f (Hz), Axe Y : Lp (dB)



Figure 62 : Niveau de pression acoustique théorique d'une plaque NIDA, courbe pleine : plaque non percée, courbe pointillée : plaque selon le schéma équivalent avec 5 cavités de même f_H pour 3 f_H différentes

Axe X : f (Hz), Axe Y : Lp (dB)

Cette simulation permet de montrer qu'une plaque percée est globalement moins rayonnante qu'une plaque identique non percée. La bande d'atténuation en fréquence augmente avec le nombre de cavités et avec le nombre de fréquences de résonance de ces cavités.

IV-2- ETUDE EXPERIMENTALE DU RAYONNEMENT D'UNE PLAQUE NIDA BAFFLEE

IV-2-1 CHOIX ET DIMENSIONNEMENT DE LA PLAQUE NIDA

La plaque est dimensionnée de façon à pouvoir être considérée comme un piston rigide jusqu'à 2500 Hz. En effet, l'étude se fait pour une plage de fréquences de 1000 à 2000 Hz afin d'exciter les cavités à leur fréquence de Helmholtz. Le matériau de la plaque choisi est un alliage d'aluminium, privilégié pour sa légèreté.

Le choix s'est porté sur une plaque sandwich NIDA de 90.90mm (Cf. Figure 63).

Les peaux sont d'épaisseur 1mm dont une est percée de trous de diamètre $\phi = 4$ mm, au centre de chaque alvéole. L'épaisseur de l'âme est de 20 mm et les alvéoles sont en aluminium, à base hexagonale d'une surface de 2,1 cm². Le taux de perforation (OAR) est de 8% (Cf. éq (25)).



Figure 63 : Plaque de NIDA étudiée

IV-2-1.1 Validation expérimentale de la fréquence de résonance des cavités

La fréquence de Helmholtz, calculée à partir des équations (10) et (12), est égale à 1410 Hz.

La Figure 64 présente la densité spectrale de puissance de la pression sonore mesurée, pour une seule cavité de la plaque excitée par un écoulement rasant l'orifice (les autres ayant été bouchées par un film plastique). La mesure est réalisée à l'aide d'un sonomètre placé à 30 cm perpendiculairement au centre de la plaque et d'un analyseur de spectre.

La fréquence de Helmholtz $f_{Hmesurée}$ est de 1736 Hz. Le taux d'amortissement μ est évalué par la méthode de Kennedy-Pancu à partir de la masse m du col et la raideur k de la cavité, calculés par les éq (3) et éq (8):

soit k = 5.68 N/m et $m = 7.2 \cdot 10^{-8} \text{ kg}$

 $\mu = 2\delta\sqrt{km} = 1.27 \cdot 10^{-5} N \cdot s / m$

et





Figure 64 : DSP obtenue à partir d'une excitation par air pour une cavité. Axe X : f (Hz), Axe Y : dB ref. 400 10⁻¹² Pa²/Hz

La Figure 65 présente la densité spectrale de puissance de la pression sonore obtenue en sommant les réponses de toutes les cavités de la plaque excitées successivement par un écoulement rasant l'orifice.

éq (48)

Par construction, les cavités sont légèrement différentes les unes des autres et il y a des résonances sur une large plage de fréquences [1550 – 1950 Hz]. L'émergence, par rapport au bruit de fond de l'écoulement, est grande : 40 dB ; les cavités résonnent et rayonnent très bien. De même, il existe une différence entre la fréquence théorique (1410 Hz) et les fréquences mesurées [1550 – 1950 Hz]. Cela s'explique, en plus du choix du modèle de correction de col, par la difficulté à estimer précisément les dimensions réelles des cavités, notamment la base hexagonale.



Figure 65 : DSP obtenue à partir d'une excitation par air pour l'ensemble des cavités. Axe X : f (Hz), Axe Y : dB ref. 400 10⁻¹² Pa²/Hz

IV-2-1.2 Validation expérimentale de l'hypothèse de rigidité de la plaque

Afin de vérifier que la plaque se comporte bien en piston plan rigide, des mesures de vibrations sont réalisées à l'aide de deux accéléromètres miniatures de type 4344 B&K pour comparer la phase. L'un est placé près du centre, l'autre en différents points. L'excitation vibratoire, appliquée au centre de la plaque, est de type bruit blanc.

La Figure 66 montre la densité spectrale de puissance de l'accélération subie en un point de la plaque soumise à une excitation en bruit blanc. Le spectre est plat jusqu'à 2400 Hz.

La Figure 67 montre un exemple de phase de la fonction de transfert pour un couple de points. Il a été vérifié que pour tous les couples de points, les vibrations sont en phase quelle que soit la fréquence.

La Figure 68 montre la cohérence entre le signal d'excitation (bruit blanc) et la réponse en un des points (les résultats sont similaires pour tous les points) ; celle-ci est très proche de 1 pour toutes les fréquences.



Figure 66 : DSP de l'accélération en un point. Axe X : f (Hz), Axe Y : dB ref. 414 $(\mu ms^{-2})^2/Hz$



Figure 67 : Fonctions de transfert en phase pour le couple de points. Axe X : f (Hz), Axe

Y: deg



Figure 68 : Cohérence entre le bruit blanc et l'accélération. Axe X : f (Hz), Axe Y : 0-1

Les résultats confirment qu'il n'y a pas de mode de flexion de plaque dans la gamme de fréquences 0-2500 Hz ; son comportement peut donc être assimilé à celui d'un piston plan rigide.

Dimensionnement de l'excitateur

Pour nous rapprocher des niveaux vibratoires supportés par les NIDA dans les nacelles, nous avons choisi de dimensionner notre excitateur pour une vitesse maximale : $v = 3 \cdot 10^{-3}$ m/s. L'accélération de la plaque est calculée pour une fréquence de 1800 Hz, choisie dans la plage de fréquences de résonance de la plaque :

$$\gamma = v \cdot \omega = v \cdot 2\pi f = 339 m s^{-2}$$
éq (49)

$$d = \frac{v}{\omega} = 10.4 \cdot 10^{-6} \, m \qquad \text{éq} \, (50)$$

Le déplacement de la plaque :

Le poids de la plaque étant égal à 40g, la force excitatrice doit être :

$$F = m\gamma = 40 \cdot 10^{-3} \cdot 339 = 13,5N$$
 éq (51)

Notre choix s'est porté sur l'excitateur électrodynamique de vibration en translation 4810 B&K qui permet d'obtenir une force de 10N. Comme le niveau de $3 \cdot 10^{-3}$ m/s est un maximum admissible, nous nous trouverons obligatoirement dans la gamme normale de fonctionnement d'un réacteur lors de nos expérimentations.

IV-2-2 MISE EN ŒUVRE DE L'EXPERIMENTATION

Pour mesurer le rayonnement acoustique de la plaque NIDA, l'expérimentation est réalisée en chambre semi - anéchoïque.

La plaque NIDA est bafflée sur une plaque épaisse et immobile à l'aide d'un ruban souple collé (Cf. Figure 69).



Figure 69 : piston bafflé

La Figure 70 présente le schéma de l'expérimentation. Le matériel utilisé comprend un excitateur 4810 B&K, commandé, via un amplificateur 2706 B&K, par le générateur de l'analyseur 2032 B&K. Les mesures de pression acoustique sont faites avec un sonomètre de type 2215 B&K.

Pour atteindre un niveau sonore suffisamment fort dans la gamme de fréquences qui nous intéresse et, pour éviter des déplacements importants du piston bafflé, le bruit blanc est filtré, à la sortie du générateur, par un passe-haut (PH) de fréquence de coupure égale à 500 Hz, à l'aide d'un filtre Rockland modèle 432.



Figure 70 : Schéma de l'expérimentation sur le rayonnement d'une plaque NIDA

La chaîne de mesure globale est étalonnée à l'aide d'un pistonphone de type 4230 B&K et de l'analyseur.

L'objectif de l'étude est de comparer le rayonnement acoustique émis par une plaque NIDA bafflée percée et non percée.

La première étape consistera à déterminer les densités spectrales de puissance de pression obtenues.

La deuxième étape consistera à calculer les puissances acoustiques de la plaque percée et de la plaque non percée pour deux fréquences particulières, selon la norme NF S 31-026 (Annexe 2).

IV-2-3 RESULTATS

IV-2-3.1 Réponse du piston bafflé à un bruit blanc

La Figure 71 montre la densité spectrale de puissance (DSP) de la pression sonore, mesurée sur l'axe à 0,35m, à la verticale du piston bafflé percé (en rouge) et non percé (en bleu), quand il est soumis à un bruit blanc [500 -3200Hz].



Figure 71 : DSP de pression du piston percé (en rouge) et non percé (en bleu) soumis à un bruit blanc.

Axe X : f (Hz) zone de résonance des cavités (en vert), Axe Y : dB ref. 400 10⁻¹² Pa²/Hz

Globalement, sur la bande de fréquence 500-3200Hz, le piston percé rayonne moins que le piston non percé.

Trois zones peuvent être délimitées :

- de 500 à 1600 Hz, le rayonnement du piston percé est sensiblement identique à celui du piston non percé,
- de 1600 à 2350 Hz, cette gamme de fréquences correspond, pour une part, aux fréquences de résonance des cavités de la plaque (Cf. Figure 65), le rayonnement du piston est largement inférieur à celui du piston non percé. Il existe deux maxima d'atténuation à environ 1800 Hz (-8 dB) et 2100 Hz (-18 dB) où l'atténuation est la plus importante.
- de 2350 à 3200 Hz, le rayonnement du piston percé reste inférieur au piston non percé.

IV-2-3.2 Mesure de puissance acoustique

Pour confirmer par un bilan de puissance l'atténuation du niveau de pression constatée, une mesure de puissance acoustique du piston bafflé, percé et non percé, a été réalisée selon la norme NF S 31-026 pour les fréquences de 1800 et 2100 Hz (dans la bande de résonance des cavités).

Le Tableau 9 présente les résultats des mesures de niveau de pression Lp aux dix points, aux fréquences d'excitation de 1800 et 2100 Hz pour des niveaux d'accélération vibratoire identiques, et le calcul de la puissance pour la plaque percée et non percée dans le cas d'un champ libre au dessus d'un plan réfléchissant (éq (53)) :

$$L_w = \overline{L_p} + 10 \lg S_2 / S_0 + C$$
 éq (52)

avec $S_2 = 2\pi r^2$ aire de l'hémisphère d'essai de rayon r

$$S_0 = 1 m^2$$

$$\overline{L_p} = 10 \lg \frac{1}{N} \sum_{l}^{N} 10^{0.1 L_{pl}}$$
 éq (53)

avec L_{pi} : niveau de pression par surfaces partielles d'aires égales, en dB

N : nombre total de mesures

Plaque bafflée à f = 1800 Hz			Plaque bafflée à f = 2100 Hz		
Plaque	non percée	percée		non percée	percée
Position	Lp (dB - 20µPa)	Lp (dB- 20µPa)	Position	Lp (dB- 20µPa)	Lp (dB- 20µPa)
1	77	75	1	84	74
2	80	71	2	85	80
3	83	75	3	83	75
4	82	78	4	81	65
5	80	69	5	80	70
6	76	71	6	83	74
7	79	73	7	81	74
8	80	79	8	83	65
9	79	69	9	83	73
10	80	77	10	81	69
Lw	78.9	73.9	Lw	81.5	72.9
(dB- 1pW)			(dB- 1pW)		

Remarque : le terme C de correction pour l'influence de la température et de la pression est négligeable pour nos mesures réalisées dans un laps de temps réduit.

Tableau 9 : Résultats des mesures de la puissance acoustique Lw de la plaque percée ou non percée

De fortes atténuations existent à partir de 1650 Hz pour la plaque percée (Cf. Figure 71) ; la différence de puissance acoustique est de 5 dB à 1800 Hz et de 8,6 dB à 2100 Hz.

IV-3- COMPARAISON CALCULS - MESURES

IV-3-1 COMPARAISON DES PRESSIONS ACOUSTIQUES POUR LA PLAQUE NIDA NON PERCEE

La pression donnée par l'équation (38) permet de calculer la pression acoustique relative à nos conditions d'expérimentation, à savoir :

• Plaque NIDA de dimensions :	$a = b : 90.90 \text{ mm}^2$,
• Accélération normale :	$\gamma_n = 40 \text{ ms}^{-2}$ gardée constante pendant
l'expérimentation	
• Mesure réalisée au point 10 (Tableau 9)	$\theta = 0^{\circ}, r = 0,35 \text{ m}$
• Fonction de Bessel J ₀	$J_0 = 1 \operatorname{car} \theta = 0^\circ.$

Pour 1800 et 2100 Hz on trouve : $p = 19.15 \ 10^{-2}$ Pa et $Lp = 79,62 \ dB$

Les niveaux de pression mesurés sont de 80 dB pour 1800 Hz et 81 dB pour 2100 Hz, très proches de la valeur théorique.

