



HAL
open science

Vers une paroi acoustique absorbante en technologie MEMS

Alexandre Houdouin

► **To cite this version:**

Alexandre Houdouin. Vers une paroi acoustique absorbante en technologie MEMS. Acoustique [physics.class-ph]. Université du Maine, 2014. Français. NNT : 2014LEMA1020 . tel-01424162

HAL Id: tel-01424162

<https://theses.hal.science/tel-01424162v1>

Submitted on 2 Jan 2017

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.

Thèse de Doctorat

Alexandre HOUDOUIN

Mémoire présenté en vue de l'obtention du
grade de Docteur de l'Université du Maine
sous le label de L'Université Nantes Angers Le Mans

École doctorale : SPIGA

Discipline : 60

Spécialité : Acoustique

Unité de recherche : Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine — UMR CNRS 6613

Soutenue le 12 novembre 2014

Thèse N° :

Vers une paroi acoustique absorbante en technologie MEMS

JURY

Rapporteurs : **Philippe HERZOG**, DR CNRS, LMA (Marseille)
Dominique CERTON, Maître de conférences (HDR), GREMAN (Tours)

Examineurs : **Joan BAUSELLS**, Professeur, IMB-CSIC (Barcelone, ESPAGNE)
Élie LEFEUVRE, Professeur, IEF (Paris)
Pierrick LOTTON, DR CNRS, LAUM (Le Mans)

Invité(s) : **Hervé LISSEK**, Maître de conférences, EPFL (Lausanne, SUISSE)

Directeur de Thèse : **Stéphane DURAND**, Maître de conférences (HDR), LAUM (Le Mans)

Co-directeur de Thèse : **Émile MARTINCIC**, Maître de conférences, IEF (Paris)

Co-encadrant de Thèse : **Nourdin YAAKOUBI**, Maître de conférences, LAUM (Le Mans)

REMERCIEMENTS

Les travaux présentés dans ce manuscrit, sont le fruit d'une collaboration entre le Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine et l'Institut d'Électronique Fondamentale qui a permis d'aboutir à la création d'une paroi acoustique absorbante en technologie MEMS. Je remercie tout d'abord M. Yves Aurégan et M. Joël Gilbert, les deux directeurs successifs du Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine au Mans, ainsi que M. André De Lustrac directeur de l'Institut d'Electronique Fondamentale d'Orsay pour m'avoir accueilli au sein leurs laboratoires.

Je tiens à remercier M. Philippe Herzog et M. Dominique Certon, respectivement Directeur de Recherche CNRS au LMA de Marseille et Maître de conférences (HDR) au GREMAN de Tours, pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail en acceptant d'en être les rapporteurs. Je remercie M. Joan Bausells, Professeur à l'IMB à Barcelone, M. Élie Lefeuvre, Professeur à l'IEF et M. Pierrick Lotton, Directeur de Recherche CNRS au LAUM, pour avoir également accepté de juger ce travail et d'en être examinateurs. Je remercie également M. Hervé Lissek, Maître de conférences à l'EPFL de Lausanne, pour avoir accepté d'assister à ma soutenance en qualité de membre invité.

Je tiens à remercier mon directeur de thèse, M. Stéphane Durand ainsi que mes deux co-encadrants M. Emile Martincic et M. Nourdin Yaakoubi pour leurs encadrements au cours de ces trois années. Je tiens à les remercier pour la confiance et l'autonomie qu'ils ont su m'accorder ce qui m'a permis de mener à bien ses travaux. Ils ont su me guider scientifiquement et me soutenir moralement tout au long de ce long chemin. Je les remercie pour leurs grandes qualités humaines et leurs capacités à m'enseigner des méthodes d'analyse qui ont pu m'être d'un grand soutien. Qu'ils trouvent le témoignage de ma grande estime. Je remercie également Yves Aurégan porteur du projet MEMSPA, financé par région Pays de la Loire.

Je tiens à remercier tout particulièrement Iman Shahosseini qui a su prendre de son temps pour me former au processus de micro-fabrication de haut-parleur en silicium, et également pour ses nombreux conseils et sa convivialité.

Pour l'accueil chaleureux dont j'ai bénéficié, dans les deux laboratoires où j'ai tra-

vailé, je voudrais aussi remercier l'ensemble des personnes de l'équipe Micro-Nano-Bio et Microsystèmes de l'IEF et de l'équipe transducteurs du LAUM. Tout particulièrement Alain Bosseboeuf, Johan Moulin, Marion Woytasik, Fabien Parrain pour le partage de leurs savoir faire dans les techniques de micro-fabrication et également Thi-Hong-Nhung Dinh, Vincent Beix, Guillaume Lehee, Guillaume Schelcher, Hong-Ha Cao, Meritxell Cortes et Sarah Risquez pour leurs aides précieuses en salle blanche. Je souhaite remercier l'ensemble du personnel de la Centrale de Technologie Universitaire-Minerve d'Orsay pour leur disponibilité, avec une attention particulière à David Bouville et à Nathalie Isac qui ont su m'aider lors de difficultés au niveau du procédé de micro-fabrication. Je remercie l'ensemble de l'équipe de l'atelier mécanique de l'IEF, Alexis Poizat, Claude Sellos, Abdel Boulkritt et Serge Jacob pour leur rapidité et leur savoir-faire pour la fabrication des nombreuses pièces mécaniques dont j'ai eu besoin tout au long de mes travaux. Je remercie également Alexey Podkovskiy, Daniel Pugliese et Philippe Rouquier pour leurs aides précieuses, leurs soutiens ainsi que leurs nombreux conseils qu'ils ont su me prodiguer tout au long de ce travail.

Enfin, j'associe à ces remerciements ma famille pour son soutien et sa confiance. Je tiens particulièrement à exprimer mon infinie reconnaissance à mon amie, Hélène, qui m'apporte tant de bonheur et qui m'a soutenu pendant tout ce travail.

La science c'est souvent une rencontre avec l'imprévu.

A.H.

ANR

Agence Nationale de la Recherche. 68, 126

Box

Couche de silice enterrée (Buried Oxyde). 70

COMSOL®

COMSOL Multiphysics®. 2, 3, 43, 44, 53, 55, 56, 60, 62, 79, 160, 161, 165

CTU

Centrale de Technologie Universitaire. 3, 69, 70

DDL

Degré De Liberté. XIV, XV, 13, 14, 34, 41, 44, 56, 159

DRIE

Gravure ionique réactive sur de grande profondeur (Deep Reactive-Ion Etching).
72

f.e.m

force électromotrice. 38, 111, 116, 122, 126, 163

FEM

Modélisation par Éléments Finis (Finite Element Method). 3, 53, 55, 60, 67, 161

HP

Haut-Parleur. 22, 26, 33, 60–63, 91, 92, 105–114, 123, 160, 163

IBE

Gravure par faisceau d'ions (Ion Beam Etching). 73

IEF

Institut d'Électronique Fondamentale d'Orsay. 2, 3, 69, 70, 146

INL

Institut des Nanotechnologies de Lyon. 2

INSEE

Institut National de la Statistique et des Études Économiques. 1

KLIPPEL®

Entreprise Allemande spécialisée dans la mesure et le contrôle de haut-parleurs, transducteurs et systèmes audio. 3, 67, 89, 90, 92, 93, 162

LAUM

Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine. 2, 3

MATLAB®

Logiciel de programmation de calcul scientifique (MAtrix LABoratory). 51, 53, 64

MEB

Microscope Électronique à Balayage. 16, 159

MEMS

Microsystème électromécanique (MicroElectroMechanical Systems). 7, 33, 127, 160

micro-HP

micro-Haut-Parleur. XVII, XXII, 25, 26, 30, 33, 34, 36–41, 45–48, 59, 60, 63, 66–72, 74–89, 91–98, 102, 105, 112–123, 126, 128, 144, 147, 160–165

NIC

Montage à amplificateur opérationnel permettant d'obtenir une impédance électrique négative (Negative Impedance Converter). 110, 119–122, 164

PCB

Circuit imprimé (Printed Circuit Board). 96–98, 105, 109, 110, 112, 117, 163

PECVD

Dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma (Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition). 71

PML

Condition anéchoïque en modélisation éléments finis (Perfectly Matched Layer). 43, 44, 56

RIE

Gravure ionique réactive (Reactive-Ion Etching). 71, 74

SAIPON

Nom du projet ANR basé sur la création d'un Système Audio In Package Pour Objets Nomades. 2, 68, 126

SOI

Silicium avec couche de silice enterrée (Silicon On Isolator). 69, 72, 74, 95, 161

LISTE DES SYMBOLES

α	Coefficient d'absorption acoustique de la paroi, première apparition à l'éq. 1.12, p. 12
Δx	Distance entre les 2 microphones utilisés (m), première apparition à l'éq. 4.1, p. 103
η	Coefficient de viscosité dynamique volumique (Pa s), première apparition à l'éq. 1.2, p. 8
γ	Angle entre la normale au plan de la bobine et la direction de l'induction magnétique de l'aimant (rad), première apparition à l'éq. 2.39, p. 38
κ	Conductivité thermique du fluide (W/(m K)), première apparition à l'éq. 1.3, p. 8
λ	Longueur d'onde de l'onde acoustique (m), première apparition à l'éq. 1.5, p. 9
μ	Coefficient de viscosité dynamique de cisaillement (Pa s), première apparition à l'éq. 1.2, p. 8
ω	Pulsation de l'onde acoustique (rad/s), première apparition à l'éq. 1.5, p. 9
Φ_{dS}	Potentiel de vitesses d'un élément de surface dS (m^2/s), première apparition à l'éq. 2.5, p. 31
ψ'_{max}	Borne d'intégration supérieure du cercle 2 pour le calcul de l'impédance mécanique mutuelle de rayonnement (rad), première apparition à l'éq. 2.72, p. 48
ψ'_{min}	Borne d'intégration inférieure du cercle 2 pour le calcul de l'impédance mécanique mutuelle de rayonnement (rad), première apparition à l'éq. 2.72, p. 48

Ψ_{max}	Borne d'intégration supérieure du cercle 1 pour le calcul de l'impédance mécanique mutuelle de rayonnement après changement de variable (rad), première apparition à l'éq. 2.74, p. 49
ψ_{max}	Borne d'intégration supérieure du cercle 1 pour le calcul de l'impédance mécanique mutuelle de rayonnement (rad), première apparition à l'éq. 2.72, p. 48
Ψ_{min}	Borne d'intégration inférieure du cercle 1 pour le calcul de l'impédance mécanique mutuelle de rayonnement après changement de variable (rad), première apparition à l'éq. 2.74, p. 49
ψ_{min}	Borne d'intégration inférieure du cercle 1 pour le calcul de l'impédance mécanique mutuelle de rayonnement (rad), première apparition à l'éq. 2.72, p. 48
ρ	Composante variable de la masse volumique du fluide (kg/m^3), première apparition à l'éq. 1.1, p. 8
ρ_0	Composante statique de la masse volumique du fluide (kg/m^3). La valeur pour l'air est de $1,2 \text{ kg}/\text{m}^3$ à une pression de atmosphérique de 1013 hPa et une température de 20°C , première apparition à l'éq. 1.1, p. 8
\vec{f}	Force de volume par unité de masse (N/kg), première apparition à l'éq. 1.2, p. 8
ξ	Distance entre l'élément considéré dS et l'élément de la surface dS' (m), première apparition à l'éq. 2.5, p. 31
ξ'_{max}	Borne d'intégration supérieure du cercle 2 pour le calcul de l'impédance mécanique mutuelle de rayonnement (m), première apparition à l'éq. 2.72, p. 48
ξ'_{min}	Borne d'intégration inférieure du cercle 2 pour le calcul de l'impédance mécanique mutuelle de rayonnement (m), première apparition à l'éq. 2.72, p. 48
Ξ_{max}	Borne d'intégration supérieure du cercle 1 pour le calcul de l'impédance mécanique mutuelle de rayonnement après changement de variable (m), première apparition à l'éq. 2.74, p. 49
ξ_{max}	Borne d'intégration supérieure du cercle 1 pour le calcul de l'impédance mécanique mutuelle de rayonnement (m), première apparition à l'éq. 2.72, p. 48
Ξ_{min}	Borne d'intégration inférieure du cercle 1 pour le calcul de l'impédance mécanique mutuelle de rayonnement après changement de variable (m), première apparition à l'éq. 2.74, p. 49

ξ_{min}	Borne d'intégration inférieure du cercle 1 pour le calcul de l'impédance mécanique mutuelle de rayonnement (m), première apparition à l'éq. 2.72, p. 48
ζ	Taux d'amortissement, première apparition à l'éq. 1.14, p. 13
A^+	Amplitude complexe de l'onde allant vers les x croissants (Pa), première apparition à l'éq. 1.7, p. 10
A^-	Amplitude complexe de l'onde allant vers les x décroissants (Pa), première apparition à l'éq. 1.7, p. 10
A_1	Amplitude complexe de l'onde dans le milieu 1 (Pa), première apparition à l'éq. 1.8, p. 10
A_2	Amplitude complexe de l'onde dans le milieu 2 (Pa), première apparition à l'éq. 1.9, p. 10
A_i	Amplitude complexe de l'onde incidente (Pa), première apparition à l'éq. 1.8, p. 10
A_r	Amplitude complexe de l'onde réfléchie (Pa), première apparition à l'éq. 1.8, p. 10
A_t	Amplitude complexe de l'onde transmise (Pa), première apparition à l'éq. 1.9, p. 10
A_{col}	Surface du col du résonateur de Helmholtz (m^2), première apparition à l'éq. 1.16, p. 14
B	Densité de flux dans l'entrefer (T), première apparition à l'éq. 2.32, p. 37
Bl	Facteur de force (N/A), première apparition à l'éq. 2.52, p. 40
C	Coefficient d'amortissement (N s/m), première apparition à l'éq. 1.14, p. 13
c_0	Vitesse du son dans l'air (344 m/s) à une pression de atmosphérique de 1013 hPa et une température de 20 °C (m/s), première apparition à l'éq. 1.4, p. 9
C_{ms}	Souplesse de la suspension du transducteur (m/N), première apparition à l'éq. 2.22, p. 35
d	Distance entre le microphone 2 et la paroi (m), première apparition à l'éq. 4.1, p. 103
D_{12}	Distance entre les transducteurs pour un pavage régulé (m), première apparition à l'éq. 2.75, p. 49