L'hypothèse, selon laquelle la plaque NIDA rayonne comme un piston rigide bafflé, est donc validée.

IV-3-2 COMPARAISON DES PRESSIONS ACOUSTIQUES POUR LA PLAQUE NIDA PERCEE

La pression donnée par l'éq (39) permet de calculer la pression acoustique relative à une plaque percée de 52 trous débouchant de rayon 2mm.

Pour 1800 et 2100 Hz, on trouve : $p = 17,6 \ 10^{-2}$ Pa et $Lp = 78,89 \ dB$

Les niveaux de pression calculés pour la plaque percée sans cavité (c'est-à-dire juste une diminution de surface) sont peu différents (<1 dB) de ceux obtenus pour la plaque non percée, l'OAR étant faible (8%).

Avec les cavités, la mesure est de 77 dB à 1800 Hz et 69 à 2100 Hz, il existe donc bien un phénomène supplémentaire et la Figure 71 montre que les cavités de Helmholtz jouent un rôle important dans l'atténuation des puissances acoustiques.

IV-3-3 VALIDATION DE L'HYPOTHESE DU PISTON EQUIVALENT PRISE POUR MODELISER LE COMPORTEMENT DES CAVITES SUR LA PLAQUE NIDA PERCEE

Nous effectuons maintenant une simulation à l'aide du programme MatLab dans des conditions comparables à celles de l'expérimentation. Considérons les 52 cavités résonnant 2 par 2 sur 26 fréquences différentes situées dans notre gamme d'intérêt.

- La Figure 72 présente le niveau de pression calculé pour un amortissement : $\mu = 1.85 \cdot 10^{-5}$ Ns/m.
- La Figure 73, pour un amortissement plus faible : $\mu = 1.27 \ 10^{-5} \ \text{Ns/m}$, égal à celui des cavités expérimentées.



Figure 72 : Niveau de pression calculé pour les conditions d'expérimentation, courbe verte : plaque non percée, courbe bleue : plaque selon le schéma équivalent avec 2*26 cavités de f_H différentes, $\mu = 1.85 \cdot 10^{-5}$ Ns/m Axe X : f (Hz), Axe Y : niveau de pression (dB)


Figure 73 : Niveau de pression calculé pour les conditions d'expérimentation, courbe verte : plaque non percée, courbe bleue : plaque selon le schéma équivalent avec 2*26 cavités de f_H différentes, $\mu = 1.27 \cdot 10^{-5}$ Ns/m Axe X : f (Hz), Axe Y : niveau de pression (dB)

Ces courbes sont à comparer à la Figure 71.

Nous remarquons avant tout une pente de 6dB/octave pour les courbes calculées ; nous avons pris une vitesse constante alors que c'est l'accélération qui est constante dans nos expérimentations.

La bande d'atténuation est décalée de 240 Hz au moins (Cf. IV-2-1.1), ce qui correspond à la différence de fréquences entre f_H théorique et f_H expérimentales. Dans le cas de la Figure 73 où l'amortissement correspond à celui de la cavité étudiée Figure 64, l'allure de la courbe est relativement identique à celle de la Figure 71. Les différences de niveau de pression pour les deux minima correspondent à environ 30 dB, donc beaucoup plus importantes que dans la réalité. Cependant, il est difficile de connaître et donc de reproduire exactement les conditions d'expérimentation : nombre de cavités résonnant à telle ou telle fréquence, dimensions et amortissement exacts de chaque cavité,... En effet, les Figure 72 et Figure 73 montrent que l'amortissement a une grande influence sur l'allure de la courbe. Une étude paramétrique est nécessaire afin d'évaluer l'influence des différents paramètres influençant le niveau de pression. Néanmoins, les résultats permettent de penser que l'hypothèse du schéma équivalent modélisant le rayonnement d'une plaque de type NIDA par un système à deux pistons est valable. Cela confirme encore une fois que les cavités existant dans le NIDA se comportent bien comme des résonateurs de type Helmholtz.

IV-4- CONCLUSION

L'étude théorique proposée a eu pour but la mise en place d'une hypothèse sur le comportement vibroacoustique des cavités constituant une plaque de type NIDA. Un schéma équivalent simple a été défini pour les modéliser en considérant deux pistons : l'un représentant la plaque soumise à une vibration, l'autre les cavités de Helmholtz modélisées par un système masse-ressort-amortissement.

L'étude expérimentale a permis de montrer qu'il existe une atténuation de la pression acoustique provoquée par une plaque NIDA percée de trous débouchant sur des cavités. La mesure de la puissance acoustique aux fréquences de résonance des cavités a mis en évidence, dans nos conditions d'expérimentation, une atténuation de 5 dB à 1800 Hz et de 9 dB à 2100 Hz.

Enfin, la comparaison des études théorique et expérimentale montre que le schéma équivalent est bien validé par l'expérimentation.

La conséquence directe de cette validation, est que les cavités constituant les plaques de type NIDA, peuvent être considérées comme des résonateurs de Helmholtz pour prévoir le comportement des matériaux cavitaires.

Il nous faut rappeler que le rayonnement acoustique d'une structure composite de type NIDA est particulièrement efficace lorsqu'elle est soumise à une force vibratoire, parce qu'elle est rigide et légère. Cela constitue un grave inconvénient pour le bruit émis. Mais les perforations de la plaque de recouvrement permettent de profiter du comportement acoustique particulièrement intéressant des résonateurs de Helmholtz.

Notre étude montre encore que l'utilisation des plaques perforées, intégrant des résonateurs de Helmholtz, présente un grand avenir pour réaliser des éléments de structures mécaniques de machines générant des vibrations de fréquences déterminées, telles que les machines tournantes.

Il nous reste maintenant, pour développer plus en avant ce concept, à étudier l'influence des paramètres géométriques des cavités afin d'optimiser leur effet.

CHAPITRE V

OPTIMISATION DE LA FORME DES

CAVITES

L'objectif de ce dernier chapitre est l'optimisation des cavités de façon à améliorer l'atténuation d'un ensemble soumis à diverses sollicitations.

Nous étudions, dans un premier temps, la coexistence des phénomènes de Helmholtz et de quart d'onde au sein d'une même cavité, de longueur variable, soumise à un écoulement. Puis, en deuxième partie, nous évaluons, théoriquement et expérimentalement, l'influence des rapports dimensionnels d'une cavité sur son rayonnement lorsqu'elle est excitée en vibration. La méthodologie des plans d'expériences est utilisée pour rechercher puis optimiser les rapports influant sur l'amortissement et l'amplitude d'atténuation ou de re-rayonnement. L'étude bibliographique fait apparaître une forte influence de la forme sur la fréquence de résonance et sur l'absorption (Cf. Chapitre I-4-). Contrairement à ce que donne la formule de Helmholtz, où seul le volume intervient, les diverses corrections apportées montrent qu'il est important de s'intéresser à la géométrie des cavités et, plus particulièrement, des rapports dimensionnels afin de pouvoir mettre en place une généralisation par adimensionnement. Les travaux de Mohring montrent, par exemple, l'importance du rapport d/D.

Pour orienter notre étude d'optimisation de forme, nous avons d'abord réalisé une expérience qui montre, très simplement, l'importance des rapports dimensionnels sur la capacité de rayonnement de la cavité.

Cette expérience a consisté à faire résonner, sur le mode de Helmholtz, différentes cavités de volume identique, à l'aide d'un flux d'air. Bien que leurs fréquences de résonance soient proches, nous avons constaté que la « facilité de mise en résonance » ainsi que le niveau sonore atteint (Cf. Figure 75) sont très variables. La forme de la cavité, notamment le rapport D/L, intervient donc sur l'amplitude de réémission.



Figure 74 : différentes formes de cavités



Figure 75 : Niveau sonore fonction du rapport D/L des cavités pour un même volume

Le but de la première partie de ce chapitre consiste à étudier les phénomènes de Helmholtz et de quart d'onde, au sein d'une même cavité en fonction de sa longueur : Helmholtz dépend des 3 dimensions alors que le quart d'onde ne dépend que d'une seule.

L'objectif de la deuxième partie est de définir les conditions dimensionnelles (notamment rapport D/L, d/D, *l*/L,...) d'optimisation du niveau acoustique de réémission des cavités.

Dans le cadre d'applications industrielles, pour des raisons de facilité de mise en œuvre, de productivité et d'industrialisation, il est impératif d'avoir des formes simples : prismatiques, hexagonales ou cylindriques. Dans notre étude sur l'optimisation de forme, nous travaillerons avec des cavités cylindriques.

V-1- ETUDE DES PHENOMENES DE HELMHOLTZ ET DE QUART D'ONDE AU SEIN D'UNE MEME CAVITE

Les cavités résonnantes sont de deux types : quart d'onde et Helmholtz, faisant intervenir deux phénomènes acoustiques différents. Alors que le quart d'onde met en jeu les lois de propagation de l'onde sonore, Helmholtz utilise un principe de système oscillant.

Les matériaux absorbants acoustiques, tapissant les réacteurs d'avions et utilisant les structures en NIDA percées, sont modélisés le plus souvent, par un réseau de cavités de type Helmholtz, mais certains auteurs utilisent le résonateur quart d'onde. Cette différence de représentation nous a amenés à étudier des cavités où les deux phénomènes peuvent exister afin de définir la prédominance, la cohabitation ou l'existence d'une interaction entre les deux.

L'objectif est d'étudier les deux phénomènes acoustiques au sein d'une même cavité. Afin de bénéficier d'une plage de mesures intéressante, et parce que la longueur de la cavité est l'unique paramètre commun à Helmholtz et au quart d'onde, une cavité de longueur variable est réalisée afin d'observer les phénomènes acoustiques présents en fonction de la longueur de la cavité.

V-1-1 DEFINITION DE LA CAVITE VARIABLE

La bibliographie ainsi que des essais préliminaires ont permis de définir des intervalles dans lesquels il y a résonance :

- une cavité de Helmholtz doit respecter les relations suivantes :

$$D_{cav} < L_{cav} < 3.D_{cav}$$
$$0 < \frac{d_{col}}{D_{cav}} < 0.4$$
$$0.4 < \frac{d_{col}}{D} < 1$$

et, en ouverture large [1]: $0,4 < \frac{d_{col}}{D_{cav}}$

avec, en ouverture classique :

- un tube quart d'onde doit respecter la relation suivante : $4.\phi < L_{Tube} < 10.\phi$ Ceci nous a conduits à réaliser la cavité présentée Figure 76 avec les dimensions suivantes :

D = 45 mm, d = 25 mm donc en configuration ouverture large, l = 15 mm, L variable de 0 à 460 mm.



Figure 76 : Cavité variable

V-1-2 FREQUENCES DE RESONANCE THEORIQUES

La Figure 77 présente les courbes des fréquences de résonances théoriques en fonction de la longueur de la cavité.

Les fréquences de Mohring et de Helmholtz sont pratiquement confondues pour une faible longueur et divergent à partir de L = 75 mm ; la courbe de Mohring tend alors vers le quart d'onde tandis que Helmholtz coupe le quart d'onde pour L = 290 mm.



Figure 77 : Fréquences de résonance théoriques de la cavité variable

V-1-3 PROTOCOLE EXPERIMENTAL

Les essais sont réalisés dans la soufflerie du LMVA.

Le protocole expérimental consiste à placer la cavité variable horizontalement dans la veine de la soufflerie avec une inclinaison fixe de 70° par rapport à la direction de l'écoulement de vitesse.

Les essais sont réalisés pour différentes vitesses d'écoulement.

Les fréquences et les amplitudes des raies spectrales sont relevées pour L variant de 0 à 420 mm.

V-1-4 RESULTATS DES ESSAIS REALISES

V-1-4.1 Validation de la cavité à ouverture large

La Figure 78 compare les fréquences expérimentales, pour la cavité soumise à un flux d'air, avec les courbes théoriques de Helmholtz et Mohring, pour une vitesse d'écoulement de 20,15 m/s.



Figure 78 : Fréquence de Helmholtz de la cavité à ouverture large

Notre cavité, de par son rapport de diamètres, est considérée comme une cavité de Helmholtz à ouverture large ; les mesures suivent bien la courbe théorique de Mohring jusqu'à L = 300 mm. Le phénomène observé pour les trois derniers points est analysé ci-après.



Figure 79 : Spectre mesuré pour une longueur de cavité de 40 mm



Figure 80 : Spectre mesuré pour une longueur de cavité de 180 mm

Les Figure 79 et Figure 80 nous amènent à faire quelques remarques nécessaires sur les spectres mesurés :

- d'une part, il existe des raies spectrales, plus ou moins marquées, de chaque côté du pic principal, représentatives d'une modulation ; rugosité sonore que l'on entend pendant l'expérimentation (Delta = 48 Hz).
- d'autre part, à partir de L = 170 mm, il n'existe plus une seule raie mais plusieurs dont certaines peuvent être prépondérantes.