E_m	Champ électromoteur de Lorentz (V/m), première apparition à l'éq. 2.33, p. 37
f_0	Fréquence de résonance du système 1 DDL sans amortissement (Hz), première apparition à l'éq. 1.15, p. 14
F_{aar}	Amplitude complexe de la force acoustique appliquée sur la face arrière due au mouvement de la partie mobile du transducteur (N), première apparition à l'éq. 2.27, p. 36
f_{aar}	Force acoustique appliquée sur la face arrière due au mouvement de la partie mobile du transducteur (N), première apparition à l'éq. 2.23, p. 36
F_{aav}	Amplitude complexe de la force acoustique appliquée sur la face avant due au mouvement de la partie mobile du transducteur (N), première apparition à l'éq. 2.26, p. 36
f_{aav}	Force acoustique appliquée sur la face avant due au mouvement de la partie mobile du transducteur (N), première apparition à l'éq. 2.23, p. 36
F_{aS}	Amplitude complexe de la force induite par l'air lors du mouvement de la surface S (N), première apparition à l'éq. 2.8, p. 32
f_{aS}	Force induite par l'air lors du mouvement de la surface S (N), première apparition à l'éq. 2.7, p. 31
f_{aonde}	Force de l'onde acoustique appliquée sur le transducteur (N), première apparition à l'éq. 2.15, p. 35
f_d	Fréquence de résonance du système 1 DDL avec amortissement (Hz), première apparition à l'éq. 1.14, p. 13
f_{ext}	Forces extérieures appliquées sur le transducteur (N), première apparition à l'éq. 2.14, p. 35
$F_{Laplace}$	Force de Laplace (N), première apparition à l'éq. 2.47, p. 39
$F_{Lorentz}$	Force de Lorentz (force électromagnétique) appliquée au porteur de charge q de la bobine (N), première apparition à l'éq. 2.32, p. 37
f_{ntube}	Fréquences de résonances d'un tube fermé (Hz), première apparition à l'éq. 4.5, p. 116
$f_{ressort}$	Force du ressort appliquée sur le transducteur (N), première apparition à l'éq. 2.15, p. 35

$f_{visqueuse}$	Force visqueuse appliquée sur le transducteur (N), première apparition à l'éq. 2.15, p. 35
$H_{12}(\omega)$	Fonction de transfert en pression entre les 2 microphones 1 et 2, première apparition à l'éq. 4.1, p. 103
I_{HP}	Courant traversant la bobine du transducteur (A), première apparition à l'éq. 2.64, p. 45
K	Raideur du système 1 DDL (N/m), première apparition à l'éq. 1.15, p. 14
k	Nombre d'onde (1/m), première apparition à l'éq. 1.5, p. 9
K_{ms}	Raideur de la suspension du transducteur (N/m), première apparition à l'éq. 2.16, p. 35
l	Longueur des spires de la bobine (m), première apparition à l'éq. 2.52, p. 40
L_e	Inductance électrique de la bobine du transducteur (H), première apparition à l'éq. 2.43, p. 39
L_t	Longueur du tube de Kundt (m), première apparition à l'éq. 4.5, p. 116
L_{col}	Longueur du col du résonateur de Helmholtz (m), première apparition à l'éq. 1.16, p. 14
M	Masse du système 1 DDL (kg), première apparition à l'éq. 1.15, p. 14
M_{md}	Masse mécanique de la partie mobile du transducteur air exclu (kg), première apparition à l'éq. 2.14, p. 35
M_{ms}	Masse mobile du haut-parleur (en prenant en compte la masse mobile du fluide) (kg), première apparition à l'éq. 3.1, p. 90
Nb_{HP}	Nombre de microHP composant la paroi acoustique absorbante, première apparition à l'éq. 2.68, p. 48
p	Composante variable de la pression du fluide (Pa), première apparition à l'éq. 1.2, p. 8
p_1	Pression dans le milieu 1 (Pa), première apparition à l'éq. 1.8, p. 10
p_2	Pression dans le milieu 2 (Pa), première apparition à l'éq. 1.9, p. 10
p_i	Pression induite par l'onde incidente (Pa), première apparition à l'éq. 1.8, p. 10

p_r	Pression induite par l'onde réfléchie (Pa), première apparition à l'éq. 1.8, p. 10
p_t	Pression induite par l'onde transmise (Pa), première apparition à l'éq. 1.9, p. 10
$p_{a,dS}$	Pression induite par l'air sur l'élément dS lors du mouvement de la surface S (N/m^2), première apparition à l'éq. 2.6, p. 31
P_{aS}	Amplitude complexe de la pression induite par l'air lors du mouvement de la surface S (N/m^2), première apparition à l'éq. 2.11, p. 32
P_{paroi}	Amplitude complexe de la pression à la surface de la paroi acoustique absorbante (Pa), première apparition à l'éq. 2.2, p. 30
q	Charge d'un porteur de la bobine (C), première apparition à l'éq. 2.32, p. 37
Q_{aS}	Débit acoustique de la surface S (m^3/s), première apparition à l'éq. 2.11, p. 32
R	Coefficient de réflexion complexe de l'onde acoustique pour un changement de milieux, première apparition à l'éq. 1.10, p. 11
R_e	Résistance électrique de la bobine du transducteur (Ω), première apparition à l'éq. 2.43, p. 39
R_d	Rayon de la partie mobile du transducteur (m), première apparition à l'éq. 2.3, p. 30
R_{ms}	Résistance mécanique du transducteur (N s/m), première apparition à l'éq. 2.17, p. 35
R_{paroi}	Coefficient de réflexion complexe de l'onde acoustique de la paroi, première apparition à l'éq. 1.12, p. 12
R_{Shunt}	Résistance de shunt (Ω), première apparition à l'éq. 4.2, p. 109
R_t	Rayon de la paroi acoustique absorbante (m), première apparition à l'éq. 2.3, p. 30
s	Entropie de l'élément fluide par unité de masse ($\text{J}/(\text{kg K})$), première apparition à l'éq. 1.3, p. 8
$S_{microHP}$	Surface d'un microHP de la paroi acoustique absorbante (m^2), première apparition à l'éq. 2.3, p. 30
S_{paroi}	Surface totale de la paroi acoustique absorbante (m^2), première apparition à l'éq. 2.3, p. 30

$S_{support}$	Surface du support de la paroi acoustique absorbante (m^2), première apparition à l'éq. 2.3, p. 30
T	Composante variable de la température du fluide (K), première apparition à l'éq. 1.3, p. 8
t	Temps (s), première apparition à l'éq. 1.1, p. 8
T_0	Composante statique de la température du fluide (K), première apparition à l'éq. 1.3, p. 8
U_{HP}	Tension aux bornes du transducteur (V), première apparition à l'éq. 2.64, p. 45
$u_{induite}$	Tension produite par le déplacement de la bobine dans le champ magnétique de l'aimant (V), première apparition à l'éq. 2.37, p. 38
v	Composante variable de la vitesse d'une particule fluide (m/s), première apparition à l'éq. 1.1, p. 8
V_m	Amplitude complexe de la vitesse de la partie mobile du micro-HP (m/s), première apparition à l'éq. 2.3, p. 30
v_{bobine}	Vitesse de la bobine (m/s), première apparition à l'éq. 2.32, p. 37
$V_{cavité}$	Volume de la cavité du résonateur de Helmholtz (m^3), première apparition à l'éq. 1.16, p. 14
$v_{m_{dS'}}$	Vitesse de l'élément de la surface dS' (m/s), première apparition à l'éq. 2.5, p. 31
V_{paroi}	Amplitude complexe de la vitesse équivalente de la paroi acoustique absorbante (m/s), première apparition à l'éq. 2.2, p. 30
W	Travail de la force de Lorentz (Nm), première apparition à l'éq. 2.34, p. 38
x	Coordonnée sur l'axe \vec{x} (m), première apparition à l'éq. 1.4, p. 9
x_1	Distance entre le microphone 1 et la paroi ($x_1 > x_2$) (m), première apparition à l'éq. 4.1, p. 103
x_2	Distance entre le microphone 2 et la paroi ($x_2 < x_1$) (m), première apparition à l'éq. 4.1, p. 103
X_m	Amplitude complexe du déplacement de la partie mobile du transducteur (m), première apparition à l'éq. 2.19, p. 35

Y_{HP}	Admittance acoustique spécifique normalisée du transducteur, première apparition à l'éq. 2.67, p. 47
Y_{paroi}	Admittance acoustique spécifique normalisée de la paroi acoustique absorbante, première apparition à l'éq. 2.1, p. 30
Z_e	Impédance électrique de la bobine du transducteur (Ω), première apparition à l'éq. 2.45, p. 39
Z_m	Impédance mécanique du transducteur ($N\ s/m$), première apparition à l'éq. 2.22, p. 35
Z_0	Impédance acoustique du milieu de masse volumique ρ_0 et de vitesse du son c_0 (Ns/m^3), première apparition à l'éq. 1.11, p. 11
Z_{ar}	Impédance acoustique de rayonnement d'une surface S (Ns/m^5), première apparition à l'éq. 2.11, p. 32
Z_{HP}	Impédance électrique du transducteur électrodynamique (Ω), première apparition à l'éq. 2.64, p. 45
Z_{ma}	Impédance mécanique incluant l'impédance acoustique de rayonnement ($N\ s/m$), première apparition à l'éq. 2.30, p. 36
$Z_{mr_{11}}$	Impédance mécanique de rayonnement de la surface ($N\ s/m$), première apparition à l'éq. 2.12, p. 32
$Z_{mr_{12}}$	Impédance mécanique mutuelle de rayonnement entre les surfaces d'indice 1 et 2 ($N\ s/m$), première apparition à l'éq. 2.72, p. 48
$Z_{mr_{1n}}$	Impédance mécanique mutuelle de rayonnement entre la surface considérée et la surface d'indice n ($N\ s/m$), première apparition à l'éq. 2.13, p. 32
$Z_{mr_{ar}}$	Impédance mécanique de rayonnement induite par le mouvement de la partie mobile du transducteur sur la face arrière ($N\ s/m$), première apparition à l'éq. 2.27, p. 36
$Z_{mr_{av}}$	Impédance mécanique de rayonnement induite par le mouvement de la partie mobile du transducteur sur la face avant ($N\ s/m$), première apparition à l'éq. 2.26, p. 36
$Z_{mr_{tot}}$	Impédance mécanique de rayonnement totale ($N\ s/m$), première apparition à l'éq. 2.12, p. 32
Z_{mr}	Impédance mécanique de rayonnement d'une surface S ($N\ s/m$), première apparition à l'éq. 2.10, p. 32

-
- Z_{paroi} Impédance acoustique caractéristique de la paroi acoustique absorbante (Ns/m^3), première apparition à l'éq. 1.13, p. 12
- $Z_{Shunt_{opt}}$ Impédance optimale de shunt calculée afin d'obtenir une absorption maximale [fonction de la fréquence] (Ω), première apparition à l'éq. 2.81, p. 62
- Z_{Shunt} Impédance électrique appliquée aux bornes du transducteur (Ω), première apparition à l'éq. 2.43, p. 39

Introduction générale	1
CHAPITRE 1 : ABSORBEURS ACOUSTIQUES	5
1.1 Introduction	6
1.2 Propagation d’ondes acoustiques	8
1.2.1 Milieu fluide quelconque	8
1.2.2 Hypothèses et simplifications	9
1.3 Absorption d’ondes acoustiques	10
1.3.1 Principe	10
1.3.2 Processus d’absorption d’une onde acoustique	12
1.4 État de l’art	13
1.4.1 Systèmes d’absorption acoustiques passifs	13
1.4.2 Systèmes d’absorption acoustique actifs/réactifs	19
1.4.3 Confrontation plage d’absorption / encombrement des solutions existantes	23
1.5 Objectifs visés	24
1.5.1 Technique d’absorption choisie	24
1.5.2 Choix du transducteur	24
1.6 Conclusion	26
CHAPITRE 2 : MODÉLISATION D’UNE MATRICE DE TRANSDUC- TEURS	27
2.1 Introduction	29
2.2 Interactions onde/paroi	29
2.2.1 Définition de l’absorption de la paroi	30
2.2.2 Mouvement d’une surface dans un fluide	31

2.3	Modélisation du transducteur électrodynamique	33
2.3.1	Hypothèses de modélisation du transducteur	34
2.3.2	Modèle à constantes localisées	34
2.3.3	Impédance mécanique de rayonnement d'une source circulaire bafflée	41
2.3.4	Modèle couplé du transducteur	45
2.4	Modélisation du comportement de la paroi acoustique absorbante . . .	47
2.4.1	Hypothèses de modélisation de la paroi	47
2.4.2	Admittance de la paroi acoustique absorbante	47
2.4.3	Impédance mécanique mutuelle de rayonnement de deux sources circulaires bafflées	48
2.5	Validation du modèle analytique	59
2.5.1	Paroi composée d'un seul transducteur	59
2.5.2	Paroi composée de plusieurs transducteurs	60
2.6	Détermination de l'impédance optimale de shunt	62
2.7	Conclusion	64

CHAPITRE 3 : TRANSDUCTEUR ÉLECTRODYNAMIQUE EN TECHNOLOGIE SILICIUM 65

3.1	Introduction	67
3.2	Transducteur en technologie silicium	68
3.2.1	Description	68
3.2.2	Fabrication du micro-HP silicium	69
3.2.3	Rayonnement acoustique	75
3.3	Optimisation acoustique du micro-HP silicium	80
3.3.1	Suppression des courts-circuits acoustiques	80
3.3.2	Amélioration du rendement du moteur électrodynamique et ré- duction de l'encombrement	86
3.4	Caractérisation du comportement des deux transducteurs utilisés	89
3.4.1	Comportement linéaire	90
3.4.2	Comportement non-linéaire	92
3.4.3	Niveau acoustique en fonction de la puissance électrique injectée	93
3.5	Optimisations d'assemblage	95
3.5.1	Découpe des micro-HP	95
3.5.2	Contacts électriques	96
3.6	Conclusion	98

CHAPITRE 4 : CARACTÉRISATION DE LA PAROI ACOUSTIQUE ABSORBANTE	101
4.1 Introduction	102
4.2 Méthode de caractérisation : le tube de Kundt	103
4.3 Paroi acoustique à base de HP Visaton K16	105
4.3.1 Effet des charges passives	105
4.3.2 Influence de la densité	107
4.3.3 Influence d'une cavité	108
4.3.4 Effet d'une résistance de shunt adaptée	108
4.4 Paroi acoustique à base de microHP en silicium	112
4.4.1 Absorption acoustique du microHP avec joint polymère	113
4.4.2 Absorption acoustique du micro-HP silicium sans joint polymère	115
4.5 Conclusion et bilan des performances obtenues	123
Conclusion générale et perspectives	125
Annexes	129
A Modèle de Delany-Bazley	130
B Paramètres du modèle de Biot-Allard	131
C Impédance acoustique de rayonnement d'un piston plan	132
D Discrétisation d'un disque par la méthode de Bresenham	134
E Calcul de l'impédance mécanique mutuelle de rayonnement	135
F Formulation de Pritchard	137
G Calcul d'impédance de la paroi acoustique absorbante	139
H Méthodes générales de micro-fabrication	144
H.1 Méthodes de gravure	144
H.2 Méthodes de dépôt	144
H.3 Protection de zone du substrat	145
I Méthode de réalisation d'un joint souple en PDMS	146
J Calcul du champ magnétique d'un aimant axisymétrique	148
J.1 Cylindrique	148
J.2 Annulaire	149

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Le confort acoustique est un élément important de la qualité de vie. Une étude de l'INSEE montre qu'environ 54% des ménages vivant dans des villes de plus de 50 000 habitants se déclarent gênés par le bruit¹. En effet, les sources de bruit sont multiples et les nuisances sonores peuvent entraîner une gêne, des troubles de la vigilance, de l'attention, de l'apprentissage, et affecter la santé (stress, troubles du sommeil, pathologies cardio-vasculaires, . . .). Même si des efforts sont réalisés pour confiner les bruits des transports, autoroutiers, ferroviaires ou aériens, il est souvent très difficile de réduire le bruit sur l'ensemble du domaine audible. Les solutions passives actuellement utilisées peinent en effet à réduire le bruit dans les basses fréquences tout en conservant un encombrement et une masse limités. Afin d'essayer de répondre à cette problématique, ce manuscrit présente une solution active alternative (ou complémentaire) aux solutions passives. Cette solution est basée sur le contrôle d'un réseau de transducteurs permettant d'absorber le bruit et donc de réduire les nuisances sonores pour des fréquences dans la gamme de 500 Hz à 1500 Hz.

Même si des efforts sont réalisés pour confiner les bruits des transports (autoroutier, ferroviaire et aérien principalement), il est souvent très difficile de réduire le bruit dans une large gamme de fréquences et particulièrement dans le domaine des basses fréquences où les solutions d'absorption acoustique deviennent encombrantes (et pesantes) puisque leur épaisseur (et donc leur masse) est en rapport direct avec la longueur d'onde à absorber. Afin d'essayer de répondre à la problématique d'une absorption acoustique peu encombrante et légère (ce qui est critique principalement dans le domaine du transport aérien pour lequel ajout de volume et ajout de masse sont synonymes de sur-consommation de carburant) ce manuscrit, sur la base des travaux développés par Xavier Meynial² puis par Hervé Lissek³, présente une solution de paroi acoustique absorbante de faible épaisseur, utilisant des absorbeurs électrodynamiques miniatures, avec une efficacité ciblée sur la gamme 500–1500 Hz.

1. http://www.insee.fr/fr/ffc/docs_ffc/ip868.pdf

2. Active Audio

3. EPFL Lausanne

Alors que les travaux de Lissek *et al.* utilisent principalement des haut-parleurs de grandes dimensions en faible nombre, le choix retenu ici est l'utilisation de haut-parleurs miniatures en plus grand nombre. Après avoir rappelé les bases de la propagation et de l'absorption acoustique, le premier chapitre dresse un état de l'art des solutions existantes : systèmes passifs ne nécessitant pas de source d'énergie, systèmes réactifs utilisant une source d'énergie pour adapter leur impédance à une condition déterminée et systèmes actifs utilisant une source d'énergie et des capteurs complémentaires afin de contrôler l'impédance de paroi et de l'adapter à chaque instant à la fréquence de l'onde incidente. Cette étude permet, au regard des objectifs visés, de choisir pour chaque technique d'absorption les caractéristiques optimales du transducteur (celles qui permettront de tendre vers un coefficient d'absorption de 1 et d'éviter toute réflexion sur la paroi). Il apparaît cependant que les micro-haut-parleurs du commerce comme les Visaton K16, présentent une première fréquence de résonance trop haute pour pouvoir être efficaces dans la partie basse de la gamme de fréquences ciblée. Toutefois, un transducteur silicium encore à l'état de prototype (développé lors d'une précédente collaboration entre le LAUM, l'INL et l'IEF dans le cadre du projet SAIPON par Iman Shahosseini alors doctorant) permettrait de répondre sur toute la gamme de fréquences du fait de son premier mode propre situé à une fréquence de seulement 70 Hz. Ces micro-haut-parleurs tout silicium, développés pour des applications de téléphonie mobile souffrent cependant d'une faible efficacité en basses fréquences, du fait des courts-circuits acoustiques existant entre la face avant et la face arrière du transducteur, défaut qui peut être corrigé par l'ajout d'un joint. La solution proposée par Iman Shahosseini, basée sur un joint latex, rajoute une raideur importante à la suspension tout silicium qui décale le premier mode de résonance vers les hautes fréquences, le remplacement de ce joint latex par un autre type de joint est présenté.

Auparavant, c'est l'effet de la densité de transducteurs par unité de surface sur l'absorption acoustique de paroi qu'il convient d'étudier afin de voir s'il est possible d'atteindre le coefficient d'absorption de 1. Ceci fait l'objet du second chapitre. Le calcul du coefficient d'absorption de la paroi nécessite de connaître le comportement d'un micro-haut-parleur seul mais également de connaître les effets du couplage de plusieurs d'entre eux, montés sur une paroi rigide. Le modèle retenu du comportement d'un micro-haut-parleur est un modèle à constantes localisées faisant intervenir les paramètres de Thiele & Small. A partir de cette représentation, un modèle du rayonnement acoustique d'un micro-haut-parleur bafflé (assimilé à un piston plan bafflé pour le micro-haut-parleur silicium) est développé et ses résultats sont validés par la confrontation à ceux obtenus à l'aide d'une modélisation par éléments finis sous COMSOL Multiphysics[®]. Enfin, l'impédance électrique simulée du micro-haut parleur est comparée aux résultats expérimentaux. Il est alors possible d'aboutir à la modélisation analytique complète du rayonnement de la paroi absorbante, prenant en compte les

impédances de rayonnement de chaque micro-haut-parleur (toujours considérés comme des sources circulaires bafflées) ainsi que les couplages entre micro-haut-parleurs. A cette fin, un modèle matriciel paramétrique spécifique a été développé pour pouvoir prendre en compte les interactions entre différents types de micro-haut-parleurs (de surfaces différentes). Les résultats obtenus par cette technique de calcul de l'impédance mutuelle de rayonnement sont confrontés au modèle de Pritchard et à une résolution par FEM sous COMSOL[®]. Enfin, l'impédance de rayonnement globale d'une distribution de micro-haut-parleurs sur une paroi rigide est calculée, l'impact de la part de l'impédance mutuelle des micro-haut-parleurs dans le résultat est également évalué. La validation du modèle analytique est parachevée par la comparaison de l'absorption de paroi simulée aux valeurs mesurées dans le cas de micro-haut-parleurs Visaton K16 pour différentes configurations (3, 7 et 13 micro-haut-parleurs sur la paroi). Une fois cette validation effectuée, l'impédance optimale de shunt (celle qui maximise le coefficient d'absorption acoustique) est calculée.

Une fois les modèles validés et les impédances de shunt déterminées pour les haut-parleurs du commerce (ici des Visaton K16), il reste à fabriquer les micro-haut-parleurs silicium. Le troisième chapitre décrit les différentes étapes de leur procédé de fabrication en salle blanche (au sein de la Centrale de Technologie Universitaire (CTU) IEF – Minerve) avant d'aborder, mesures et simulations à l'appui, la nécessité d'intégrer la pose d'un joint acoustique dans le procédé de fabrication pour optimiser le rendement acoustique en basses fréquences. Les mesures du micro-haut-parleur silicium sans joint sont effectuées en salle anéchoïque au LAUM pour deux configurations d'aimants et révèlent la présence de raies spectrales pour lesquelles le niveau émis chute brutalement. Un modèle FEM sous COMSOL[®] met en évidence des modes des bras de suspension à ces fréquences ce qui amplifie les fuites acoustiques et pénalise le rayonnement acoustique. La nécessité d'un joint acoustique est ainsi clairement mise en évidence. Le procédé de fabrication du joint est alors présenté, suivi d'un paragraphe sur différentes configurations d'aimants afin de déterminer celle qui optimisera la conversion électromécanique. Le procédé de caractérisation des différentes configurations de transducteur silicium (avec / sans joint – différentes configurations d'aimants) est exposé, il s'agit du procédé proposé par la société KLIPPEL[®] qui permet de déterminer à la fois les paramètres linéaires de Thiele et Small pour de petits déplacements de la partie mobile du micro-haut-parleur, mais aussi de déterminer le comportement non-linéaire de ces paramètres dans le cas de grands déplacements (une des caractéristiques du micro-haut-parleur silicium étant de tolérer de très grands déplacements hors plan de la partie mobile). Les résultats de mesure sont présentés avec un tracé de l'évolution du niveau acoustique en fonction de la puissance injectée. Enfin, un nouveau système d'assemblage du micro-haut-parleur silicium est mis au point, intégrant la prise de contacts sans soudure et l'électronique de conditionnement (amplification).

L'ensemble de ces résultats a permis d'aboutir à la réalisation de plusieurs parois acoustiques absorbantes avec différentes densités de micro-haut-parleurs (Visaton K16 commerciaux ou prototypes silicium), chaque haut-parleur pouvant être shunté par différentes impédances (passives ou réactives) et chargé par différents types de cavités. La caractérisation des performances de ces différentes configurations fait l'objet du quatrième et dernier chapitre. La méthode retenue pour la caractérisation du coefficient d'absorption acoustique est celle du tube de Kundt avec deux microphones, méthode pour laquelle un adaptateur spécifique, permettant de monter la paroi acoustique dans ses différentes configurations, a dû être développé et fabriqué. Les résultats expérimentaux obtenus sont présentés pour différents types de shunts électriques, différentes densités de micro-haut-parleurs et différents volumes de cavité arrière. Dans ces deux derniers cas, ils sont confrontés aux prévisions des modèles présentés aux chapitres précédents. Pour ce qui concerne l'effet d'un shunt réactif, une résistance négative a été réalisée. Enfin, pour le cas des micro-haut-parleurs silicium, des essais ont été menés pour des configurations avec et sans joint acoustique.