Nota : La raie principale la plus basse en fréquence représente le phénomène de Helmholtz, elle est appelée, ici, fondamental. Nous avons appelé « harmoniques », les raies émergentes autres que f_H , elles correspondent aux harmoniques du quart d'onde (car il ne peut exister des harmoniques dans le phénomène de Helmholtz, vu qu'il n'y a pas de propagation). Cet abus de langage est fait pour simplifier les descriptions.

V-1-4.2 Etude de la fréquence de résonance en fonction de la longueur

Les Figure 81 et Figure 82 présentent les fréquences expérimentales obtenues pour deux vitesses d'écoulement différentes.



Figure 81 : Cavité de Helmholtz, fréquence fonction de la longueur pour v = 22,4 m/s



Figure 82 : Cavité de Helmholtz, fréquence fonction de la longueur pour v = 26,9 m/s

Nous pouvons observer que :

- pour L<20mm : il n'y a pas de résonance.
- Pour 20mm<L<170mm : un pic émerge largement du spectre (dB) et se situe sur la courbe théorique de Mohring ; ce qui correspond bien au phénomène de Helmholtz pour une cavité à ouverture large.
- Pour 170mm<L<270mm pour V=22,4 m/s et 170mm<L<240mm pour V=26,9 m/s : plusieurs pics de résonance apparaissent. C'est le troisième pic du spectre qui est le plus élevé ; ses fréquences se rapprochent de la courbe théorique du deuxième harmonique du quart d'onde. Le premier pic suit toujours la courbe de Mohring.
- Pour 270mm<L<320mm pour V=22,4 m/s et 240mm<L<300mm pour V=26,9 m/s : il n'y a plus de résonance.
- Pour 320mm<L<370mm pour V=22,4 m/s et 300mm<L<370mm pour V=26,9 m/s : le cinquième pic du spectre est le plus élevé ; ses fréquences se rapprochent de la courbe théorique du deuxième harmonique du quart d'onde. Le troisième pic est encore bien présent. Le premier pic décrit toujours la courbe de Mohring.

V-1-5 INTERPRETATION ET CONCLUSION

La cavité se comporte convenablement en Helmholtz pour des longueurs de 20mm à 170mm et ceci indépendamment de la vitesse d'écoulement, c'est-à-dire pour :

 $D_{cav} < L_{cav} < 3.D_{cav}$

Pour des longueurs supérieures, plusieurs raies apparaissent, le premier pic correspondant à la fréquence de Helmholtz $f_{\rm H}$.

La cavité semble être influencée par le quart d'onde ; l'influence du premier harmonique du quart d'onde (H1) se manifeste aux longueurs pour lesquelles le troisième pic du spectre prédomine; l'influence du deuxième harmonique du quart d'onde (H2) se manifeste aux longueurs pour lesquelles le cinquième pic du spectre prédomine.

La Figure 83 présente les troisième et cinquième raies du spectre avec les courbes théoriques du premier et du deuxième harmonique du quart d'onde (H1) et (H2). Ces dernières ont été corrigées, dans la deuxième partie de la figure, afin d'approcher au plus près les points expérimentaux par translation axiale, correspondant à une modification de la longueur de la cavité quart d'onde.



Figure 83 : Comparaison des 3^e et 5^e pics du spectre avec : les 1^{er} et 2^e harmoniques corrigés du quart d'onde et des modes de résonance du tube

A partir d'une certaine profondeur de cavité, le phénomène de quart d'onde interviendrait en plus de celui de Helmholtz. Le fait que la cavité de type Helmholtz ne constitue pas une cavité

de quart d'onde parfaite peut expliquer l'écart entre les mesures et les courbes théoriques, la longueur du quart d'onde devant être corrigée dans notre cas de 40 mm (1 + 25 mm).

En revanche, on ne peut pas assimiler la cavité de Helmholtz à une salle fermée ; les courbes décrites par les troisième et cinquième pics s'apparentent plus aux courbes du qu'à celles des modes de résonance propre d'une salle fermée.

En ce qui concerne la zone sans résonance observée expérimentalement ; les courbes théoriques de Helmholtz et quart d'onde se croisent pour L = 290mm, endroit où coexisteraient les deux phénomènes. Pour cette longueur, il règne dans la cavité une instabilité acoustique, un conflit entre les deux phénomènes, car il ne peut y avoir à la fois propagation d'onde et non propagation.

On peut également remarquer que la vitesse d'écoulement influence à la fois la zone sans résonance et sa largeur.

Pour des longueurs de cavités comprises entre D et 3D environ, seul le phénomène de Helmholtz existe. C'est ce que nous trouvons dans les NIDA « conventionnels ». Afin d'optimiser les dissipations d'énergie et donc l'absorption à certaines fréquences, il serait intéressant d'élaborer des NIDA avec des cavités profondes pour faire intervenir les deux phénomènes Helmholtz et harmoniques du quart d'onde.

V-2- OPTIMISATION DES RAPPORTS DIMENSIONNELS DES CAVITES POUR MAXIMISER LEURS RAYONNEMENT ACOUSTIQUE

Cette étude fait suite au travail réalisé au Chapitre IV qui, d'une part, a montré expérimentalement que les plaques NIDA percées sont moins rayonnantes que celles qui ne sont pas percées, et qui, d'autre part, a permis d'élaborer la modélisation d'un tel système. Nous avons vu par ailleurs au chapitre III que, dans le cas d'un écoulement, l'effet de contrôle actif nécessite que les cavités émettent un son suffisamment puissant pour s'opposer à l'onde sonore incidente. Dans ce cas, par exemple, on pourra rechercher un rayonnement des cavités maximal. Nous voyons bien qu'il est maintenant nécessaire d'étudier l'influence des rapports dimensionnels des cavités pour tirer au mieux partie de ces comportements et être capable de les doser selon l'utilisation envisagée.

Deux études sont menées en parallèle : expérimentale et simulation théorique afin de valider plus largement le modèle en intégrant l'amortissement de la cavité.

V-2-1 ETUDE EXPERIMENTALE PAR UNE APPROCHE PLANS D'EXPERIENCES

Le choix de la méthode d'optimisation des essais s'est porté sur les plans d'expériences [89-93] qui minimisent le nombre d'essais tout en permettant d'acquerir un maximum d'informations. Un modèle théorique est défini, basé sur les résultats expérimentaux, qui permet, après validation des hypothèses, d'optimiser la réponse en fonction des paramètres étudiés.

La méthodologie des PE, contrairement à l'approche habituelle, propose un modèle basé sur la régression multilinéaire qui ne tient pas compte de la phénoménologie physique : ce n'est pas un modèle physique. On superpose sur notre phénomène une structure, ici un polynôme, en considérant que celui-ci, sur un domaine défini, va « coller » à la réalité physique. La régression multilinéaire impose cependant de faire des hypothèses importantes que nous devrons valider :

- respecter l'additivité du modèle (les paramètres étudiés doivent impérativement être indépendants),
- respecter la linéarité du modèle (l'évolution de chacun des paramètres doit être linéaire, dans le domaine étudié). Si ce n'est pas le cas, on considérera plusieurs niveaux, c'est-à-dire une linéarité par portion.

L'objectif de l'expérimentation est d'étudier l'influence des variations des rapports dimensionnels d'une cavité de Helmholtz sur ses caractéristiques acoustiques, notamment sa fréquence de résonance et son niveau sonore de rayonnement lorsqu'elle est excitée par un flux d'air ou des vibrations. La caractérisation se fera sur les signaux enregistrés.

V-2-1.1 Mise en place du plan d'expériences

Détermination des paramètres de l'étude

La cavité a quatre caractéristiques dimensionnelles (Cf. Figure 20 Chapitre II) :

- la longueur de la cavité L,
- le diamètre de la cavité D,
- la longueur du col *l*,
- le diamètre du col d.

Les paramètres choisis correspondent aux rapports dimensionnels suivants :

- $A = \frac{d}{D}$
- $B = \frac{L}{l}$
- $C = \frac{D}{L}$
- $A * B * C = \frac{d}{l}$
- $A * C = \frac{d}{L}$
- $B * C = \frac{D}{l}$

Il y a peu de chance que les paramètres évoluent linéairement, c'est pourquoi trois niveaux par paramètre sont définis (*ce qui correspond à trois valeurs prises par chacun des paramètres lors des essais*).

Détermination du modèle étudié

Trois paramètres à trois niveaux avec trois interactions (AC, BC et ABC) amènent à étudier le modèle suivant :

 $Y = I + \alpha \ A + \beta \ B + \gamma \ C + \delta \ AC + \epsilon \ BC + \zeta \ ABC$

Y représente la (ou les) réponse(s) du système,

I la moyenne des réponses,

 α , β , γ , δ , ϵ et ζ , les coefficients du modèle à déterminer expérimentalement.

Détermination des réponses étudiées

Les réponses à mesurer sont :

- la fréquence de résonance,
- l'amortissement,
- le niveau de pression acoustique en fonction de la fréquence.

Détermination du plan d'expériences

Par rapport aux éléments définis plus haut, le plan retenu est une table L27 de Taguchi [89-91, 93, 94].

Il faut maintenant quantifier les caractéristiques dimensionnelles des cavités : on choisit de garder d constant, ce qui nous donne trois valeurs de D, car d/D a trois niveaux. On en déduit ensuite les 9 valeurs de L puis les 27 valeurs de l.

Les valeurs ne sont évidemment pas choisies au hasard ; elles sont fonctions des différentes contraintes qu'on s'impose : se rapprocher de la réalité des matériaux NIDA tout en évitant les difficultés de réalisation des essais.

Ces contraintes sont les suivantes:

- les fréquences de résonance doivent être comprises dans un domaine relativement restreint 500Hz – 1500Hz,
- les dimensions des cavités doivent être raisonnables, par exemple :
 - o pas de longueur de col inférieure au mm,
 - o pas de diamètre de cavité supérieur à 60mm,
- les valeurs des rapports dimensionnels doivent être cohérents et, si possible, inclure les valeurs d'un NIDA existant ; pour la plaque NIDA en alliage d'aluminium considérée dans le Chapitre IV : A=0,25 ; B=20 ; C=0,8.

En tenant compte des critères et contraintes définis, nous avons retenu les valeurs :

- d = 8mm
- $d/D = \{0,22; 0,27; 0,36\}$
- $L/l = \{5; 7; 10\}$
- $D/L = \{0,7; 0,9; 1,1\}$

Le Tableau 10 reprend les 27 cavités, leurs dimensions, la valeur correspondante des paramètres du plan d'expériences et la valeur théorique de la fréquence de résonance (éq (10) et (12)).

N°	N℃avité	d	Α	d/D	В	L/I	С	D/L	D	L	I	Fréq
essai		(mm)							(mm)	(mm)	(mm)	(Hz)
1	1	8	1	0,36	1	5	1	0,7	22	31,4	6,29	970
2	4	8	1	0,36	2	7	1	0,7	22	31,4	4,49	1044
3	7	8	1	0,36	3	10	1	0,7	22	31,4	3,14	1113
4	2	8	1	0,36	1	5	2	0,9	22	24,4	4,89	1164
5	5	8	1	0,36	2	7	2	0,9	22	24,4	3,49	1240
6	8	8	1	0,36	3	10	2	0,9	22	24,4	2,44	1309
7	3	8	1	0,36	1	5	3	1,1	22	20	4	1338
8	6	8	1	0,36	2	7	3	1,1	22	20	2,86	1415
9	9	8	1	0,36	3	10	3	1,1	22	20	2	1483
10	10	8	2	0,27	1	5	1	0,7	30	42,9	8,57	562
11	13	8	2	0,27	2	7	1	0,7	30	42,9	6,12	613
12	16	8	2	0,27	3	10	1	0,7	30	42,9	4,29	662
13	11	8	2	0,27	1	5	2	0,9	30	33,3	6,67	681
14	14	8	2	0,27	2	7	2	0,9	30	33,3	4,76	735
15	17	8	2	0,27	3	10	2	0,9	30	33,3	3,33	785
16	12	8	2	0,27	1	5	3	1,1	30	27,3	5,45	789
17	15	8	2	0,27	2	7	3	1,1	30	27,3	3,9	845
18	18	8	2	0,27	3	10	3	1,1	30	27,3	2,73	895
19	19	8	3	0,22	1	5	1	0,7	36	51,4	10,3	406
20	22	8	3	0,22	2	7	1	0,7	36	51,4	7,35	446
21	25	8	3	0,22	3	10	1	0,7	36	51,4	5,14	485
22	20	8	3	0,22	1	5	2	0,9	36	40	8	494
23	23	8	3	0,22	2	7	2	0,9	36	40	5,71	537
24	26	8	3	0,22	3	10	2	0,9	36	40	4	578
25	21	8	3	0,22	1	5	3	1,1	36	32,7	6,55	575
26	24	8	3	0,22	2	7	3	1,1	36	32,7	4,68	620
27	27	8	3	0,22	3	10	3	1,1	36	32,7	3,27	662
								Maxi	36	51,4	10,3	1483
								Mini	22	20	2	406

Tableau 10 : Tableau récapitulatif des essais

V-2-1.2 Expérimentation

Deux campagnes d'essais sur les 27 cavités ont été réalisées pour obtenir une mesure pour chacune des réponses : la première pour mesurer la variation du niveau de pression acoustique produit par la cavité en fonction de sa fréquence d'excitation en vibroacoustique ; la deuxième permet de déterminer la fréquence de résonance expérimentale des cavités ainsi que de calculer leur amortissement en soumettant chaque cavité à une sollicitation flux d'air (données utilisées dans la simulation).