CHAPITRE 1

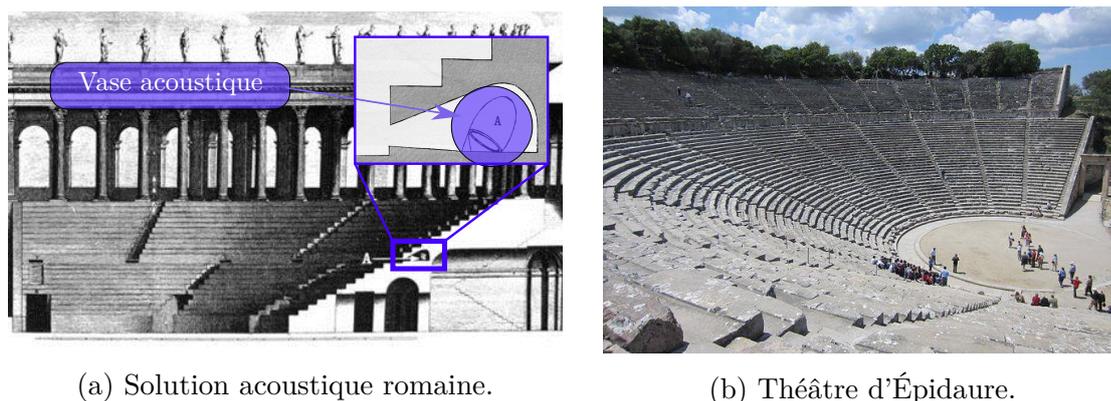
ABSORBEURS ACOUSTIQUES

Sommaire

1.1	Introduction	6
1.2	Propagation d'ondes acoustiques	8
1.2.1	Milieu fluide quelconque	8
1.2.2	Hypothèses et simplifications	9
1.3	Absorption d'ondes acoustiques	10
1.3.1	Principe	10
1.3.2	Processus d'absorption d'une onde acoustique	12
1.4	État de l'art	13
1.4.1	Systèmes d'absorption acoustiques passifs	13
1.4.1.1	Structure résonante	13
1.4.1.2	Matériaux poreux	15
1.4.1.3	Système périodique	17
1.4.1.4	Solution hybride passive	18
1.4.2	Systèmes d'absorption acoustique actifs/réactifs	19
1.4.2.1	Fonctionnement des systèmes actifs par contrôle de l'impédance acoustique	20
1.4.2.2	Systèmes acoustiques actifs sans asservissement	20
1.4.2.3	Systèmes acoustiques actifs pilotés	21
1.4.3	Confrontation plage d'absorption / encombrement des solutions existantes	23
1.5	Objectifs visés	24
1.5.1	Technique d'absorption choisie	24
1.5.2	Choix du transducteur	24
1.6	Conclusion	26

1.1 Introduction

Les systèmes passifs d'absorption acoustique sont utilisés depuis l'antiquité. Par exemple, des vases acoustiques étaient placés sous les gradins des théâtres grecs ou romains afin d'améliorer l'acoustique de l'édifice. La taille et la forme du vase étaient ajustées afin d'obtenir un système résonant qui permettait de supprimer la réflexion des ondes acoustiques sur les gradins. Les 10 livres d'architecture de Vitruve retranscrits en français [1] montrent les recommandations de placement et le dimensionnement des vases acoustiques pour l'amélioration de l'acoustique d'une scène (fig. 1.1a). Le théâtre d'Épidaure témoigne que dès le IV^e siècle av. J.-C. les grecs maîtrisaient les propriétés acoustiques des matériaux pour construire des amphithéâtres : l'agencement périodique des rangées de sièges du théâtre d'Épidaure permet de filtrer les basses fréquences (inférieures à 500 Hz) du bruit de fond (bruissement des arbres, auditoire) (fig. 1.1b). Il est également possible de voir dans certaines églises françaises des cavités (réalisées à partir de vases) utilisées afin de réduire l'effet des résonances et ainsi d'améliorer l'acoustique de ces édifices [2].



(a) Solution acoustique romaine.

(b) Théâtre d'Épidaure.

FIGURE 1.1 – Solutions acoustiques utilisées dans l'antiquité [3].

Par la suite d'autres méthodes d'absorption d'ondes acoustiques ont été utilisées comme la dissipation par phénomènes visqueux. Ce phénomène est présent dès lors qu'on utilise des matériaux poreux pour la réduction des nuisances sonores tels que les laines de verre, de roche ou de mousses fabriquées à partir de transformation chimique. En effet, l'utilisation de ces matériaux permet de réduire l'énergie des ondes acoustiques réfléchies, tout en dissipant l'énergie de l'onde acoustique transmise au matériau, ce qui participe à la réduction des nuisances sonores. Les caractéristiques de ces matériaux poreux sont particulières car ils sont constitués de beaucoup d'air avec une structure pouvant parfois être mobile. De nombreux travaux ont porté sur l'élaboration de méthodes de caractérisations de ces matériaux poreux ou de modèle de prédiction du coefficient d'absorption tel que le modèle de Biot et Allard [4, 5, 6]. Des travaux ont également été réalisés pour optimiser les procédés de fabrication en

augmentant par exemple la quantité d'air ou la rigidité de la structure. Les travaux sur la porosité du revêtement des routes (fig. 1.2) montre qu'il est possible de trouver des caractéristiques de structure qui permettent de réduire l'énergie de l'onde acoustique réfléchi par le sol de l'ordre de 9 dB [7].

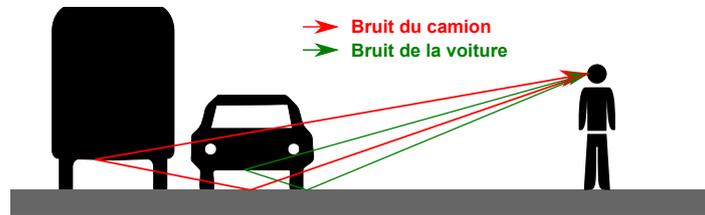


FIGURE 1.2 – Réflexion acoustique sur une surface rigide telle que le bitume d'une route.

Ce chapitre présente dans une première partie les hypothèses de propagation acoustique choisies pour le développement du modèle analytique présenté dans le chapitre 2. La seconde partie décrit le principe de fonctionnement d'une paroi acoustique absorbante et présente les différentes grandeurs qui nous permettront de caractériser les prototypes de paroi acoustique absorbante développés. La troisième partie porte sur l'état de l'art des différentes solutions d'absorption acoustique existantes qui peuvent être dissociées en deux catégories. La première catégorie regroupe des solutions dites passives, ne nécessitant pas de sources électriques telles que les matériaux poreux, les systèmes périodiques ou les solutions résonantes. La seconde catégorie présente des solutions dites actives qui nécessitent une source d'alimentation et parfois même la caractérisation de l'onde acoustique à absorber (pression, vitesse, direction). La dernière partie de ce chapitre présente les objectifs de ce travail et le positionnement de la solution choisie par rapport aux solutions présentées dans l'état de l'art. Pour terminer, un tableau récapitulatif compare les performances atteintes pour différentes solutions d'absorbeurs acoustiques en fonction de leurs encombrements et de leurs plages d'efficacité. Ce tableau permet de définir l'intérêt des transducteurs électrodynamiques en technologie MEMS utilisés pour l'absorption d'ondes acoustiques.

1.2 Propagation d'ondes acoustiques

1.2.1 Milieu fluide quelconque

Les équations de base de la mécanique des fluides sont les expressions mathématiques des lois physiques que sont la conservation de la masse, la conservation de la quantité de mouvement et la conservation de l'énergie. La particule fluide peut être caractérisée par 4 grandeurs qui sont la pression, la vitesse, la masse volumique et la température. Ces grandeurs peuvent être décrites respectivement comme la somme d'une composante variable (p, v, ρ, T) dépendant du temps et une composante statique (p_0, v_0, ρ_0, T_0) . En considérant une particule fluide plongée dans un milieu visqueux, sans écoulement et homogène ; les équations linéarisés de la conservation de la masse, la conservation de la quantité de mouvement et la conservation de l'énergie peuvent être mises sous les formes suivantes [8] :

- Équation de conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0, \quad (1.1)$$

avec ρ la composante variable de la masse volumique de la particule fluide, ρ_0 la composante statique de la masse volumique du fluide et \vec{v} la composante variable de la vitesse de la particule fluide.

- Équation de conservation de la quantité de mouvement ou équation de Navier-Stokes dans le cas d'un fluide newtonien :

$$\rho_0 \frac{d\vec{v}}{dt} = -\vec{\nabla} p + \mu \nabla^2 \vec{v} + \left(\eta + \frac{\mu}{3} \right) \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{v}) + \rho \vec{f}, \quad (1.2)$$

avec p la composante variable de la pression au sein de la particule fluide, μ le coefficient de viscosité dynamique de cisaillement, η le coefficient de viscosité dynamique volumique et \vec{f} la force de volume par unité de masse.

- Équation de conservation de l'énergie :

$$\rho_0 T_0 \frac{\partial s}{\partial t} = \kappa \nabla^2 T, \quad (1.3)$$

avec s l'entropie de l'élément fluide et κ la conductivité thermique du fluide.

Ces équations permettent de définir les variations d'état de l'élément fluide lorsqu'il est soumis à une excitation extérieure telle qu'une variation de pression, de vitesse ou de température. Ces variations sont transmises de proche en proche et créent alors la propagation d'une onde acoustique dans le milieu.

1.2.2 Hypothèses et simplifications

Nous limiterons nos travaux à la propagation d'ondes acoustiques dans l'air considéré comme un gaz idéal (assimilable à un gaz parfait et homogène isotrope) sans écoulement. Le milieu de propagation d'ondes acoustiques que nous considérerons est l'air avec une pression de référence $p_0 = 1013$ hPa pour une température de $T_0 = 20$ °C. Ces conditions atmosphériques confèrent au fluide une masse volumique (ρ_0) de $1,2$ kg/m³ et une vitesse de propagation de l'onde sonore (c_0) de 344 m/s. Les études présentées dans ce manuscrit se limiteront au cas d'ondes acoustiques en incidence normale sur la surface étudiée. Il sera dans de prochains travaux nécessaire de caractériser l'efficacité de la paroi pour tous types d'incidences. Ces hypothèses permettent de simplifier les équations générales de la mécanique des fluides sous la forme de l'équation d'onde (éq. 1.4) déterminée à partir de l'équation de conservation de la masse, de l'équation d'Euler (équation de conservation de la quantité de mouvement) et de l'équation d'état du gaz pour la direction normale à la surface de la paroi acoustique absorbante.

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial v}{\partial x} &= 0 \\ \rho_0 \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial x} &= 0 \\ p &= c_0^2 \rho \end{aligned} \right\} \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0 \quad (1.4)$$

La solution de l'équation temporelle d'onde 1.4 peut être réécrite de façon harmonique pour une pression de la forme $p(x, t) = p(x)e^{j\omega t}$:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 p(x, t)}{\partial x^2} &= \frac{\partial^2 p(x)}{\partial x^2} e^{j\omega t} \\ \frac{\partial^2 p(x, t)}{\partial t^2} &= -\omega^2 p(x) e^{j\omega t} \end{aligned} \right\} \left[\frac{\partial^2 p(x)}{\partial x^2} + k^2 p(x) \right] e^{j\omega t} = 0, \quad (1.5)$$

avec $k = \omega/c_0$ le nombre d'onde et ω la pulsation de l'onde acoustique définit par $\omega = 2\pi f$.

Le nombre d'onde k définit le nombre de longueurs d'onde λ présentes sur une distance de 2π unités de longueur, c'est-à-dire $k = 2\pi/\lambda$. La longueur d'onde λ est plus courte aux hautes fréquences qu'aux basses fréquences. Ce paramètre géométrique de l'onde nous permet de définir l'évolution spatiale de l'onde qui conditionne la technique d'absorption acoustique utilisable (présentée dans la section 1.4).

Étant donné que le terme $e^{j\omega t}$ de l'équation 1.5 ne peut être nul pour toutes valeurs de t , elle peut s'écrire sous la forme de l'équation de Helmholtz :

$$\frac{\partial^2 p(x)}{\partial x^2} + k^2 p(x) = 0. \quad (1.6)$$

La solution de l'équation de Helmholtz est définie par l'équation 1.7 où A^+ est l'amplitude complexe de l'onde vers les x croissants et A^- est l'amplitude complexe de l'onde vers les x décroissants.

$$p(x, t) = p(x)e^{j\omega t} = [A^+ e^{-jkx} + A^- e^{jkx}] e^{j\omega t} \quad (1.7)$$

1.3 Absorption d'ondes acoustiques

1.3.1 Principe

L'absorption d'ondes acoustiques est caractérisée par la faculté d'un système à dissiper l'énergie acoustique de l'onde, c'est-à-dire à réduire ou à supprimer sa variation de pression. La réduction de l'énergie d'une onde acoustique peut être réalisée par conversion de celle-ci en énergie thermique, en énergie électrique ou par interférences destructives. L'absorption d'une onde acoustique est obtenue par l'introduction d'un système absorbant sur le parcours de l'onde qui occasionne une variation d'impédance acoustique du milieu de propagation. Cette variation a pour effet de créer deux ondes acoustiques, la première est une onde acoustique réfléchiée à la surface du système et la seconde est une onde transmise au système (fig. 1.3).

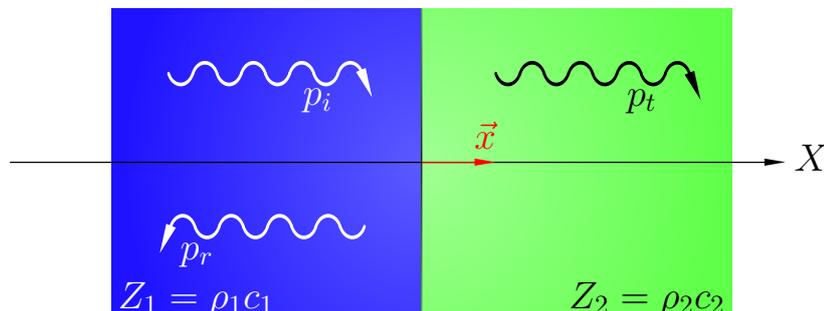


FIGURE 1.3 – Changement de milieu de propagation.

Dans le cas d'une onde acoustique normale à la surface de l'interface, il est possible d'exprimer les pressions (p_1 , p_2) dans les milieux 1 et 2 par les équations 1.8 et 1.9 à partir de la solution de l'équation de Helmholtz (1.7). Les pressions p_i , p_r et p_t représentent respectivement les pressions induites par l'onde acoustique incidente, réfléchiée et transmise.

$$\left. \begin{aligned} p_i &= A_i e^{-jk_1x} e^{j\omega t} \\ p_r &= A_r e^{jk_1x} e^{j\omega t} \\ p_1 &= (A_i e^{-jk_1x} + A_r e^{jk_1x}) e^{j\omega t} \end{aligned} \right\} p_1 = A_i (e^{-jk_1x} + R e^{jk_1x}) e^{j\omega t} \quad (1.8)$$

avec $R = A_r/A_i$, le coefficient complexe de réflexion à l'interface et $k_{(1,2)} = \omega/c_{(1,2)}$ le nombre d'onde dans les milieux 1 et 2.

$$p_t = p_2 = A_t e^{-jk_2x} e^{j\omega t} \quad (1.9)$$

La proportion d'énergie de l'onde acoustique réfléchie à l'interface des deux milieux est caractérisée par le coefficient de réflexion complexe R (éq. 1.10) qui dépend des impédances caractéristiques des 2 milieux.

$$R = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (1.10)$$

avec Z_1 et Z_2 les impédances caractéristiques des deux milieux de propagation acoustique considérés.

L'impédance acoustique d'un milieu est exprimée à partir de la masse volumique du milieu ρ_0 et de la vitesse du son dans le milieu c_0 :

$$Z_0 = \rho_0 \cdot c_0. \quad (1.11)$$

L'énergie de l'onde acoustique réfléchie peut-être annulée si les impédances caractéristiques des milieux 1 et 2 sont identiques ; dans cette configuration, les impédances des milieux 1 et 2 sont dites "adaptées".

Pour qu'un système d'absorption acoustique soit efficace, il est nécessaire d'obtenir un système :

- ayant une faible rupture d'impédance : $Z_1 \approx Z_2$ (pour limiter l'énergie réfléchie sur la surface du système).
- capable de réduire l'énergie acoustique transmise.

Il existe différentes méthodes de réduction de l'énergie transmise au système absorbant comme :

- la dissipation visqueuse réalisée grâce à des structures poreuses [9]
- la conversion de la variation de pression en déplacement d'un fluide (résonateur de Helmholtz) [10]
- l'utilisation d'une structure mécanique résonante
- les interférences destructives dans une structure périodique [11]

Ces solutions sont dites "passives" car elles ne nécessitent pas de source d'énergie pour fonctionner mais il existe également des solutions dites "actives" qui sont des solutions d'absorption acoustique utilisant une source électrique pour fonctionner.

La solution d'absorption acoustique développée dans ce manuscrit est basée sur l'utilisation d'un réseau de transducteurs positionnés à la surface du système, pouvant être utilisée de façon passive ou active. L'objectif est d'obtenir à la surface du système une impédance acoustique qui soit celle du milieu de propagation d'origine (l'air) c'est-à-dire que $Z_{paroi} = Z_0 = \rho_0 c_0$, afin d'annuler la réflexion de l'onde acoustique arrivant sur la surface du système.

1.3.2 Processus d'absorption d'une onde acoustique

On peut définir l'absorption acoustique d'un matériau ou d'une structure par sa capacité à atténuer le niveau acoustique de l'onde réfléchie, c'est-à-dire à absorber une partie de l'énergie vibratoire de l'onde incidente. Il est possible de définir pour chaque matériau ou structure un coefficient d'absorption α_{paroi} dépendant de la fréquence de l'onde incidente (éq. 1.12).

$$\alpha_{paroi}(f) = 1 - |R_{paroi}|^2 \quad (1.12)$$

où R_{paroi} est le coefficient de réflexion complexe de la paroi défini dans l'équation 1.10.

L'absorption acoustique est un coefficient énergétique reliant l'amplitude de l'onde réfléchie et l'amplitude de l'onde incidente évoluant entre 0 et 1. L'absorption acoustique d'une surface est nulle lorsque l'onde est totalement réfléchie. Ce comportement acoustique est typique des matériaux rigides et non poreux tels que le béton lisse, le revêtement de route classique ou les aciers qui ont un coefficient d'absorption proche de zéro en raison de la forte rupture d'impédance entre le milieu de propagation d'où provient l'onde acoustique et le matériau. *A contrario*, lorsque l'absorption est proche de 1, le matériau absorbe la totalité de l'énergie acoustique reçue. À titre d'exemple, la laine de roche, utilisée pour l'isolation thermique des bâtiments, possède un coefficient d'absorption moyen de 0,6.

L'impédance acoustique caractéristique du matériau absorbant Z_{paroi} peut être définie en fonction du coefficient de réflexion complexe R_{paroi} par la relation suivante :

$$Z_{paroi} = \rho_0 c_0 \frac{1 + R_{paroi}}{1 - R_{paroi}}. \quad (1.13)$$

Pour obtenir une absorption optimale, l'impédance acoustique à l'interface du matériau doit être "adaptée" à celle du milieu de propagation d'origine de l'onde acoustique. Lorsque l'impédance acoustique de l'interface est de la forme $Z_{paroi} = \rho_0 c_0$, la valeur du coefficient de réflexion R_{paroi} est nulle et il n'y a pas de création d'ondes réfléchies à la surface du système. La totalité de l'énergie de l'onde incidente est transmise au système ($A_i = A_t$) qui ensuite la dissipe selon un ou plusieurs principes présentés précédemment (section 1.3.1).

L'efficacité en terme d'absorption d'une onde acoustique, d'un matériau ou d'un système dépend donc très fortement de l'impédance acoustique de la paroi (Z_{paroi}) qui doit être la plus proche possible de celle du milieu de propagation Z_0 . Cette caractéristique conditionne fortement l'efficacité des solutions d'absorption d'ondes acoustiques aussi bien passives qu'actives.

1.4 État de l'art

1.4.1 Systèmes d'absorption acoustiques passifs

Les systèmes d'absorption acoustiques passifs ont la particularité d'être des matériaux ou structures autonomes en énergie et particulièrement efficaces dans les hautes fréquences. Cette partie montre la forte corrélation de l'efficacité du système entre la fréquence de l'onde acoustique et la profondeur des systèmes d'absorptions passifs.

Ces systèmes absorbants ont la particularité d'être fortement composés d'air. Cette caractéristique leur confère une impédance de paroi (Z_{paroi}) proche de celle de l'air, permettant de minimiser l'énergie des ondes acoustiques réfléchies. L'énergie transmise au matériau est ensuite dissipée soit :

- par une structure résonante.
- de façon thermique pour les solutions poreuses.
- par interférence dans un cristal phononique.

1.4.1.1 Structure résonante

L'absorption d'une onde acoustique peut être réalisée grâce à l'utilisation de systèmes mécaniques résonants. Le principe consiste à exciter de façon acoustique, le système mécanique à sa fréquence de résonance pour que l'énergie acoustique d'excitation soit totalement convertie en énergie de mouvement ou en énergie thermique dissipée au sein du matériau (voir fig. 1.4).

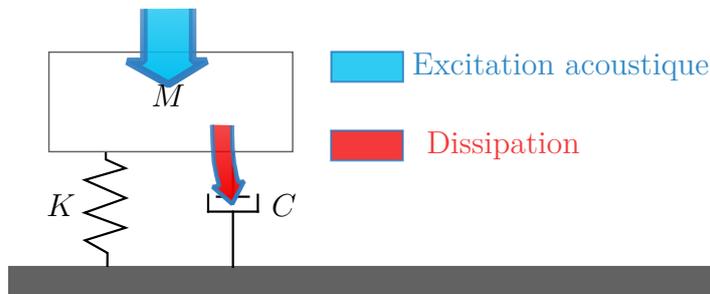


FIGURE 1.4 – Système à 1 Degré De Liberté (DDL) avec amortissement.

La fréquence de résonance d'un système à 1 Degré De Liberté (DDL) est caractérisée par la relation suivante :

$$f_d = f_0 \cdot \sqrt{1 - \zeta^2}, \quad (1.14)$$

où $\zeta = C/2M(2\pi f_0)$, le taux d'amortissement en fonction de M , la masse mobile et C , le coefficient d'amortissement et f_0 , la fréquence de résonance sans amortissement.

La fréquence de résonance du système sans amortissement f_0 est défini par :

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{K}{M}}, \quad (1.15)$$

avec K la raideur du système.

Les systèmes acoustiques résonants couramment utilisés pour l'absorption d'ondes acoustiques sont les résonateurs de Helmholtz [12] qui ont un comportement similaire aux systèmes mécaniques à 1 DDL (fig. 1.5). Le résonateur de Helmholtz est une cavité d'air ouverte comparable à une bouteille ouverte composée d'un col et d'un volume arrière qui sont assimilables respectivement à la masse et à la raideur du système mécanique à 1 DDL.

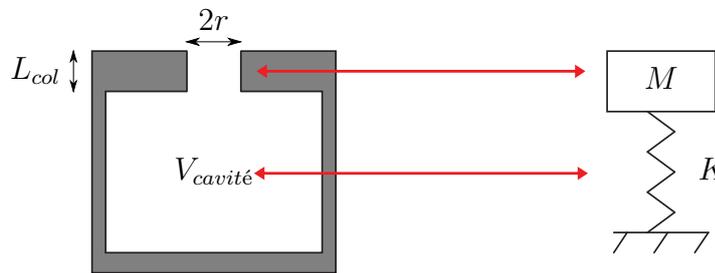


FIGURE 1.5 – Modélisation du résonateur de Helmholtz par un système à 1 DDL Masse/Ressort.

La fréquence propre du résonateur de Helmholtz (éq. 1.16) est accordée sur la fréquence de l'onde acoustique à atténuer. L'énergie de l'onde acoustique à la fréquence de résonance du résonateur, est alors transférée au système résonant.

$$f_0 = \frac{c_0}{2\pi} \sqrt{\frac{A_{col}}{L_{col} V_{cavité}}}, \quad (1.16)$$

où $A_{col} = \pi r^2$, L_{col} et $V_{cavité}$ sont respectivement la surface de l'ouverture, la longueur du col et le volume de la cavité arrière.

Dans le cas, où la longueur du col L_{col} du résonateur est petite, celle-ci doit être corrigée par un facteur correctif δL . Différents travaux ont été réalisés sur la définition de cette correction [13, 14, 15, 16] et s'accordent à faire correspondre δL à l'ajout de masse que l'on peut retrouver lors du rayonnement d'un disque dans un plan infini qui est défini par $\delta L = 8r/3\pi$.

Les travaux de Maa [17] ont montré l'effet, en termes d'absorption acoustique, d'une paroi perforée afin de créer des résonateurs de Helmholtz. Ces travaux ont conduit à une étude approfondie de ce type d'absorbeur acoustique avec lequel il est possible d'élargir la bande de fréquence d'absorption du système en multipliant le nombre de résonateurs accordés sur différentes fréquences de résonance. Cette particularité du résonateur de Helmholtz est utilisée dans des applications d'absorptions acoustiques

comme dans les travaux de Hayne Lecocq [18] visant l'absorption du bruit des réacteurs d'avion. Les résonateurs de Helmholtz ont été réalisés dans un matériau multi-couches formé de nids d'abeilles, appelé plus communément NIDA, avec une âme constituée d'alvéoles hexagonales (réalisant le volume de la cavité), comprise entre deux plaques métalliques ou composites constituant la peau dont l'une est percée pour réaliser les cols des résonateurs (fig. 1.6). Ces matériaux absorbants sont localisés en amont et en aval de la soufflante qui est une des parties du moteur d'avion à réaction qui induit le plus de nuisances sonores durant les phases de décollage et d'atterrissage.

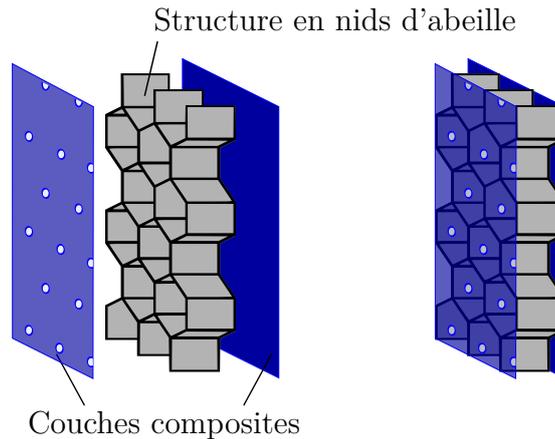


FIGURE 1.6 – Schéma d'une structure en nid d'abeille (NIDA).

Bien que cette méthode soit très efficace pour une absorption proche de la fréquence de résonance des résonateurs de Helmholtz, celle-ci est d'autant plus faible que l'on s'éloigne de la résonance. De plus, l'obtention d'une fréquence de résonance en basses fréquences nécessite une augmentation soit de la masse d'air dans le col ou alors une diminution de la raideur de la cavité, c'est-à-dire une augmentation de son volume. Ces augmentations géométriques de la structure impliquent une augmentation de l'encombrement de la solution acoustique.

1.4.1.2 Matériaux poreux

Les matériaux poreux sont les solutions les plus communément utilisées pour absorber le bruit. Ces matériaux sont ajoutés sur les surfaces réfléchissantes dans le but de réduire l'énergie de l'onde acoustique réfléchi par la paroi. Les matériaux poreux sont composés d'un squelette "rigide" formant des cavités ouvertes ou fermées remplies de fluide (fig. 1.7). Dès 1956, Biot [4, 5] a étudié la propagation des ondes acoustiques dans les milieux poreux à structure élastique contenant un fluide visqueux compressible.

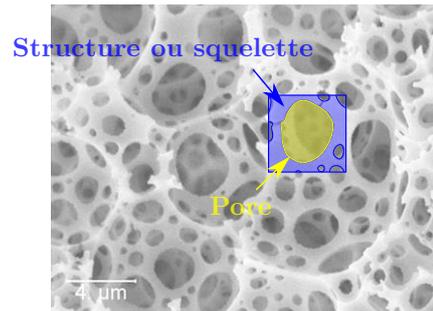


FIGURE 1.7 – Image provenant d'un Microscope Électronique à Balayage (MEB) d'une structure poreuse en silicone de porosité 85 % [19].

Le principe d'absorption acoustique des matériaux poreux repose sur la dissipation de l'énergie acoustique de l'onde par le frottement visqueux du fluide sur le squelette du matériau. Ce phénomène de dissipation dépend principalement des caractéristiques intrinsèques du matériau tels que la porosité, la masse volumique du squelette ou la taille des cavités. Différents modèles de détermination d'absorption ont été développés tels que des modèles de fluide équivalent qui cherchent à représenter le matériau poreux comme un fluide de caractéristique ρ_1 et c_1 pouvant directement être intégré dans les équations de propagation des ondes acoustiques (éq. 1.12). Par exemple, le modèle semi-empirique de Delany et Bazley [20] a été développé à la suite de nombreuses mesures et définit le comportement du matériau poreux à l'aide d'un seul paramètre intrinsèque qui est la résistivité du matériau au passage de l'air. D'autres modèles plus complets ont été développés tel que le modèle de Biot-Allard qui permet de déterminer l'efficacité en absorption des matériaux poreux grâce à de nombreuses caractéristiques intrinsèques comme la porosité, la tortuosité, la masse volumique du squelette ou la taille des cavités (cf. annexe B).