Mesure de la pression sonore rayonnée par les cavités

Protocole d'essais

Le protocole est similaire à celui élaboré au Chapitre IV, avec un changement cependant : l'analyseur de spectre est là uniquement pour visualiser le niveau acoustique relevé en temps réel, l'enregistrement se fait sous le logiciel Adobe Audition pour faciliter les sauvegardes et le traitement des signaux recueillis. La Figure 84 présente le schéma du montage expérimental.



Figure 84 : Schéma du montage expérimental

Un essai se déroule de la façon suivante dans la chambre anéchoïque du LMVA :

- étalonnage : prise d'une référence avec un pistonphone délivrant un son de 94dB à 1000Hz,
- premier balayage en fréquence de 100 à 1600Hz pour une cavité bouchée (pas d'influence de la cavité sur la réponse obtenue),
- deuxième balayage pour la cavité débouchée ; l'influence de la cavité est enregistrée.

La Figure 85 donne un exemple d'allure temporelle de l'enregistrement.



Figure 85 : Allure temporelle du signal (cavité 11)

La Figure 86 présente l'analyse fréquentielle du signal enregistré afin d'obtenir la courbe du niveau de pression acoustique en fonction de la fréquence.



Figure 86 : Analyse fréquentielle (cavité 11)

On observe bien une réaction de la cavité relative à la sollicitation en vibration. On cherchera par la suite à quantifier ce minimum et ce maximum produits par la cavité et à l'optimiser.

Validation de la méthode de mesure

Résonance de structure

Nous avons cherché à déterminer à quel élément était due la résonance de structure autour de 1450 Hz trouvée sur les deux courbes, afin de confirmer son indépendance par rapport au phénomène que l'on souhaite étudier.

La Figure 87 présente trois configurations d'essais :

- une cavité normale : col ouvert,
- la même cavité bouchée : col fermé avec une paroi supérieure entièrement rigide,
- la même cavité ouverte pour laquelle la paroi supérieure a été entièrement retirée.



Figure 87 : Trois conditions différentes (cavité 21)

Les courbes permettent de conclure que la résonance de structure correspond à celle de la paroi supérieure de la cavité qui se comporte comme une membrane. Toutefois, les fréquences de résonance de cette membrane et les fréquences de Helmholtz de la cavité étant assez éloignées, on suppose que les phénomènes n'interagissent pas.

Bafflage

Puisque nous cherchons à optimiser le rayonnement de la cavité, il est logique de baffler autour du col de la cavité. Cependant, les cols étant en majorité assez courts, le bafflage est difficilement réalisable. C'est pourquoi un bafflage autour du diamètre D de la cavité a été retenu.



Figure 88 : Bafflage autour du petit diamètre



Figure 89 : Bafflage autour du grand diamètre

La validation est réalisée par comparaison des bafflages pour les cavités ayant les cols les plus longs. La Figure 90 compare les enregistrements correspondant aux bafflages sur le diamètre D et sur le diamètre de col pour la cavité 19.



Figure 90 : Validation du bafflage (cavité 19)

Plusieurs différences sont observées ; le bafflage sur le col offre :

- un bruit de fond global moins élevé (10 dB),
- une amplitude de résonance de la cavité plus forte,
- des caractéristiques plus précises (meilleur rapport S/B) : résonance de cavité et résonance de structure (autour de 1000Hz).

Le bafflage sur le col est logiquement plus efficace et donne de meilleurs résultats que le bafflage sur la cavité. Néanmoins, les résultats sur le grand diamètre sont corrects, exploitables et montrent les mêmes phénomènes. De plus, il est important de noter que le rayonnement de la cavité doit être considéré dans son ensemble (Cf. influence de l'OAR IV-1-1), il est donc finalement judicieux de considérer le bafflage sur le diamètre de la cavité notamment pour la validation de la simulation dans le cas de réseau de cavités (NIDA).

Conclusion

Ces essais permettent de valider la méthode expérimentale. Les enregistrements se font de la même manière pour toutes les cavités. Les 27 enregistrements sont du même type que celui présenté Figure 86 et sont rassemblés en Annexe 9.

Mesure de la fréquence et de l'amortissement des cavités

Il s'agit de déterminer expérimentalement la fréquence de Helmholtz des 27 cavités considérées, ainsi que leur amortissement, afin de posséder les données nécessaires pour comparer les résultats expérimentaux de la première campagne de mesures avec les résultats théoriques de la simulation numérique.

Protocole d'essais

La cavité est soumise à un flux d'air. Le signal émis par la cavité est enregistré avec le même procédé d'acquisition que précédemment. La Figure 91 présente le spectre en fréquence.



Figure 91 : Pic de résonance, excitation par flux d'air

On relève sur la courbe la fréquence du pic, correspondant à la fréquence de Helmholtz de la cavité.

Le taux d'amortissement μ est défini par éq (48) :

$$\mu = 2.\delta.\sqrt{k.m} = \frac{\Delta f}{f_H}.\sqrt{k.m}$$

 Δf correspondant à la largeur de la bande de fréquence à -3dB.

Ces mesures et calculs sont réalisés pour les 27 cavités.

V-2-1.3 Dépouillement des résultats

Choix des critères et réponses

On relève sur les enregistrements réalisés pour la première série d'essais (excitation par un balayage en fréquence), les caractéristiques de la résonance des cavités, à savoir : les fréquences des minimum et maximum locaux de la courbe de niveau de pression pour la cavité débouchée, ainsi que les niveaux de pression correspondant pour la cavité bouchée et débouchée. On relève également la fréquence d'intersection des courbes de niveaux de pression pour les cavités bouchées et débouchées (Figure 92).



Figure 92 : Mesure des fréquences et des niveaux de pression acoustique

On retient les grandeurs suivantes :

- la fréquence du minimum local : fmin,
- le niveau de pression correspondant pour la cavité débouchée : dbmin-de,
- le niveau de pression correspondant pour la cavité bouchée : dbmin-bo,
- la fréquence du maximum local : fmax,
- le niveau de pression correspondant pour la cavité débouchée : dbmax-de,
- le niveau de pression correspondant pour la cavité bouchée : dbmax-bo,
- la fréquence d'intersection des niveaux de pression cavité bouchée et débouchée : fintersection.

Ces données permettent de calculer les réponses à analyser dans le plan d'expérience. On retient :

- l'amplitude crête à crête de la résonance : crete-crete,
- l'amplitude du maximum local : crete positif = (dbmax-de) (dbmax-bo),
- la pente de la droite joignant les deux points extrema : pente = ((dbmax-de)-(dbmin-de))/((fmax)-(fmin)).

La deuxième campagne, où l'excitation de la cavité se fait par un flux d'air, permet de mesurer : la fréquence de résonance de la cavité et la largeur de la bande de fréquence à l'atténuation -3dB afin de calculer le taux d'amortissement μ .

On retient comme réponse pour le plan d'expérience :

• le taux d'amortissement : µ

L'Annexe 10 présente un tableau où sont rassemblés tous les résultats et les valeurs des critères.

Calcul des effets et des interactions

Le Tableau 11 rassemble les valeurs des réponses pour le plan d'expérience.

N°. cavité	А	В	С	crete-crete	crete positif	pente	mu
	d/D	L/1	D/L	(dB)	(dB)	(dB/Hz)	(kg/s)
colonne	1	5	2				10 ⁻⁵
1	1	1	1	19,5	10,5	0,1653	5,89
2	1	2	1	22,6	12,1	0,1915	4,99
3	1	3	1	28,6	16,1	0,1430	14,3
4	1	1	2	18,3	13,1	0,1649	7,71
5	1	2	2	20,1	10,8	0,1570	7,08
6	1	3	2	26,9	15,2	0,1093	7,16
7	1	1	3	18,5	12,9	0,1492	18,3
8	1	2	3	19,7	10,4	0,1340	8,65
9	1	3	3	26,5	13,1	0,1082	5,36
10	2	1	1	7,9	4,2	0,2548	5,36
11	2	2	1	17,4	9,4	0,2522	3,32
12	2	3	1	19,8	11,3	0,2129	3,41
13	2	1	2	7	3,6	0,1628	6,14
14	2	2	2	15,3	8	0,2217	3,04
15	2	3	2	18,6	11	0,2138	7,09
16	2	1	3	7,2	4,1	0,2118	9,93
17	2	2	3	15	8,2	0,2344	7,24
18	2	3	3	18,7	10,5	0,1968	4,69
19	3	1	1	8,2	5	0,2216	12,2
20	3	2	1	13,3	7,5	0,2558	4,61
21	3	3	1	15,1	7,4	0,2696	6,07
22	3	1	2	8	5	0,2162	6,43
23	3	2	2	11,9	6,6	0,2017	6,10
24	3	3	2	15,2	8,2	0,2111	4,41
25	3	1	3	11,7	6,5	0,2854	6,84
26	3	2	3	12	6,8	0,1967	3,57
27	3	3	3	16	6,4	0,1649	6,88
Moyenne				16,26	9,03	0,1965	6,91

Tableau 11 : Tableau des réponses expérimentales pour toutes les cavités

Le dépouillement du plan d'expériences aboutit à la détermination d'un modèle qui donne l'influence des paramètres sur la réponse.

A partir des résultats obtenus, on calcule les effets des paramètres (voir Annexe 11) et on trace les graphes des effets pour chacune des réponses.

L'analyse de la variance (ANAVAR) - étude statistique de comparaison des variances - permet de conclure sur l'influence des différents paramètres et de définir, après validation, le modèle final retenu.

Sur les graphes figurent en abscisse les trois niveaux 1, 2, 3, pour les paramètres A, B, et C (avec une représentation à l'échelle des valeurs de ces niveaux).

Rappel:
$$A = \frac{d}{D}$$
 $B = \frac{L}{l}$ $C = \frac{D}{L}$

Pour la **réponse de l'amplitude crête-crête**, les paramètres A et B sont beaucoup plus influents que ABC, C, AC et BC que l'on peut négliger (Cf. Annexe 11). La Figure 93 montre aussi que les effets de A et B sont à peu près linéaires.



Figure 93 : Graphes des effets de A, B, C pour la réponse « crête-crête »

Le modèle retenu après analyse de la variance est :

 $Y_{th\acute{e}} = 11,6 + [6,04 -2,16 -3,88] d/D + [-4,45 0,11 4,34] L/l$

La configuration qui maximise la réponse « crête-crête », est : d/D = 0,36 et L/l = 10, ce qui donne :

$$Y_{\text{Max th}\acute{e}} = 26,64$$

Cette configuration correspond aux cavités : 3, 6 et 9. La moyenne des résultats des trois cavités est :

$$Y_{exp} = 27,33$$

Les valeurs expérimentale et théorique sont proches, on peut considérer que pour l'optimisation, c'est-à-dire la maximisation de l'amplitude crête-crête, le modèle est validé.

De même que précédemment, pour **l'amplitude crête-positif** seuls les paramètres A et B sont influents. Les allures des évolutions des paramètres, ainsi que la configuration qui maximise la réponse, sont les mêmes que pour la réponse « crête-crête ».



Figure 94 : Graphes des effets de A, B, C pour la réponse « crête- positif »

Le modèle retenu après analyse de la variance est :

 $Y_{th\acute{e}} = 9,03 + [3,66 -1,22 -2,43] d/D + [-1,82 -0,17 1,99] L/l$

La configuration qui maximise la réponse « crête-crête », est : d/D = 0,36 et L/l = 10, ce qui donne :

$$Y_{Max th\acute{e}} = 14,68$$

Cette configuration correspond aux cavités : 3, 6 et 9. La moyenne des résultats des trois cavités est alors :

 $Y_{exp} = 14.8$

Les valeurs expérimentale et théorique sont proches, on peut considérer que pour l'optimisation, c'est-à-dire la maximisation de l'amplitude crête-positif, le modèle est validé.