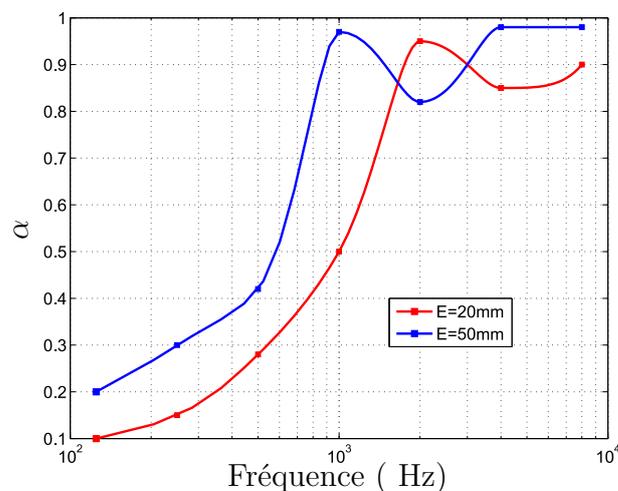


FIGURE 1.8 – Coefficient d'absorption typique de mousses absorbantes d'épaisseur (E) de 20 mm et de 50 mm de référence AA2020 et AA2050 du fabricant Spectra.

L'avantage des matériaux poreux est leurs efficacités pour l'absorption des hautes fréquences comme le montrent les mesures du coefficient d'absorption de la figure 1.8. La figure montre la forte dépendance entre le coefficient d'absorption en basses fréquences et l'épaisseur du matériau. Usuellement pour absorber un son à partir d'une fréquence, il est nécessaire d'utiliser une couche de matériau poreux dont l'épaisseur est au moins égale au quart de la longueur d'onde λ de la plus basse fréquence à absorber. Il sera donc nécessaire pour atténuer des fréquences à partir de 500 Hz d'utiliser une épaisseur de matériau de l'ordre de 17 cm.

1.4.1.3 Système périodique

D'autres structures absorbantes reposent sur les cristaux phononiques qui sont des structures ordonnées, périodiques et non cohésives planaires ou volumiques [21]. Lors de la propagation d'une onde acoustique à travers un cristal phononique, l'onde est soumise à un phénomène de diffraction dû d'une part à la périodicité géométrique de la structure et d'autre part aux propriétés de propagation dans le milieu (effet de couches limites sur la surface des éléments périodiques). De plus, on observe l'absence de modes propagatifs des ondes acoustiques dans une plage de longueurs d'ondes donnée : cette bande de fréquence est alors qualifiée de bande interdite.

Les cristaux phononiques en tant qu'absorbeurs acoustiques sont principalement utilisés en transmission car les composantes de l'onde acoustique dans la bande interdite ne sont pas transmises à travers le cristal phononique. Les cristaux phononiques sont de ce fait de bons candidats pour des applications telles que des filtres acoustiques, des silent-blocs ou des guides d'ondes [22]. La propagation des ondes acoustiques est modifiée par la dispersion de l'énergie acoustique dans le cristal. Il est donc également possible d'utiliser les cristaux phononiques pour absorber l'onde acoustique piégée au sein de la structure.

La figure 1.9 présente les mesures du coefficient d'absorption obtenues pour différentes configurations de cristal. On constate que le coefficient d'absorption est très proche de celui obtenu avec des matériaux poreux, mais il est ici obtenu pour des tailles de structures périodique de quelques dizaines de micromètres sur une épaisseur de 2,5 cm.

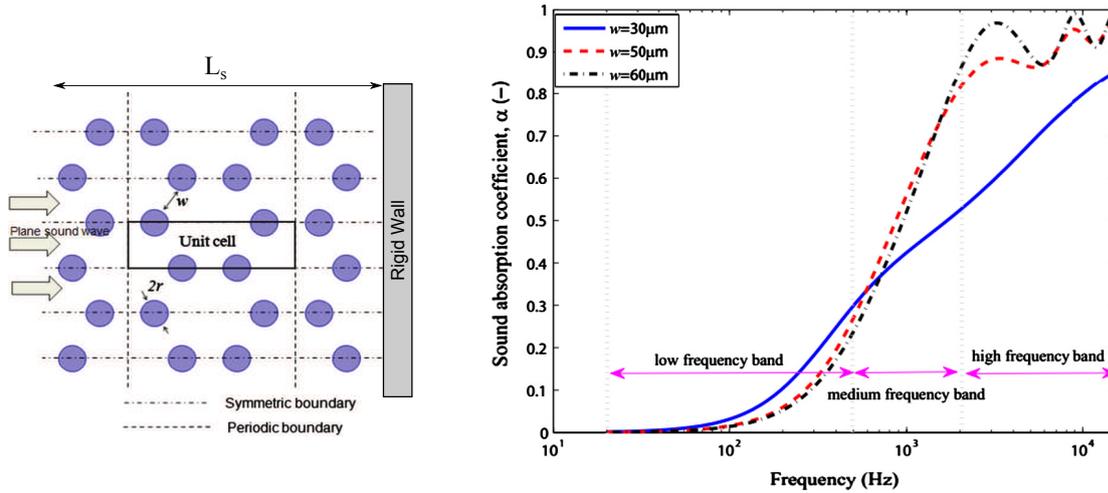


FIGURE 1.9 – Coefficient d’absorption acoustique en fonction de la périodicité ($w = 30 \mu\text{m}$, $50 \mu\text{m}$ et $60 \mu\text{m}$) des fibres de rayon $50 \mu\text{m}$ et d’une épaisseur totale de 25 mm [23].

1.4.1.4 Solution hybride passive

Dans le but de combler la faible efficacité en absorption des basses fréquences des solutions à base de matériaux poreux, de systèmes périodiques ou de systèmes résonnants, Groby *et al.* ou Lagarrigue *et al.* ont développé des solutions hybrides à base de systèmes passifs. Ces travaux montrent que la combinaison de différents effets acoustiques permet d’absorber les ondes acoustiques sur une large bande de fréquence. Ces deux solutions combinent les résonances acoustiques de cavités couplées à un matériau poreux.

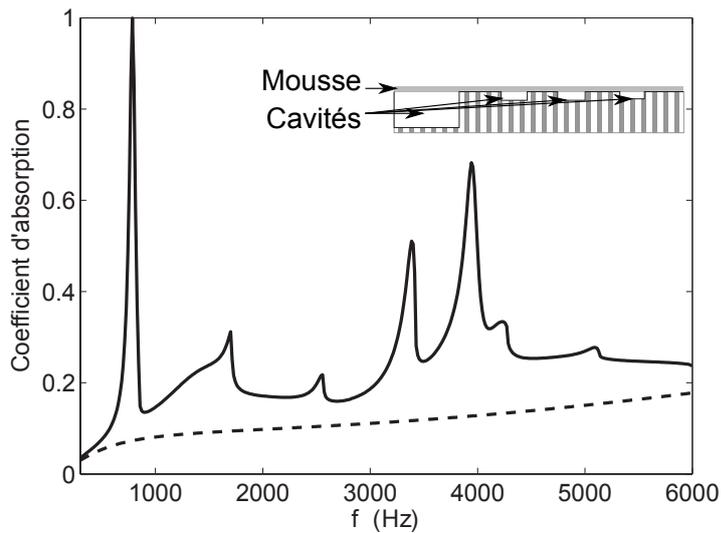


FIGURE 1.10 – Coefficient d’absorption de la mousse sans modification (épaisseur 8 mm) [---], collée sur une surface rigide plane et [—] collée sur quatre cavités de différentes tailles (1 grande $5 \times 9 \times 12 \text{ cm}^3$ et 3 petites $1 \times 2.5 \times 8 \text{ cm}^3$) [24].

La solution de Groby *et al.* (fig. 1.10) propose de placer des cavités résonantes derrière un matériau poreux, réparties de façon irrégulière afin de créer des couplages acoustiques entre les différentes cavités et ainsi augmenter le coefficient d'absorption du système.

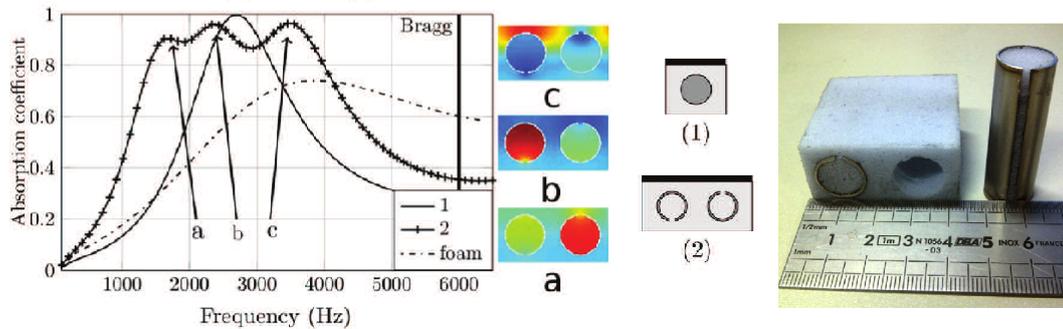


FIGURE 1.11 – Comparaison du coefficient d'absorption d'une mousse Fireflex (Recticel, Belgique) (épaisseur de 20 mm) avec une inclusion rigide en incidence normale (1) et avec 2 inclusions "supercell" (2) (tube de diamètre 15 mm) [25].

La solution de Lagarrigue *et al.* (fig. 1.11) est réalisée à partir d'un tube fendu dissimulé à l'intérieur d'un matériau poreux d'épaisseur 20 mm. Cette solution a la particularité d'élargir la bande de fréquence d'absorption par rapport au matériau poreux seul et d'augmenter l'efficacité en atteignant presque une absorption totale sur la gamme 1,5–3,5 kHz.

1.4.2 Systèmes d'absorption acoustique actifs/réactifs

Les systèmes d'absorption acoustique dits "actifs" sont des systèmes électriques qui cherchent soit à contrôler l'impédance d'une paroi soit à réaliser de l'antibruit. Le contrôle de l'impédance de la paroi cherche à minimiser l'énergie de l'onde acoustique réfléchié alors que l'antibruit cherche à annuler la variation de pression d'ondes acoustiques, principalement dans des milieux clos ou dans des zones localisées dans l'espace. Pour fonctionner, ces deux systèmes nécessitent un moyen de transduction électroacoustique. Par exemple, l'utilisation de haut-parleurs dans le rôle d'absorbeurs acoustiques permet de constituer un système d'absorption acoustique actif. Les premiers travaux d'absorption acoustique active à base de transducteurs électroacoustiques peuvent être attribués à Olson et May [26] qui ont réalisé un système d'absorption actif à partir d'un haut-parleur électrodynamique et d'un microphone, tout les deux inclus dans une chaîne d'asservissement.

Les systèmes acoustiques actifs peuvent être classés en deux catégories : les systèmes actifs avec une chaîne d'asservissement qui nécessite la mise en place d'une mesure de contrôle (en pression et/ou en vitesse), et les systèmes réactifs sans chaîne d'asservis-

sement et donc qui ne nécessitent donc pas de mesurer les caractéristiques de l'onde acoustique à absorber.

Les parties suivantes présentent un aperçu de différentes solutions actives ou réactives qui peuvent être utilisées pour réaliser soit de l'antibruit soit de l'adaptation d'impédance de la surface du transducteur.

1.4.2.1 Fonctionnement des systèmes actifs par contrôle de l'impédance acoustique

Tout comme les systèmes d'absorption passifs, l'absorption acoustique des systèmes actifs est d'autant plus efficace que l'impédance de la surface du système (Z_{paroi}) est proche de celle du milieu de propagation d'origine (Z_0). Cette condition va permettre de limiter l'énergie réfléchie à la paroi du système et donc d'absorber l'énergie de l'onde incidente.

Les systèmes actifs nécessitent un moyen de transduction électroacoustique. Les transducteurs généralement utilisés pour l'absorption d'ondes acoustiques sont des transducteurs électrodynamiques tels que des haut-parleurs commerciaux [27, 28, 29, 30] mais d'autres types de transduction peuvent être utilisés pour la conversion électroacoustique tel que les systèmes électro-statiques ou piezo-électriques.

Les systèmes d'absorption actifs ont la particularité d'être alimentés électriquement mais, dans certains cas, ils sont également alimentés par la mesure des caractéristiques de l'onde acoustique à absorber (pression et vitesse). Contrairement aux systèmes actifs pilotés, les systèmes actifs sans asservissement ne nécessitent pas la mesure des caractéristiques de l'onde acoustique à absorber. Ils sont donc plus simple à intégrer sur une surface nécessitant un traitement acoustique.

1.4.2.2 Systèmes acoustiques actifs sans asservissement

Les systèmes réactifs sont des systèmes d'absorption acoustique dont il est possible de modifier le comportement mécanique de la membrane (vitesse) en utilisant différentes charges électriques aux bornes du transducteur, communément appelées impédances de shunt. Par exemple les courts-circuits, les résistances ou autres impédances peuvent être considérés comme des shunts électriques.

Lissek *et al.* [32] ont travaillé sur le contrôle de l'impédance de shunt appliqué aux bornes d'un haut-parleur électrodynamique permettant l'absorption d'ondes acoustiques. Grâce à une impédance optimale de shunt, il est possible d'obtenir un coefficient d'absorption du système proche de 1 (cas 1, fig. 1.12). Un modèle, permettant de calculer cette impédance optimale de shunt à partir des caractéristiques du transducteur et de l'environnement acoustique, est présenté dans la partie 2.6 du chapitre 2.