Remarque : les deux réponses précédentes mesurent la même caractéristique, il est donc normal de trouver les mêmes résultats. Nous avons étudié les deux réponses pour voir si l'une était plus intéressante que l'autre.

Pour la pente, l'optimisation de l'analyse de la variance pour un risque de 7% (Cf. Annexe 11) montre que les paramètres A, C, ABC et B sont influents.



Figure 95 : Graphes des effets de A, B, C pour la réponse « pente »

Le modèle retenu après analyse de la variance est :

$$\begin{split} Y_{th\acute{e}} &= 19,65 + [-4,96 & 2,14 & 2,82] \ d/D + [0,7 & 0,85 & -1,55] \ L/l \\ &+ [2,20 & -1,23 & -0,97] \ D/L + d/l \end{split}$$

La configuration qui maximise la réponse « pente », est : d/D = 0,22 et L/l = 7 et D/L = 0,7 ; ce qui donne :

$$Y_{Max th\acute{e}} = 0,2557$$

Cette configuration correspond à la cavité 20, pour laquelle :

 $Y_{exp} = 0,2558$

Les valeurs expérimentale et théorique sont identiques, on peut considérer que pour l'optimisation, c'est-à-dire la maximisation de la pente, le modèle est validé.

Pour l'étude de la différence de fréquences (expérimentale et théorique), l'optimisation de l'analyse de la variance pour un risque de 7% montre que les paramètres C et B sont influents et évoluent de façon linéaire.

Le modèle retenu après analyse de la variance est :

 $Y_{th\acute{e}} = -1 + [88,67 -3,78 -84,89] L/l + [-96,44 -1,67 98,11] D/L$

Pour minimiser la différence de fréquences, il faut que Y soit égale à 0. Il existe donc plusieurs possibilités.

L'une d'entre elles est proche de : L/l = 7 et D/L = 0.9 où Y _{thé} = -6,45

Cette configuration correspond aux cavités : 5, 14 et 23. La moyenne des résultats des trois cavités est : $Y_{exp} = 7,33$

Une autre : L/l = 5 et D/L = 0,7 où Y thé = -8,77

Cette configuration correspond aux cavités : 1, 10 et 19. La moyenne des résultats des trois cavités est : $Y_{exp} = -1$

Les valeurs expérimentales et théoriques ne sont pas très proches, l'erreur expérimentale (estimée par les résidus) est importante, ce qui explique cette différence. Cependant on peut considérer que le modèle est validé car une différence de l'ordre de 15 Hz de la fréquence de Helmholtz est très raisonnable (Cf. Chapitre I-1).

Pour l'amortissement μ , l'optimisation de l'analyse de la variance montre qu'il faut prendre un risque de 10% afin que les paramètres A, B et ABC soient influents. Ceci dénote une dispersion expérimentale plus grande. Le graphe des effets (Figure 96) permet de visualiser que les paramètres A et B n'évoluent pas linéairement, mais plutôt paraboliquement.



Figure 96 : Graphes des effets de A, B, C pour la réponse « mu »

Pour maximiser la résonance, il faut minimiser µ.

Le modèle retenu après analyse de la variance est :

 $Y_{th\acute{e}} = 6,91 + [1,91 -1,34 -0,57] d/D + [1,84 -1,52 -0,32] L/l + d/l$

La configuration qui minimise la réponse μ , est : d/D = 0,27 et L/l = 7 et d/l = 1,323, ; soit :

$$Y_{\min th\acute{e}} = 3,81.10^{-5}$$

Cette configuration correspond à la cavité 11 pour laquelle :

$$Y_{exp} = 3,32.10^{-5}$$

Les valeurs expérimentale et théorique sont proches, on peut considérer que pour l'optimisation, c'est-à-dire la minimisation de l'amortissement, le modèle est validé.

V-2-1.4 Interprétation des résultats

Pour les caractéristiques définies, les rapports qui influent toujours sont d/D et L/l, avec une importance plus grande pour le rapport des diamètres. Cela confirme bien la formulation de Mohring (col large).

Nous pensions que la pente pouvait correspondre physiquement à l'amortissement (difficile à mesurer) ; cependant, les paramètres et les évolutions de ceux-ci étant très différents pour les

deux réponses, les résultats montrent que la pente n'est pas corrélée directement à l'amortissement.

Dans le domaine étudié et de manière plus particulière, en ce qui concerne l'amplitude crête (qui doit correspondre à l'amplitude de résonance et donc avoir une certaine corrélation avec l'amortissement), seuls deux rapports dimensionnels sont influents. Le principal est le rapport de diamètres ; l'optimisation montre qu'il faut privilégier le col large pour avoir un meilleur rayonnement. Puis, vient le rapport de longueurs où la longueur de col doit être faible pour limiter la résistance et donc une perte d'énergie pour le rayonnement.

Nous choisirons l'étude de l'amplitude crête-crête, un seul essai étant nécessaire pour définir la réponse.

En ce qui concerne la différence entre fréquences expérimentale et théorique, il existe une multitude de réponses pour la minimiser, il n'y a donc pas de règle particulière sur les rapports de dimensions pour affirmer que la formulation de Helmholtz et Rayleigh soit la plus proche de la réalité.

En ce qui concerne l'amortissement, les trois rapports d/D, L/l et d/l ont la même influence, ce qui permet donc de caractériser complètement la cavité adimensionnellement. De plus, leur évolution est parabolique (Cf. graphe des effets) : il existe donc un optimum pour obtenir un amortissement faible afin d'avoir le rayonnement maximum.

Cette étude montre qu'il est possible d'ajuster un ou plusieurs de ces rapports pour obtenir l'amplitude et la bande d'amplification souhaitées.

Par exemple, le NIDA étudié au Chapitre IV n'offre pas les caractéristiques optimales pour un rayonnement maximal. En effet, d/D = 0.25 est optimal, mais L/l et d/l sont beaucoup trop grands (20 au lieu de 7 et 4 au lieu de 1,323).

A partir de cette étude expérimentale, nous pouvons donc obtenir le rayonnement maximal d'une cavité en déterminant le volume optimal pour une section de col donnée (à d fixé, d/D = 0,27 et D/L = 0,7).
V-2-2 SIMULATION NUMERIQUE DU PLAN D'EXPERIENCES REALISEES EXPERIMENTALEMENT

Nous reprenons le Tableau 10, et, simulons, avec le programme réalisé sous MatLab, les 27 essais en intégrant la valeur de l'amortissement trouvée expérimentalement (Cf. Tableau 11). Le dépouillement du plan se fait pour la seule réponse amplitude crête-crête A_{cr_cr} ; on a vu précédemment que la pente n'offre pas d'intérêt particulier puisqu'elle n'est pas corrélée à l'amortissement.

La Figure 97 présente la simulation du niveau de pression pour la cavité 1 ; les autres sont présentées en Annexe 12.



Figure 97 : Niveau de pression acoustique obtenu par simulation pour la cavité 1

L'allure des courbes simulées, bien que plus resserrée, est proche à celles obtenues expérimentalement (Cf. Annexe 11), il s'agit donc bien du même phénomène étudié.

On note que si on change l'amplitude d'accélération de la base, cela provoque une translation de la courbe en ordonnée (Lp) mais pas sur l'amplitude crête-crête de la courbe. Par contre le changement de mu provoque une modification de l'amplitude crête-crête.

V-2-3 COMPARAISON DES RESULTATS DE SIMULATION AVEC L'EXPERIMENTATION

Jusqu'à maintenant nous avons mené deux études en parallèle : expérimentale et analytique. Il convient de comparer les résultats des deux méthodes pour valider le modèle analytique de la cavité.

V-2-3.1 Comparaison pour une cavité

La Figure 98 présente la comparaison des réponses théorique et expérimentale pour la cavité 5. Les courbes sont superposées afin de pouvoir les comparer ; les niveaux de pression sont donc relatifs.





La courbe bleue représente la réponse expérimentale, les deux autres (verte et rouge) correspondent au modèle pour deux valeurs du taux d'amortissement. Pour la courbe verte, il correspond à la valeur mesurée expérimentalement avec un écoulement d'air.

Les courbes ont la même allure, les amplitudes sont, globalement, du même ordre de grandeur, cependant, les courbes simulées sont plus resserrées sur $f_{\rm H}$.

Afin d'obtenir une amplitude crête-crête identique à celle de la courbe expérimentale, il est nécessaire d'ajuster la valeur de l'amortissement par l'intermédiaire de delta (Cf. éq 48), en effet k et m sont définis par la géométrie de la cavité, c'est delta qui est déterminé expérimentalement.

V-2-3.2 Corrélation amplitude crête-crête avec delta

Le Tableau 12 présente les valeurs de l'amplitude crête-crête trouvées expérimentalement et par simulation, ainsi que le delta obtenu par simulation pour avoir A_{cr_cr} identique avec les courbes expérimentales.

No	NIO	A _{cr_cr} Simul	A Exp	2 Delta Simul	2 Delta Exp	Rapport
IN .	1					Delta
essai	cavite	Lp (dB)	Lp (dB)	10 ⁻⁴	10 ⁻⁴	
1	1	26	20	200	113	1.77
2	4	26	18	260	103	2.52
3	7	17	18	314	314	1
4	2	24	23	138	138	1
5	5	25	20	210	135	1.55
6	8	23	20	250	144	1.73
7	3	16	29	80	308	0.26
8	6	23	28	90	154	0.58
9	9	27	27	100	100	1
10	10	17	9	340	151	2.25
11	13	20	7	400	102	3.92
12	16	20	8	380	113	3.36
13	11	16	18	135	163	0.83
14	14	21	17	140	87	1.61
15	17	13	14	217	217	1
16	12	12	20	110	250	0.44

17	15	14	19	105	195	0.54
18	18	18	20	110	134	0.82
19	19	4.5	9	239	428	0.56
20	22	11	9	220	178	1.23
21	25	8	12	170	255	0.67
22	20	10	12	170	214	0.79
23	23	9.5	13	150	221	0.68
24	26	13	12	170	172	0.99
25	21	10	14	134	217	0.61
26	24	15	16	122	122	1
27	27	9	16	112	251	0.44

Tableau 12 : Comparaison des amplitudes crête-crête expérimentaux et analytiques

Il existe une corrélation entre l'amplitude et l'amortissement.

La valeur de calage du delta est parfois différente de la réalité ; la difficulté à évaluer expérimentalement l'amortissement pourrait conduire à cette dispersion.

V-2-4 CONCLUSION

Comme nous l'avons vu dans l'étude expérimentale, nous pouvons donc obtenir le rayonnement maximal d'une cavité en déterminant le volume optimal pour une section de col donnée (à d fixé, d/D = 0.27 et D/L = 0.7).

La simulation est représentative du phénomène physique de résonance de type Helmholtz. Seule la largeur du phénomène n'est pas validée. Par contre, il existe une corrélation entre l'amplitude et l'amortissement, la modélisation permet donc d'obtenir une valeur de l'amortissement à partir d'un essai et permet ainsi une simulation du phénomène.

Les dimensions de la cavité déterminent la fréquence de résonance, cependant que le choix des rapports de forme induisent une meilleure réémission ou rayonnement de la cavité selon son mode de sollicitation.

CONCLUSION GENERALE

Les travaux de recherche menés durant cette thèse présentent une contribution à l'étude de phénomènes physiques relatifs au comportement de cavités de Helmholtz et de matériaux NIDA, lorsqu'ils sont soumis à diverses sollicitations : une onde acoustique, une onde acoustique couplée à un écoulement d'air, ou encore à des vibrations.

Cette étude, largement guidée par l'expérimentation, a nécessité la conception et la réalisation de nombreux bancs d'essais afin de comprendre les divers phénomènes, de mesurer et de valider les théories que nous avons proposées.

L'étude des cavités et des plaques soumises à une onde acoustique permet de justifier que la structure nid d'abeilles (NIDA) peut être parfaitement modélisée par des résonateurs de Helmholtz, en basses fréquences.

Elle fait ressortir qu'il existe une variation importante de l'atténuation obtenue selon les formes des cavités. Cela nous a conduits à mener une étude plus approfondie pour évaluer leurs influences et celles de leurs rapports dimensionnels sur leurs capacités acoustiques.

D'autre part, le couplage de plusieurs cavités a montré comment il modifie leurs comportements : l'atténuation maximale diminue mais la bande de fréquences atténuées s'élargit. Ce phénomène est certainement la clé de l'explication des différences entre la théorie de Helmholtz et son application à des matériaux sandwich à âme nid d'abeilles.

Les résultats obtenus sur les plaques NIDA sont intéressants à plusieurs titres. Les fréquences trouvées expérimentalement correspondent aux premières fréquences théoriques pour les cavités percées d'un, de deux ou de « moitiés » de trous. De plus, les atténuations obtenues sont du même ordre de grandeur quelles que soient les fréquences et les plaques (6 à 8 dB). Cependant, elles semblent relativement faibles alors que nous avons affaire à une multitude de cavités. On pouvait donc se demander si le phénomène d'absorption allait compenser le bruit supplémentaire généré par un flux sur des plaques percées.

Puisqu'il existe bien une atténuation, nous avons alors émis l'hypothèse qu'une cavité, soumise à un flux, réémet une onde qui va se « caler » avec l'onde incidente de façon à atténuer le niveau sonore global. Pour vérifier cette hypothèse, nous avons imaginé des expérimentations et construit plusieurs bancs d'essais. Ceux-ci nous ont permis d'observer le phénomène de calage et l'atténuation attendus, qui a pu atteindre de 7 à 17 dB selon la forme des cavités.

Il a été observé que pour obtenir une atténuation plus forte, il faut plusieurs cavités résonnant à la même fréquence situées près les unes des autres.

Pour augmenter la plage d'atténuation en fréquence, il faut ajouter des cavités de fréquences différentes.

En champ libre, nous avons obtenu une atténuation du niveau de puissance acoustique de plus de 5 dB pour un ensemble composé d'une source et d'une cavité résonnante, ce qui confirme l'hypothèse que cette association s'organise pour former un dipôle qui minimise le rayonnement de l'ensemble.

D'autre part, des essais réalisés en soufflerie, avec écoulement et onde sonore incidente, ont permis de mesurer une atténuation de 10 dB pour 1 cavité et de 15 dB pour 3 cavités.

Par ailleurs, nous avons montré par le calcul que la réflexion de l'onde acoustique incidente, sur le plan d'un réseau de cavités, se produit dans la même direction que celle du lobe principal d'émission du réseau. Comme nous avons montré auparavant qu'il existe un calage en phase qui optimise l'atténuation de l'ensemble, l'efficacité du réseau se montre donc bien maximale lorsqu'il est soumis à une onde incidente en même temps qu'à un écoulement qui met ses cavités en résonance.

Pour étudier le comportement vibroacoustique de plaques NIDA, nous avons recherché un schéma équivalent très simple pour le modéliser en considérant deux pistons : l'un représentant la plaque soumise à la vibration, l'autre les cavités de Helmholtz.

L'étude expérimentale a permis de mettre en évidence une atténuation de 5 à 9 dB de la puissance rayonnée pour une plaque NIDA percée de trous débouchant sur des cavités.

La comparaison des études théorique et expérimentale montre que notre modèle simplifié est bien validé par l'expérimentation et que les cavités constituant les plaques de type NIDA sont bien modélisables par des résonateurs de Helmholtz, pour ces fréquences de résonance.

Il nous faut rappeler que le rayonnement acoustique d'une structure composite de type NIDA est particulièrement efficace lorsqu'elle est soumise à une force vibratoire, parce qu'elle est rigide et légère. Cela constitue un grave inconvénient pour l'émission sonore de telles structures. Cependant, les perforations de la plaque de recouvrement peuvent permettre de profiter du comportement acoustique particulièrement intéressant des résonateurs de Helmholtz, par exemple, pour réaliser des éléments de structures mécaniques de machines générant des vibrations de fréquences déterminées, telles que les machines tournantes.

Pour ce qui est de la recherche d'une optimisation de forme, nous avons montré que les rapports de forme des cavités influencent beaucoup le rayonnement ou l'absorption. De manière générale, les rapports qui influent toujours sont d/D et L/l.

Le principal est le rapport de diamètre ; l'optimisation montre qu'il faut privilégier le col large pour avoir un meilleur rayonnement. Puis, vient le rapport de longueur où la longueur de col doit être faible pour limiter la résistance.

En ce qui concerne l'amortissement, les trois rapports d/D, L/l et d/l ont la même influence et il existe un optimum pour obtenir un amortissement faible afin d'avoir le rayonnement maximum. Il suffit d'ajuster un ou plusieurs de ces rapports pour obtenir l'amplitude et la bande d'amplification souhaitées.

A partir de notre étude, nous pouvons atteindre le rayonnement maximum d'une cavité en déterminant le volume optimal pour une section de col donnée (à d fixé, d/D = 0,27 et D/L = 0,7).

Le volume de la cavité permet de déterminer la fréquence de résonance, cependant que les rapports de forme régissent le rayonnement ou l'absorption de la cavité.

Nos travaux, lancés à partir de la constatation d'un comportement apparemment paradoxal, montrent également tout l'apport de la science expérimentale pour comprendre les phénomènes physiques et pour guider leur modélisation, pour peu que l'on soit capable de créer de nouveaux moyens d'expérimentation et de concrétiser la mesure fine et l'observation.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Mohring J., *Helmholtz resonators with large aperture*. Acustica Acta Acustica, 85(1999). p. 751-763.
- [2] Chanaud R.C., *Effects of geometry on the resonance frequency of Helmholtz resonators. Part II.* Journal of Sound and Vibration, 204(5) (1997). p. 829-834.
- [3] Alster M., *Improved calculation of resonant frequencies of Helmholtz resonators*. Journal of Sound and Vibration, 24(1) (1972). p. 63-85.
- Panton R.L.Miller J.M., *Resonant frequencies of cylindrical Helmholtz resonators*.
 JASA, 57(6) (1975). p. 1533-1535.
- [5] Rayleigh, *On the theory of resonators*, 1870: Philosophical transactions of the Royal Society.
- [6] Lienard P., Petite histoire de l'acoustique, Hermès Lavoisier ed, 2001: Hermés.
- [7] Tébec J.L., *Acoustique appliquée à l'art de l'ingénieur*, 1995: ENSAM.
- [8] JungerPerulli, *Eléments d'acoustique physique*, Collection Université de Compiègne, ed. M.S.A.E. Paris, 1978.
- [9] Bruneau M., *Manuel d'acoustique fondamentale*, ed. Hermés, 1998.
- [10] Jouhaneau J., *Traitement acoustique et insonorisation des bâtiments*, ed. T.d.l'ingénieur, Vol. C 3362-19, 1996.
- [11] Didier A., *Physique appliquée à la reproduction des sons et des images*, 1964: Masson.
- [12] Rocard Y., Dynamique générale des vibrations, Masson ed, 1971.
- [13] Lalanne C., *Vibrations sinusoïdales*, Vibrations et chocs mécaniques, ed. H.S. publications, Vol. 1, 1999.
- [14] Léwy S., Acoustique industrielle et aéroacoustique, Hermés ed, 2001.
- [15] Chen K.T., et al., *The improvement on the transmission loss of a duct by adding Helmholtz resonators*. Applied Acoustics, 54(1998). p. 71-82.
- [16] Bigg G.R., *The three dimensional cavity resonator*. Journal of Sound and Vibration, 85(1982). p. 85-103.

- [17] Chanaud R.C., *Effects of geometry on the resonance frequency of Helmholtz resonators.* Journal of Sound and Vibration, 178(3) (1994). p. 337-348.
- [18] Ingard U., On the theory and desing of acoustics resonators. JASA, 25(6) (1953). p. 1037-1061.
- [19] Flynn K.P.Panton R.L., *The interaction of Helmholtz resonators in a row when excited by a turbulent boundary layer.* JASA, 87(4) (1990). p. 1482-1488.
- [20] Lienard P.Francois P., *Acoustique industrielle et environnement Acoustique physique et perceptivité*, EYROLLES ed, 1983. 126-153.
- [21] Brillouin J., *Théorie de l'absorption du son par les structures a panneaux perforés*. Cahiers cu CSTB, 31(1949).
- [22] FuchsZha, *Micro-perforated structures as sound absorbers A review and outlook*.Acta Acoustica, 92(2006). p. 139-146.
- [23] Fuchs H.V., *Helmholtz resonators revisited*. Acustica -Acta acustica, 86(2000). p. 581-583.
- [24] Takahashi D., A method for predicting the sound absorption of perforated facings with back cavity, in *Inter noise*, Vol., 1996.
- [25] Takahashi D., *A new method for predicting the sound absorption of perforated absorber systems*. Applied Acoustics, 51(1) (1997). p. 71-84.
- [26] Ingard U., Absorption characteristcs of nonlinear acoustic resonators. JASA, 44(4) (1968). p. 1155-1156.
- [27] Ingard U.Ising H., acoustic nonlinearity of an orifice. JASA, 42(1) (1967). p. 6-17.
- [28] Frommhold W., Fuchs H.V. Sheng S., *Acoustic performance of membrane absorbers*. Journal of Sound and Vibration, 170(5) (1994). p. 621-636.
- [29] Maa D.Y., *Microperforeted panel wideband absorbers*. Noise Control Engineering Journal, 29(1987). p. 77-84.
- [30] Prydz R.A., et al., *Transmission loss of a multilayer panel with internal tuned Helmholtz resonators.* JASA, 87(4) (1990). p. 1597-1602.
- [31] Griffin S.Huybrechts S., *Mecanically coupled Helmholtz resonators for broadband acoustic attenuation*. 2000, The United States of America as represented by the secretary of the air force: United States.
- [32] Griffin S., Lane S.A. Huybrechts S., *Coupled Helmholtz resonators for acoustic attenuation*. Journal of Vibration and Acoustics (ASME), 123(1) (2001). p. 11-17.
- [33] Selamet A.Radavich P.M., *Helmholtz resonator: a multidimensional analytical, computational and experimental study.* ASME, 951263. p. 227-239.

- [34] Cunningham P.R., Langley R.S. White R.G., Dynamic reponse of doubly curved honeycomb sandwich panels to random acoustic excitation. Part 2: theoretical study. Journal of Sound and Vibration, 264(2003). p. 605-637.
- [35] Cunningham P.R.White R.G., Dynamic reponse of doubly curved honeycomb sandwich panels to random acoustic excitation. Part 1: experimental study. Journal of Sound and Vibration, 264(2003). p. 579-603.
- [36] Cunningham P.R., White R.G. Aglietti G.S., *The effects of various desing parameters on the free vibration of doubly curved composite sandwich panels*. Journal of Sound and Vibration, 230(3) (2000). p. 617-648.
- [37] Nilsson E., *Modelling the acoustic and dynamics properties of honeycomb panels*. 6International congress of sound and vibration, (1999). p. 1847-1854.
- [38] Nilsson E.Nilsson A.C., Prediction and measurement of some dynamic properties of sandwich structures with honeycomb and foam cores. Journal of Sound and Vibration, 251(3) (2002). p. 409-430.
- [39] Thamburaj P.Sun J., Effect of material and geometry on the sound and vibration.
 Tranmission across a sandwich beam. Journal of Vibration and Acoustics (ASME), 123(2001). p. 205-212.
- [40] Leppington F.G., *The effective boundary conditions for a perforated elastic sandwich panel in a compressible fluid.* Proc. R. Soc. London, 427(1990). p. 385-399.
- [41] Ruzzene M., Vibration and sound radiation of sandwich beams with honeycomb truss core. Journal of Sound and Vibration, 277(2004). p. 741-763.
- [42] Lee Y.Y., Lee E.W.M. Ng C.F., *Sound absoption of a finite flexible micro-perforated panel backed by an air cavity.* Journal of Sound and Vibration, 287(2005). p. 227-243.
- [43] Toyoda M.Takahashi D., *Reduction of acoustic radiation by impedance control with a perforated absorber system*. Journal of Sound and Vibration, 286(3) (2005). p. 601-614.
- [44] Chattelier L., Laumonier J. Gervais Y., Contrôle actif du couplage aéroacoustique en cavité sous écoulement affleurant., in *XV Congrés Français de Mécanique*, Vol., 2001.
- [45] Rossiter J.E., Wind-tunel experiments on tjhe flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds, M.o. aviation, Editor. 1964, London her Majesty's stationery office.
- [46] Desantes J.M., et al., Development of time-domain models for automotive exhaust mufflers. Acoustique et techniques, 31. p. 21-26.