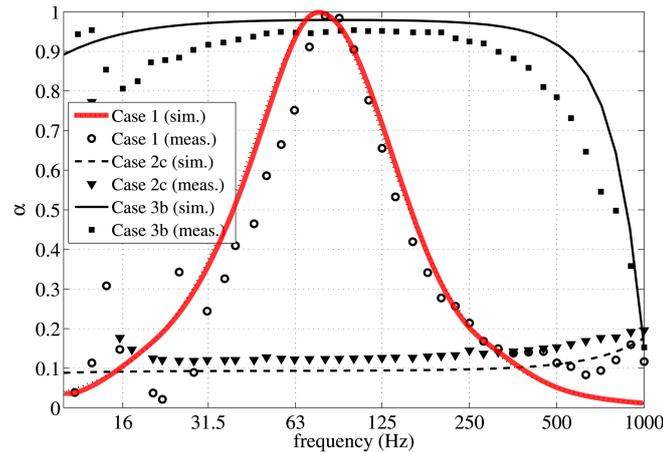


FIGURE 1.12 – Comparaison du coefficient d'absorption mesuré et simulé, obtenu pour une valeur de shunt optimale (cas 1) (avec une chaîne d'asservissement sur la vitesse (cas 2c) et avec un contrôle complet de l'impédance (cas 3b)) [31].

1.4.2.3 Systèmes acoustiques actifs pilotés

Les systèmes d'absorption actifs sont basés sur une chaîne d'asservissement, celle-ci permet de déterminer les déplacements de la partie mobile du transducteur à réaliser pour atteindre la consigne. Les blocs de la chaîne d'asservissement de ces systèmes peuvent être décomposés en deux parties, la mesure des caractéristiques de l'onde acoustique et le contrôle du transducteur (fig. 1.13).

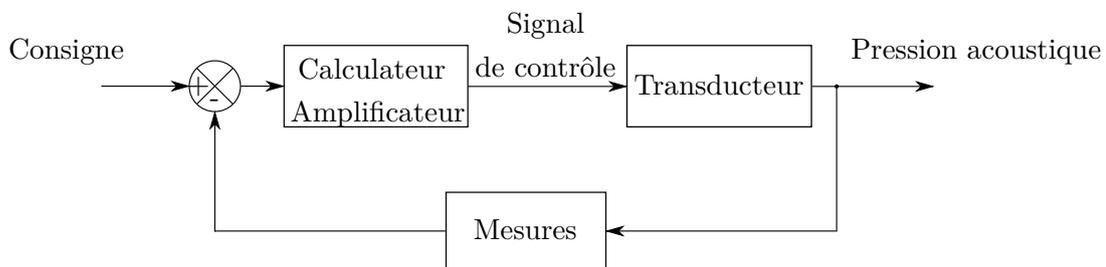


FIGURE 1.13 – Schéma d'une chaîne d'asservissement d'un système d'absorption actif.

Pour avoir une bonne efficacité et stabilité de la chaîne d'asservissement celle-ci a besoin d'un calculateur performant capable de déterminer le déplacement à imposer à la partie mobile en "temps réel". Une fois le calcul du déplacement réalisé, il est nécessaire de déterminer le signal de contrôle du transducteur qui va dépendre de ses paramètres intrinsèques. Le déplacement de la membrane du transducteur dans le cas réel n'est pas proportionnel à l'amplitude du signal et dépend également de la fréquence du signal de contrôle (fig. 1.14).

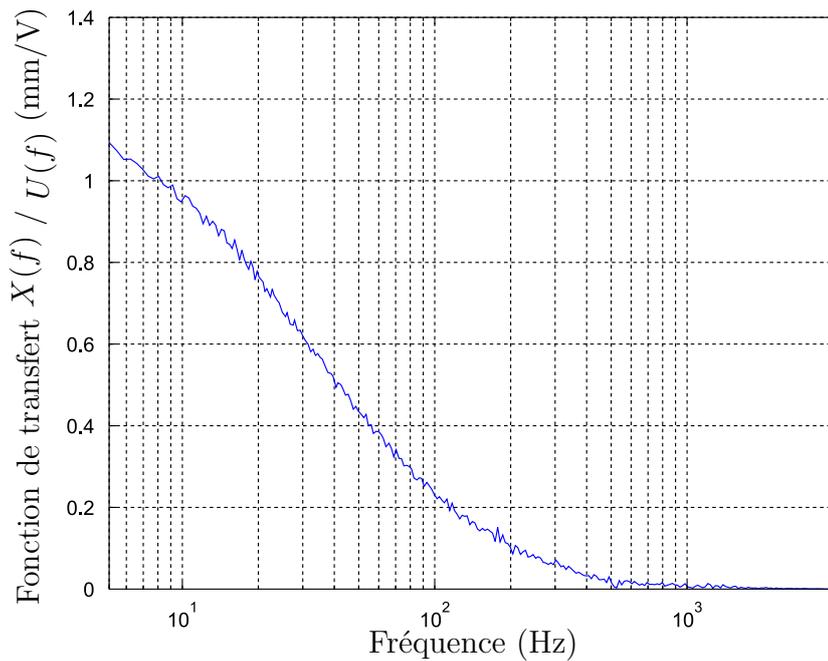


FIGURE 1.14 – Mesure du rapport de l’amplitude du déplacement sur la tension d’alimentation en fonction de la fréquence pour un Haut-Parleur (HP) électrodynamique de type médium de diamètre 100 mm réalisé sur le banc Klippel présenté dans le chapitre 3.

Les travaux de Furstoss *et al* [33], de Betgen *et al* [28] ou de Melon *et al* [29] montrent l’intérêt de contrôler le mouvement des haut-parleurs pour réaliser l’absorption totale d’une onde acoustique incidente. Les systèmes d’absorption acoustique actifs sont de plus en plus utilisés grâce à l’amélioration des performances des traitements numériques et grâce à la miniaturisation des microphones et des transducteurs. Ce type de système est utilisé pour réduire la nuisance du bruit extérieur comme dans les casques de pilote d’hélicoptère et depuis peu dans les casques audio grand public à contrôle actif du bruit.

1.4.3 Confrontation plage d'absorption / encombrement des solutions existantes

Les solutions présentées dans cette partie sont diverses et variées, elles possèdent des caractéristiques en absorption et encombrement très différentes. Ces solutions peuvent être répertoriées dans un plan fréquences absorbées en fonction de l'encombrement (fig. 1.15).

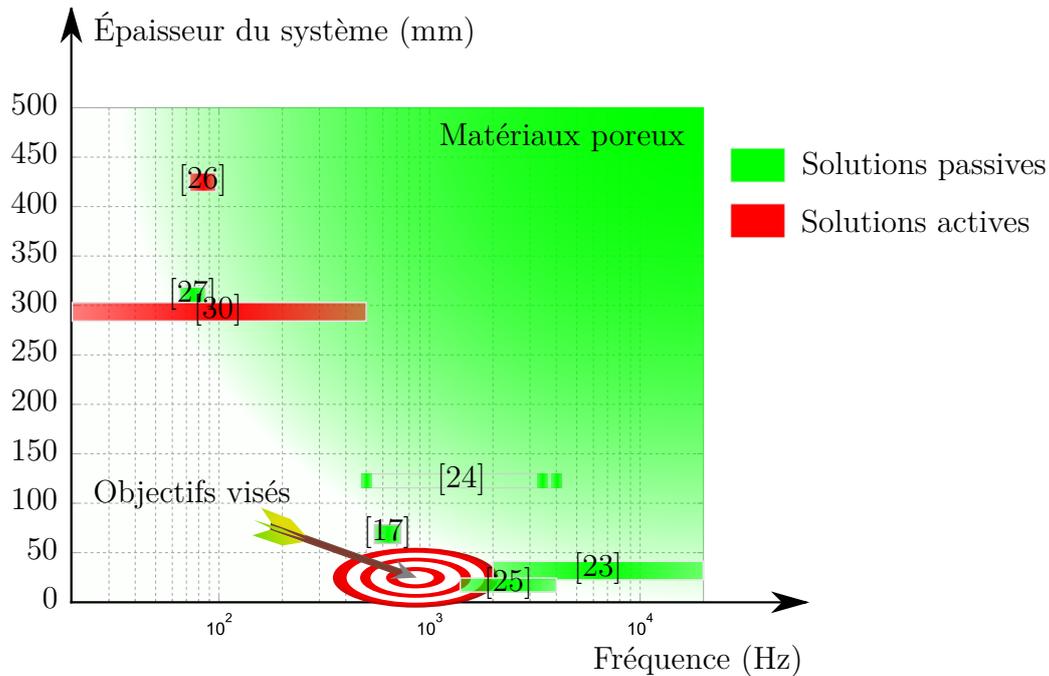


FIGURE 1.15 – Plage de fréquences d'absorption acoustiques des solutions existantes en fonction de leurs épaisseurs.

La figure 1.15 montre l'absence de solutions d'absorption très large bande, ainsi que l'encombrement important nécessaire à l'absorption de bruit basse fréquence. On peut observer que les solutions actives vont jusqu'à absorber des fréquences de 20 Hz mais au prix d'un encombrement important avec une épaisseur de l'ordre de 300 mm. On observe également la séparation entre les solutions passives et actives. Les solutions passives sont efficaces dans les hautes fréquences mais peinent à être efficaces dans les basses fréquences pour de faibles épaisseurs. Dans l'état actuel, les solutions actives sont la technologie permettant d'absorber les bruits basses fréquences dans le domaine d'absorption visé dans ce travail de thèse (500 Hz à 1500 Hz).

1.5 Objectifs visés

Les objectifs visés dans ce travail sont la conception et la réalisation d'un prototype de paroi acoustique absorbante ayant les caractéristiques suivantes :

- absorber les ondes acoustiques sur la bande de fréquences de 500 Hz à 1500 Hz.
- avoir un encombrement contenu dans une épaisseur de 50 mm.

1.5.1 Technique d'absorption choisie

La solution choisie pour atteindre la gamme de fréquence visée passe par l'utilisation d'une solution active ou réactive à base de transducteurs électro-acoustiques afin d'atteindre l'absorption d'onde acoustique à partir de 500 Hz. La méthode de contrôle des transducteurs choisie est le contrôle de la charge électrique appliquée aux bornes des transducteurs afin de piloter l'impédance acoustique de la paroi et ainsi réduire au maximum l'énergie de l'onde réfléchie à la surface de la paroi.

Les travaux de Lissek *et al.* [30], basés sur le contrôle de la charge électrique aux bornes du transducteur, montrent l'effet des caractéristiques du transducteur sur le domaine d'absorption possible. Ils montrent également que l'absorption acoustique du transducteur électrodynamique est efficace autour de sa fréquence de résonance.

Dans notre cas, il est nécessaire de choisir un transducteur ayant une fréquence de résonance proche de la fréquence basse du domaine d'absorption visé, c'est-à-dire une fréquence de résonance de l'ordre de 500 Hz et pouvant émettre jusqu'aux 1500 Hz visées. Les haut-parleurs électrodynamiques utilisés pour la restitution acoustique de ces fréquences, sont généralement des haut-parleurs médiums (milieu de fréquence) dont le diamètre est d'une dizaine de centimètres. Ces haut-parleurs sont souvent lourds et possèdent une épaisseur d'au moins 5 cm ce qui est trop encombrant pour une intégration dans la paroi acoustique de 50 mm envisagée car la cavité sera trop petite et donc trop rigide. Il est donc nécessaire de s'orienter vers des transducteurs différents de ceux utilisés classiquement pour répondre aux objectifs visés.

1.5.2 Choix du transducteur

Dans le but de réduire la place occupée par les transducteurs dans le système de paroi acoustique développée, nous nous sommes orientés vers des transducteurs miniatures dont l'épaisseur est seulement de quelques millimètres. Une étude sur les différents types de transducteurs miniatures (tab. 1.1), réalisée par Shahosseini *et al.* [34], montre les avantages d'une transduction électro-acoustique de type électrodynamique. Ce type de transduction et un système mécanique adapté permettent d'obtenir une fréquence de résonance proche de 300 Hz.

TABLEAU 1.1 – Performances de transducteurs électroacoustiques miniatures [34].

Actuation Type	Manufacturer	Materiel for membrane	Membrane size	Maximum SPL	Frequency	Measurement distance
Piezoelectric	S.H. Yi and E.S. Kim [35]	ZnO	5 mm x 5 mm	92 dB	3 kHz	0,2 cm
	H.C. Cho <i>et al.</i> [36]	AlN	-	100 dB	9,3 kHz	1 cm
	S.C. Ko <i>et al.</i> [37]	ZnO	3 mm x 3 mm x 3 mm	83,1 dB	13,3 kHz	1 cm
	S.S. Lee and R. M. White [38]	ZnO	2 mm x 2 mm x 4,7 mm	70 dB	5 kHz	0,5 cm
Electrostatic	P. Rangstern <i>et al.</i> [39]	Silicon	2 mm*	112 dB	127 kHz	1 cm
	R.C. Roberts <i>et al.</i> [40]	Poly-SiC	0,8 mm*	73 dB	16,6 kHz	1 cm
Electrostrictive	R. Heydt <i>et al.</i> [41]	Silicon rubber	-	100 dB	>1,5 kHz	100 cm
Thermoacoustic	L. Xiao <i>et al.</i> [42]	Carbon Nanotubes	30 mm x 30 mm (one layer)	85 dB	10 kHz	5 cm
			30 mm x 30 mm (four layers)	95 dB	10 kHz	5 cm
Electrodynamic	M.C. Cheng <i>et al.</i> [43]	Polyimide	3,5 mm*	93 dB	5 kHz	2 cm ³ chamber
	Je and Chae [44]	Polyimide	3 mm*	106 dB	1 kHz	1,3 cm
	Shahosseini <i>et al.</i> [45]	Silicon	15 mm*	70 dB	0,3 kHz	10 cm

Le transducteur développé par Shahosseini *et al.* possède la particularité d'être un haut-parleur de petite taille (fig. 1.16) facilitant l'intégration dans la paroi acoustique absorbante, tout en ayant des performances acoustiques satisfaisantes dans la gamme de fréquences qui nous intéresse (500–1500 Hz). Le moteur électrodynamique de ce transducteur est composé de 2 aimants annulaires néodyme-fer-bore dont la valeur de polarisation théorique est de 1,5 T ainsi que d'une bobine planaire en cuivre placée sur la membrane en silicium. Le moteur du micro-Haut-Parleur permet l'actionnement de la membrane en silicium qui transmet sa vitesse au fluide dans lequel elle est plongée (en l'occurrence, l'air).