- [47] Desantes J.M., Torregrosa A.J. Broatch A., *Experiments on flow noise geneation in simple exhaust geometries*. Acustica -Acta acustica, 87(2001). p. 46-55.
- [48] Meissner M., Aerodynamically excited acoustic oscillations in cavity resonator exposed to an air jet. Acta Acustica - Acustica, 88(2002). p. 170-180.
- [49] Meissner M., *Excitation of Helmholtz resonator by grazing air flow*. JSV, 256(2002).p. 382-388.
- [50] Gloerfelt X., Bailly C. Juvé D., Simulations numériques du bruit rayonné par une cavité excitée par un écoulement subsonique, in XV Congrès Français de Mécanique, Vol., Nancy, 2001.
- [51] Selamet A., Lee I.J. Huff N.T., Acoustic attenuation of hybrid silencers. Journal of sound and vibration, 262(3) (2003). p. 509-527.
- [52] Tang S.K.Cheng J.J.F., *On the application of active noise control in an open end rectangular duct with and witout flow.* Applied Acoustics, 53(1998). p. 193-210.
- [53] Furstoss M., Thenail D. Galland M.A., Surface impedance control for sound absorption: direct and hybrid passive/active strategies. Journal of sound and vibration, 203(1997). p. 219-236.
- [54] Lacour O., Galland M.A. Thenail D., *Prelimiary experiments on noise reduction in cavities usinf active impedance changes*. Journal of sound and vibration, 230(2000). p. 69-99.
- [55] Galland M.A., Mazeaud B. Sellen N., *Hybrid passive/active absorbers for flow ducts*. Applied Acoustics, 66(2005). p. 691-708.
- [56] Sellen N., Cuesta M. Galland M.A., *Noise reduction in a flow duct: Implementation of a hybrid passive/active solution.* Journal of sound and vibration, (2006).
- [57] Rice E.J., A model for the acoustic impedance of a perforated plate liner with *mulltiple frequency excitation*. Nasa Technical Memorandum, TM X-67950(1971).
- [58] Rice E.J., Attenuation of sound in ducts with acoustic treatment. A generalized approximate equation. Nasa Technical Memorandum, TM X-71830(1975).
- [59] Rice E.J., A theoretical study of acoustic impedance of orifices in the presence of a steady grazing flow. Nasa Technical Memorandum, X-71903(1975).
- [60] Rice E.J., Spinning mode sound propagation in ducts with acoustic treatment and sheared flow, in *AIAA 2nd Aero-acoustics*, Vol., Hampton, 1975.
- [61] Rice E.J., *Spinning mode sound propagation in ducts with acoustic treatment*. Nasa Technical note, TN d 7913(1975).

- [62] Rice E.J., *Multimodal far-field acoustic radiation pattern using mode cutoff ratio*. AIAA Journal, 16(9) (1976). p. 906-910.
- [63] Rice E.J., Modal density function and number of propagating modes in ducts. Nasa Technical Memorandum, X-73539(1976).
- [64] Rice E.J., Inlet noise suppressor desing method based upon the distribution of acoustic power with mode cutoff ratio. (1976). p. 883-893.
- [65] Rice E.J., *Acoustic liner optimum impedance for spinning modes with mode cut-off ratio as the desing criterion.* AIAA 3 Aeroacoustics conference, 76-516(1976).
- [66] Rice E.J., *Multimodal far-field acoustic radiation pattern. An approximate equation.* AIAA 4 aeroacoustics conference, 77-1281(1977).
- [67] Rice E.J., *Optimun wall impedance for spinning modes a correlation with mode cutoff ratio.* Journal Aircfraft, 16(5) (1979). p. 336-343.
- [68] Rice E.J., A model for the acoustic impedance of linear suppressor materials bonded on perforated plate. Nasa report, TM 82716 (1981). p. 1-16.
- [69] Rice E.J., Heidmann M.F. Sofrin T.G., Modal propagation angles in a cylindrical duct with flow and their relation to sound radiation. 17 Aerospace sciences meeting, 79-0183(1979).
- [70] Guess A.W., *Calculation of perforated plate liner parameters from specified acoustic resistance and reactance.* Journal of Sound and Vibration, 40(1) (1975). p. 119-137.
- [71] Julliard J., Riou G. Lozachmeur C., *Récents développements dans les techniques de réduction et de contrôle du bruit des turboréacteurs*. 1995, SNECMA.
- [72] Tang S.K., On Helmholtz resonators with tapered necks. Journal of Sound and Vibration, 279(2005). p. 1085-1096.
- [73] Chapman J.F., *Multi-layer acoustic linings*, in *United States Patent*. 1981.
- [74] Hehmann H.W.W.Smith E.B., *Wide band width single layer sound suppressing panel*.1974, General Electrid Compagny: United States.
- [75] 1053-1 N.E.I., Acoustique Détermination du facteur d'absorption acoustique et de l'impédance à l'aide du tube d'impédance - Partie 1: méthode du taux d'ondes stationnaires. 2003, AFNOR.
- [76] 31-003 N.F.N.S., Mesurage de l'absorption acoustique en salle réverbérante.
- [77] Fit A.Duteurtre X., *Matériaux à fonction acoustique pour l'automobile Méthode de caractérisation*, Document interne RENAULT.
- [78] 354 N.E.I., Acoustique Mesurage de l'absorption acoustique en salle réverbérante.2004, AFNOR.

- [79] Haÿne B., Barthod M. Tébec J.L., Reactive noise control by means of cavities excited by air flow, in *CFA/DAGA'04*, Vol. 1, Strasbourg, 2004.
- [80] Haÿne B., Barthod M. Tébec J.L., Study of acoustic absorption by cavitary materials in a flow, in *Inter Noise 2004*, Vol., Prague, 2004.
- [81] 3745 N.E.I., Acoustique Détermination des niveaux de puissance acoustique émis par les sources de bruit à partir de la pression acoustique - Méthodes de laboratoire pour les salles anéchoïques ou semi anéchoïques. 2004, AFNOR.
- [82] Haÿne B., et al., *A new approach to estimate acoustic radiation of perforated system in vibration*. Applied Acoustics, accepté avec corrections(2006).
- [83] Lesueur C., Rayonnement acoustique des structures, ed. Eyrolles, 1988.
- [84] Fahy F.J., Sound and structural vibration, 1998: Academic Press.
- [85] Bruël&Kjaer, Noise control Principles and practice, 1986.
- [86] Fahy F.J.Walker J., *Fundamentals of noise and vibration*, ed. E.F. SPON, London and NY, 1998.
- [87] DEN HARTOG J.P., Vibrations mécaniques, ed. dunod, 1960.
- [88] Deffarges F., *Réseaux acoustiques de sources ponctuelles*, ed. T.d. l'ingénieur, Vol. TE 5 156.
- [89] Benoist D., *Plans d'expériences: construction et analyse*, 1994: Lavoisier.
- [90] Haÿne B., *Plans d'expériences Méthode Taguchi*, 1993: ENSAM.
- [91] Pillet M., *Introduction aux plans d'expériences par la méthode Taguchi*, 1992: Les éditions d'organisation.
- [92] Sado G., *Les plans d'expériences De l'expérimentation à l'assurance qualité*, 1991: Afnor technique.
- [93] Taguchi G., *Taguchi methods Research and development*, Quality engineering series, Vol. 1, 1992: ASI press - JSA.
- [94] Takagi S., Nakamura T. Irie Y., *Application of acoustic intensity method to absortion coefficient measurement*. 2 congres international sur l'intensimetrie acoustique, (1985).
 p. 547-554.

Liste des figures

FIGURE 1 : GRAPHIQUE DETERMINANT LES SOLUTIONS DE LA FORMULE IMPLICITE DES FREQUENCES DE	
RESONANCE DONNE PAR PANTON [4]	24
FIGURE 2 : DIFFERENTS EXEMPLES DE CAVITES DE HELMHOLTZ [8]	25
FIGURE 3 : ANALOGIE RESONATEUR DE HELMHOLTZ – SYSTEME MASSE-RESSORT	26
FIGURE 4 : VOLUME D'AIR ENTRAINE A L'EXTREMITE D'UN COL	30
FIGURE 5 : SCHEMA DESCRIPTIF DU NIDA	37
FIGURE 6 : FABRICATION PAR EXPANSION	38
FIGURE 7 : FABRICATION PAR PRE-ONDULATION	39
FIGURE 8 : PLAQUE NIDA PERFOREE	40
FIGURE 9 : DIFFERENTS MATERIAUX ABSORBANT ET LEURS EMPLACEMENTS	41
FIGURE 10 : REDUCTION DE RAYONNEMENT D'UN SYSTEME ABSORBANT PERFORE [43]	46
FIGURE 11 : APPLICATION TYPE DU CONTROLE ACTIF DE BRUIT	48
FIGURE 12 : ECART ENTRE LES MODELES DE RAYLEIGH ET CHANAUD	56
FIGURE 13 : COMPARAISON DU MODELE AVEC L'EXPERIMENTATION	57
FIGURE 14 : EFFET DE L'EXCENTRATION DE L'ORIFICE [2]	59
FIGURE 15 : POLYGONES	59
FIGURE 16 : FORME PERMETTANT L'ATTENUATION DU BRUIT SUR UNE BANDE DE FREQUENCES	60
FIGURE 17 : CAVITES JUXTAPOSEES D'INCLINAISONS DIFFERENTES	61
FIGURE 18 : SPECTRES D'ATTENUATION DE DIFFERENTS SYSTEMES DE RESONATEURS	62
FIGURE 19 : BANC A INCIDENCE	67
FIGURE 20 : DIMENSIONS CARACTERISTIQUES D'UNE CAVITE DE HELMHOLTZ	68
Figure 21 : Mesure de l'attenuation de la cavite $n^{\circ}1$ - Courbes comparatives avec (en rouge) et	
SANS (EN BLEUE) CAVITE AXE X : F (HZ), AXE Y : 3 DB/DIV	69
FIGURE 22 : SPECTRE D'ATTENUATION D'UNE CAVITE SIMPLE	71
FIGURE 23 : 7 CAVITES CONNEXES NON COUPLEES	71
FIGURE 24 : SPECTRE D'ATTENUATION DE 7 CAVITES CONNEXES NON COUPLEES	72
FIGURE 25 : 7 CAVITES COUPLEES	72
FIGURE 26 : SPECTRE D'ATTENUATION DE 7 CAVITES COUPLEES	73
FIGURE 27 : NIVEAU SONORE EN FONCTION DU NOMBRE DE CAVITES	74
FIGURE 28 : COMPARAISON ENTRE LES FREQUENCES DE RESONANCE MESUREES F 1 et f 2 et les frequences d	ÞΕ
HELMHOLTZ CALCULEES POUR DES MATERIAUX NIDA AVEC 1, 2, 3 ET N TROUS	79
FIGURE 29 : EXEMPLE DE SPECTRE EN FREQUENCE POUR LA PLAQUE NIDA N°2 PLAQUE NON PERCEE (NOIRE),	
PLAQUE PERCEE (ROUGE) AXE X : F (Hz) de 0 a 2500, AXE Y : 10 dB/div	79
FIGURE 30 : CAISSON REVERBERANT	81

FIGURE 31 : COEFFICIENT D'ABSORPTION DE LA PLAQUE NIDA N°1	82
FIGURE 32 : PRINCIPE DU CONTROLE REACTIF	88
FIGURE 33 : MONTAGE EXPERIMENTAL REALISE POUR METTRE EN EVIDENCE LE PHENOMENE DE	89
FIGURE 34 : VISUALISATION SUR L'OSCILLOSCOPE DU CALAGE EN FREQUENCE	90
FIGURE 35 : REPRESENTATION SCHEMATIQUE DU BANC D'ESSAIS	91
FIGURE 36 : PHOTO DU BANC A ONDES PLANES PROGRESSIVES	92
FIGURE 37 : DISPOSITIF CAVITE ET ECOULEMENT DU BANC	93
FIGURE 38 : REPRESENTATION TEMPORELLE DE TROIS ESSAIS DIFFERENTS	95
FIGURE 39 : ANALYSE SPECTRALE DE L'ESSAI 3 EN 3 POINTS PARTICULIERS	96
Figure 40 : Attenuation fonction de la frequence du HP (F_{H} =595 Hz)	97
FIGURE 41 : ATTENUATION MAXIMALE SELON LA FREQUENCE DU HP	98
FIGURE 42 : ATTENUATION OPTIMALE FONCTION DU NIVEAU SONORE DU HP	99
FIGURE 43 : ATTENUATION SONORE POUR 2 CAVITES DIFFERENTES EN ROUGE : CAVITE SPHERIQUE, EN BLEU :	
CAVITE CUBIQUE	100
FIGURE 44 : MISE EN ŒUVRE DE L'EXPERIMENTATION DANS LA CHAMBRE SEMI-ANECHOÏQUE	102
FIGURE 45 : VUE D'ENSEMBLE DU BANC D'ESSAI	106
FIGURE 46 : NIVEAU SONORE GLOBAL EN FONCTION DE LA FREQUENCE DU HP POUR 1 (BLEU) ET 2 CAVITES	
(MAGENTA)	107
FIGURE 47 : ETUDE DE LA VARIATION DU NIVEAU SONORE DE 2 CAVITES EXCITEES PAR UN FLUX D'AIR PAR	
RAPPORT AU NIVEAU D'UNE SEULE CAVITE EN FONCTION DE LA DISTANCE LES SEPARANT	108
FIGURE 48 : NIVEAU SONORE DE 2 CAVITES EXCITEES PAR UN FLUX D'AIR ET LE HP, PAR RAPPORT AU NIVEAU	ľ
D'UNE SEULE CAVITE, EN FONCTION DE LA DISTANCE LES SEPARANT	109
Figure 49 : Niveau sonore global en fonction de ${\rm F}_{\rm HP}$ avec ${\rm d}_{\rm cav}$ = 10 cm.	110
Figure 50 : Niveau sonore global en fonction de ${\rm F}_{\rm HP}$ avec ${\rm d}_{\rm cav}{=}20$ cm.	110
Figure 51 : Niveau sonore globale en fonction de $F_{\rm HP}$ avec $D_{\rm cav}$ = 30 cm	111
FIGURE 52 : PHOTO DE LA SOUFFLERIE DU LABORATOIRE ERREUR ! SIGNET NON DE	EFINI.
FIGURE 53 : PRINCIPE DE L'ELLIPSOÏDE	113
FIGURE 54 : PHOTO DE L'ANTENNE DU LMVA	113
FIGURE 55 : SCHEMA DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL DANS LA VEINE DE LA SOUFFLERIE	114
FIGURE 56 : RESEAU DE SOURCES	118
FIGURE 57 : DIRECTIVITE D'UN RESEAU DE 52 CAVITES ALIGNEES	120
FIGURE 58 : ONDE INCIDENTE SUR LES CAVITES	121
FIGURE 59: REPRESENTATION SCHEMATIQUE D'UN ELEMENT DE NIDA ELEMENTAIRE	124
FIGURE 60 : RAYONNEMENT ACOUSTIQUE D'UNE PLAQUE RECTANGULAIRE. NOTATIONS [83]	125
FIGURE 61 : VARIATION DU DEPLACEMENT ET DE LA PHASE, EN FONCTION DE LA FREQUENCE	126
FIGURE 62 : NIVEAU DE PRESSION ACOUSTIQUE THEORIQUE D'UNE PLAQUE NIDA, COURBE PLEINE : PLAQUE	NON
percee, courbe pointillee : plaque selon le schema equivalent avec 10 cavites de meme ${\sf F}_{\rm H}$	Axe
X : F(HZ), AXE Y : LP(DB)	130

FIGURE 63 : NIVEAU DE PRESSION ACOUSTIQUE THEORIQUE D'UNE PLAQUE NIDA, COURBE PLEINE : PLAQUE NO)N
PERCEE, COURBE POINTILLEE : PLAQUE SELON LE SCHEMA EQUIVALENT AVEC 5 CAVITES DE MEME F_H POU	r 3
F_H DIFFERENTES AXE X : F (HZ), AXE Y : LP (DB)	130
FIGURE 64 : PLAQUE DE NIDA ETUDIEE 1	132
FIGURE 65 : DSP OBTENUE A PARTIR D'UNE EXCITATION PAR AIR POUR UNE CAVITE. AXE X : $f(Hz)$, AXE Y : D	B
REF. 400 10 ⁻¹² PA ² /Hz	133
FIGURE 66 : DSP OBTENUE A PARTIR D'UNE EXCITATION PAR AIR POUR L'ENSEMBLE DES CAVITES. AXE X : F	
(Hz), AXE Y : DB REF. 400 10^{-12} PA ² /Hz	134
$\label{eq:Figure 67} \textit{Figure 67}: DSP \ \text{de l'acceleration en un point.} \ Axe \ X: \texttt{f} \ (Hz), \ Axe \ Y: \text{dB ref. 414} \ (\mu\text{ms}^{-2})^2/\text{Hz} \ \dots \ n = 10^{-1} \ \text{Hz} \ (\mu\text{ms}^{-2})^2/\text{Hz} \ \dots \ n = 10^{-1} \ \text{Hz} \ (\mu\text{ms}^{-2})^2/\text{Hz} \ \dots \ n = 10^{-1} \ \text{Hz} \ (\mu\text{ms}^{-2})^2/\text{Hz} \ \dots \ n = 10^{-1} \ \text{Hz} \ (\mu\text{ms}^{-2})^2/\text{Hz} \ \dots \ n = 10^{-1} \ \text{Hz} \ (\mu\text{ms}^{-2})^2/\text{Hz} \ \dots \ n = 10^{-1} \ \text{Hz} \ (\mu\text{ms}^{-2})^2/\text{Hz} \ \dots \ n = 10^{-1} \ \text{Hz} \ (\mu\text{ms}^{-2})^2/\text{Hz} \ (\mu\text{ms}$	135
FIGURE 68 : FONCTIONS DE TRANSFERT EN PHASE POUR LE COUPLE DE POINTS. AXE X : F (HZ), AXE Y : DEG 1	135
FIGURE 69 : COHERENCE ENTRE LE BRUIT BLANC ET L'ACCELERATION. AXE X : F (HZ), AXE Y : 0-1	135
FIGURE 70 : PISTON BAFFLE	137
FIGURE 71 : SCHEMA DE L'EXPERIMENTATION SUR LE RAYONNEMENT D'UNE PLAQUE NIDA	137
FIGURE 72 : DSP DE PRESSION DU PISTON PERCE (EN ROUGE) ET NON PERCE (EN BLEU) SOUMIS A UN BRUIT BLAN	٩C.
Axe X : F (Hz) zone de resonance des cavites (en vert), Axe Y : dB ref. 400 10^{-12} Pa ² /Hz 1	138
FIGURE 73 : NIVEAU DE PRESSION CALCULE POUR LES CONDITIONS D'EXPERIMENTATION, COURBE VERTE :	
PLAQUE NON PERCEE, COURBE BLEUE : PLAQUE SELON LE SCHEMA EQUIVALENT AVEC $2*26$ CAVITES DE F	Ή
DIFFERENTES, $\mu = 1.85 \cdot 10^{-5}$ Ns/m AXE X : F (Hz), AXE Y : NIVEAU DE PRESSION (DB) 1	142
FIGURE 74 : NIVEAU DE PRESSION CALCULE POUR LES CONDITIONS D'EXPERIMENTATION, COURBE VERTE :	
PLAQUE NON PERCEE, COURBE BLEUE : PLAQUE SELON LE SCHEMA EQUIVALENT AVEC $2*26$ CAVITES DE F	Ή
DIFFERENTES, $\mu = 1.27 \cdot 10^{-5}$ Ns/m AXE X : F (Hz), AXE Y : NIVEAU DE PRESSION (DB) 1	143
FIGURE 75 : DIFFERENTES FORMES DE CAVITES	147
Figure 76 : Niveau sonore fonction du rapport D/L des cavites pour un meme volume	147
FIGURE 77 : CAVITE VARIABLE	150
FIGURE 78 : FREQUENCES DE RESONANCE THEORIQUES DE LA CAVITE VARIABLE	151
FIGURE 79 : FREQUENCE DE HELMHOLTZ DE LA CAVITE A OUVERTURE LARGE	152
FIGURE 80 : SPECTRE MESURE POUR UNE LONGUEUR DE CAVITE DE 40 MM	152
FIGURE 81 : SPECTRE MESURE POUR UNE LONGUEUR DE CAVITE DE 180 MM	153
Figure 82 : Cavite de Helmholtz, frequence fonction de la longueur pour v = 22,4 m/s	154
Figure 83 : Cavite de Helmholtz, frequence fonction de la longueur pour v = $26,9$ m/s	154
Figure 84 : Comparaison des 3^{E} et 5^{E} pics du spectre avec : les 1^{ER} et 2^{E} harmoniques corriges du	
QUART D'ONDE ET DES MODES DE RESONANCE DU TUBE	156
FIGURE 85 : SCHEMA DU MONTAGE EXPERIMENTAL	163
FIGURE 86 : ALLURE TEMPORELLE DU SIGNAL (CAVITE 11)	164
FIGURE 87 : ANALYSE FREQUENTIELLE (CAVITE 11)	165
FIGURE 88 : TROIS CONDITIONS DIFFERENTES (CAVITE 21)	166
FIGURE 89 : BAFFLAGE AUTOUR DU PETIT DIAMETRE	167
FIGURE 90 : BAFFLAGE AUTOUR DU GRAND DIAMETRE	167
FIGURE 91 : VALIDATION DU BAFFLAGE (CAVITE 19)	167
FIGURE 92 : PIC DE RESONANCE, EXCITATION PAR FLUX D'AIR	169

FIGURE 93 : MESURE DES FREQUENCES ET DES NIVEAUX DE PRESSION ACOUSTIQUE	170
FIGURE 94 : GRAPHES DES EFFETS DE A, B, C POUR LA REPONSE « CRETE-CRETE »	173
FIGURE 95 : GRAPHES DES EFFETS DE A, B, C POUR LA REPONSE « CRETE- POSITIF »	174
FIGURE 96 : GRAPHES DES EFFETS DE A, B, C POUR LA REPONSE « PENTE »	175
FIGURE 97 : GRAPHES DES EFFETS DE A, B, C POUR LA REPONSE « MU »	177
FIGURE 98 : NIVEAU DE PRESSION ACOUSTIQUE OBTENU PAR SIMULATION POUR LA CAVITE 1	179
FIGURE 99 : COMPARAISON DES REPONSES THEORIQUE ET EXPERIMENTALE POUR LA CAVITE 5	180

Liste des Tableaux

TABLEAU 1 : COMPARAISON ENTRE FREQUENCES MESUREES ET CALCULEES DES CAVITES, MESURE DE
L'ATTENUATION
TABLEAU 2 : CARACTERISTIQUES DIMENSIONNELLES DES PLAQUES NIDA 76
TABLEAU 3 : NOMBRE DE TROUS PAR CAVITE
TABLEAU 4 : COMPARAISON ENTRE FREQUENCES MESUREES ET CALCULEES
TABLEAU 5 : COMPARAISON ENTRE FREQUENCES MESUREES ET CALCULEES
TABLEAU 6 : PUISSANCE ACOUSTIQUE : NIVEAUX DE PRESSION OBTENUS POUR LES DIFFERENTS POINTS DE MESURE
TABLEAU 7 : INFLUENCE DU NOMBRE DE CAVITES115
TABLEAU 8 : TABLEAU RECAPITULATIF DES RESULTATS D'ESSAIS 116
TABLEAU 9 : RESULTATS DES MESURES DE LA PUISSANCE ACOUSTIQUE LW DE LA PLAQUE PERCEE OU NON PERCEE
TABLEAU 10 : TABLEAU RECAPITULATIF DES ESSAIS 162
TABLEAU 11 : TABLEAU DES REPONSES EXPERIMENTALES POUR TOUTES LES CAVITES
TABLEAU 12 : COMPARAISON DES AMPLITUDES CRETE-CRETE EXPERIMENTAUX ET ANALYTIQUES 182

Liste des annexes

Chapitre I : ACOUSTIQUE

Chapitre II : ETUDE DU COMPORTEMENT D'UNE PLAQUE NIDA SOUMISE A UN CHAMP ACOUSTIQUE

Annexe 1 : Mesure du coefficient d'absorption des plaques NIDA avec le caisson réverbérant

Annexe 2 : Norme de calcul de puissance acoustique dans des conditions de mesure en chambre semi-anéchoïque : NF S 31-026

Chapitre 3 : ETUDE DU COMPORTEMENT DE CAVITES EXCITEES SIMULTANEMENT PAR UN ECOULEMENT D'AIR ET PAR UNE SOURCE ACOUSTIQUE

Annexe 3 : Niveau sonore de 2 cavités excitées par un flux d'air par rapport au niveau d'une seule cavité en fonction de la distance les séparant

Annexe 4 : Résultats de l'influence du HP sur 2 cavités, de mêmes fréquences ou de fréquences différentes, excitées par un flux d'air en fonction de la distance les séparant

Annexe 5 : Caractéristiques techniques de la soufflerie du laboratoire

Annexe 6 : Etude de cavités soumises uniquement à un écoulement d'air

Annexe 7 : Programme MatLab définissant la directivité d'un réseau de cavités

Chapitre 4 : RAYONNEMENT ACOUSTIQUE D'UNE STRUCTURE DE TYPE NIDA SOUMISE A DES VIBRATIONS

Annexe 8 : Programme MatLab de calcul du niveau acoustique Lp d'une plaque

Chapitre 5 : OPTIMISATION DE LA FORME DES CAVITES

Annexe 9 : Cavités soumises à des vibrations : analyse fréquentielle

Annexe 10 : Tableau récapitulatif des critères et réponses

Annexe 11 : Dépouillement du PE : effets, interactions, ANAVAR

Annexe 12 : Réponses du PE obtenues sous MatLab

Annexes