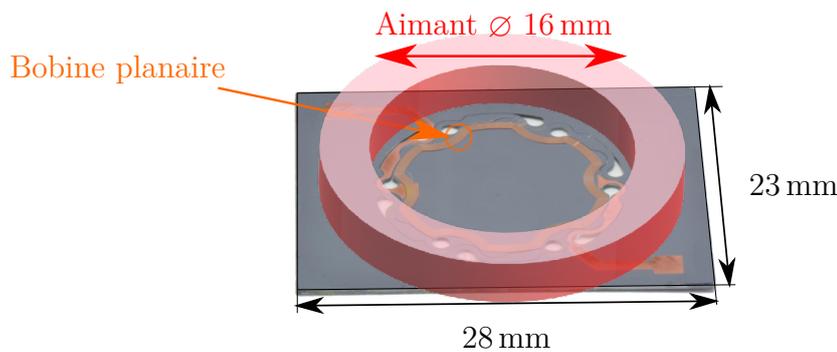


FIGURE 1.16 – Descriptif d'un micro-Haut-Parleur en silicium.

1.6 Conclusion

Il apparaît au regard des solutions d'absorption acoustique évoquées dans ce chapitre et récapitulées dans le tableau 1.2 que la solution la plus pertinente pour répondre à la problématique de la paroi acoustique absorbante de faible encombrement efficace dans la gamme de fréquences 500–1500 Hz est celle faisant intervenir des absorbeurs électrodynamiques pilotés par des systèmes actifs. Afin de minimiser l'encombrement des transducteurs, le choix se portera sur des éléments miniatures (HP miniature du commerce à faible coût ou micro-HP silicium développés spécifiquement). Cette solution est en effet plus coûteuse *a priori* que les solutions existantes à base de matériaux poreux, de méta-matériaux ou de systèmes résonants de type résonateur de Helmholtz, mais c'est la seule qui soit capable de répondre simultanément aux contraintes d'encombrement et de bande passante d'absorption acoustique. Le chapitre suivant va ainsi présenter l'étude d'une matrice de transducteurs miniatures montés sur une paroi rigide pour les deux types de micro-HP afin d'évaluer la densité surfacique optimale de micro-HP permettant de répondre au cahier des charges et de déterminer l'impédance optimale de shunt des micro-HP pour une solution de type réactif (le temps ayant manqué pour aborder l'étude d'un système actif). Le chapitre 3 présentera quant à lui plus en détail la fabrication des micro-HP silicium et l'optimisation de leur intégration dans la paroi absorbante.

TABLEAU 1.2 – Récapitulatif des solutions d'absorption acoustique présentées dans l'état de l'art de ce chapitre.

	Matériaux poreux	Cristaux phononiques	Systèmes résonants	Système actifs
Absorption de 500 Hz à 1,5 kHz				
Épaisseur				
Avantages	Léger + Coût modéré de la solution	Réalisation d'une bande interdite en transmission	Absorption totale pour la fréquence accordée	Large bande + Forte absorption
Inconvénients	Encombrant pour une atténuation des basses fréquences	Encombrant pour une atténuation des basses fréquences	Presque inefficace pour les fréquences différentes de la fréquence accordée	Encombrement des transducteurs électroacoustiques actuels + Mise en place de l'électronique

CHAPITRE 2

MODÉLISATION D'UNE MATRICE DE TRANSDUCTEURS

Sommaire

2.1	Introduction	29
2.2	Interactions onde/paroi	29
2.2.1	Définition de l'absorption de la paroi	30
2.2.2	Mouvement d'une surface dans un fluide	31
2.3	Modélisation du transducteur électrodynamique	33
2.3.1	Hypothèses de modélisation du transducteur	34
2.3.2	Modèle à constantes localisées	34
2.3.2.1	Impédance mécanique	34
2.3.2.2	Couplage mécano-acoustique	36
2.3.2.3	Couplage mécano-électrique	37
2.3.2.4	Couplage électro-mécano-acoustique	40
2.3.3	Impédance mécanique de rayonnement d'une source circulaire bafflée	41
2.3.3.1	Modèle	41
2.3.3.2	Simulation	43
2.3.4	Modèle couplé du transducteur	45
2.4	Modélisation du comportement de la paroi acoustique absorbante	47
2.4.1	Hypothèses de modélisation de la paroi	47
2.4.2	Admittance de la paroi acoustique absorbante	47
2.4.3	Impédance mécanique mutuelle de rayonnement de deux sources circulaires bafflées	48
2.4.3.1	Modèle	48

2.4.3.2	Formulation matricielle	50
2.4.3.3	Simulation	53
2.4.3.4	Participation de l'impédance mécanique mutuelle de rayonnement sur l'impédance mécanique de rayon- nement totale	57
2.5	Validation du modèle analytique	59
2.5.1	Paroi composée d'un seul transducteur	59
2.5.2	Paroi composée de plusieurs transducteurs	60
2.6	Détermination de l'impédance optimale de shunt	62
2.7	Conclusion	64

2.1 Introduction

L'objet de ce chapitre est l'étude du fonctionnement des micro-HP montés sur une paroi rigide afin de déterminer l'impédance optimale de shunt qui permet de maximiser le coefficient d'absorption acoustique de la paroi. Après avoir défini les interactions de l'onde acoustique avec la paroi, la modélisation du micro-HP par un modèle à constantes localisées utilisant les paramètres de Thiele & Small permet de modéliser complètement le comportement acoustique de la paroi de transducteurs en intégrant les couplages acousto-mécaniques au sein de chaque transducteur et le couplage des transducteurs entre eux. La prise en compte de ce dernier couplage a nécessité la mise au point d'un modèle numérique permettant de calculer les impédances mutuelles des transducteurs deux à deux au sein d'une paroi composée d'un nombre donné de micro-HP. Le modèle pseudo-analytique est confronté à des modèles numériques par éléments finis pour validation. Une dernière partie présente le calcul de l'impédance de shunt optimisée pour maximiser le coefficient d'absorption de la paroi.

2.2 Interactions onde/paroi

Cette partie présente les interactions entre l'onde acoustique et la surface de la paroi acoustique absorbante. On considèrera dans l'ensemble du modèle proposé que l'onde acoustique que l'on souhaite absorber est normale à la paroi. Cette hypothèse revient à supposer que la pression acoustique est la même sur toute la surface de la paroi considérée. La modélisation du comportement de la paroi acoustique en tant qu'absorbeur acoustique passe par la caractérisation des différentes interactions mécano-acoustiques qui s'appliquent sur celle-ci et qui sont représentées sur la figure 2.1.

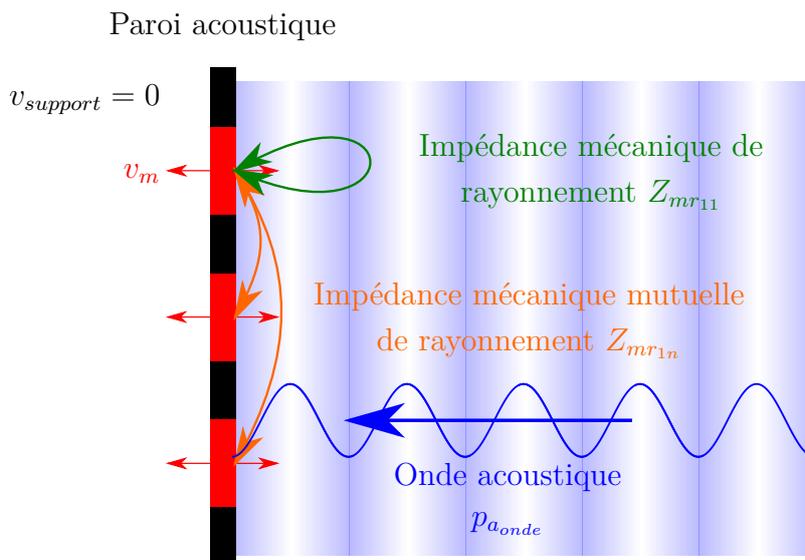


FIGURE 2.1 – Interactions mécano-acoustiques de la paroi acoustique absorbante.

2.2.1 Définition de l'absorption de la paroi

Le coefficient d'absorption α_{paroi} d'une surface acoustique absorbante est défini à partir de l'admittance de cette surface. L'admittance acoustique de la paroi qui est l'inverse de l'impédance acoustique, détermine le comportement de la paroi lorsqu'elle est soumise à une onde acoustique. L'absorption acoustique de cette paroi peut être écrite en fonction de l'admittance sous la forme suivante :

$$\alpha_{paroi}(\omega) = 1 - \left| \frac{1 - Y_{paroi}(\omega)}{1 + Y_{paroi}(\omega)} \right|^2, \quad (2.1)$$

où $Y_{paroi}(\omega)$ est l'admittance acoustique spécifique normalisée de la paroi définie par le rapport de la vitesse équivalente de la paroi sur la pression à la paroi multipliée par l'impédance acoustique caractéristique du milieu (éq. 2.2).

$$Y_{paroi}(\omega) = \rho_0 c_0 \frac{V_{paroi}(\omega)}{P_{paroi}(\omega)} \quad (2.2)$$

La paroi étant composée d'une partie rigide (le support) et de parties mobiles (micro-HP), la vitesse sur la paroi n'est pas homogène. En prenant en compte ces aspects, il est possible d'écrire la vitesse moyenne équivalente de la paroi (V_{paroi}) grâce à la relation suivante :

$$V_{paroi}(\omega) = \frac{\int_{S_{microHP}} V_m(\omega) \cdot dS_{microHP} + \int_{S_{support}} V_{support}(\omega) \cdot dS_{support}}{S_{paroi}}. \quad (2.3)$$

Dans cette équation, $S_{support} = S_{paroi} - nb_{HP} \cdot S_{microHP}$ correspond à la surface de la paroi sans micro-HP ; $S_{paroi} = \pi R_t^2$ à la surface totale de la paroi (incluant les micro-HP) et $S_{microHP} = \pi R_d^2$ à la surface d'un micro-HP. Dans notre cas la vitesse du support ($V_{support}$) est nulle, l'expression peut alors se simplifier de la façon suivante :

$$V_{paroi}(\omega) = \frac{\int_{S_{microHP}} V_m(\omega) \cdot dS_{microHP}}{S_{paroi}}. \quad (2.4)$$

Les équations 2.1, 2.2 et 2.4 mettent en évidence que l'absorption de la paroi dépend de la vitesse de la partie mobile des micro-HP, il est donc nécessaire pour modéliser l'absorption de définir le comportement des micro-HP (partie 2.3). Lorsque la partie mobile des micro-HP est mise en mouvement, celle-ci engendre un rayonnement acoustique qu'il est nécessaire de caractériser et qui va venir modifier le comportement mécanique du micro-HP.

2.2.2 Mouvement d'une surface dans un fluide

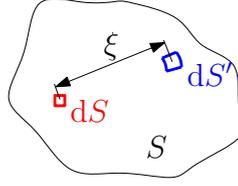


FIGURE 2.2 – Schéma de spécification des variables utilisées pour le calcul des interactions entre l'élément dS' (rouge) et l'élément dS (bleu)

Lorsqu'une surface S est mise en mouvement dans un fluide celle-ci est soumise aux forces créées par la compression du fluide présent à sa surface. On considère dans cette étude que l'ensemble des points de la surface S sont en phase avec la même amplitude. Cette hypothèse implique que les modes de flexion des parties mobiles des transducteurs ne sont pas pris en compte dans la modélisation. Il est donc nécessaire que la partie mobile n'ait pas de mode dans la gamme de fréquence considérée.

Dans le cadre d'un rayonnement acoustique d'une surface incluse dans un plan infini, Helmholtz a déterminé le potentiel de vitesse d'un élément dS par l'équation suivante :

$$\Phi_{dS} = -\frac{1}{2\pi} \iint_{S'} v_{m_{dS'}} \frac{e^{-jk\xi}}{\xi} dS'. \quad (2.5)$$

Dans cette équation, $v_{m_{dS'}}$ correspond à la vitesse de déplacement de l'élément dS' considéré, $e^{-jk\xi}/\xi$ est l'expression de la fonction de Green dans un espace libre et dans un fluide homogène et ξ représente la distance entre l'élément considéré dS et l'élément de surface dS' .

La pression sur une surface dS peut être exprimée par le potentiel de vitesse de la surface par l'expression :

$$p_{a_{dS}} = -\rho_0 \frac{\partial \Phi_{dS}}{\partial t}. \quad (2.6)$$

Il est possible de déterminer la force de l'air s'exerçant sur la surface S par l'intégration de la pression $p_{a_{dS}}$ sur la totalité de la surface S :

$$f_{aS} = \iint_S p_{a_{dS}} dS. \quad (2.7)$$

Si on considère que la vitesse de la surface est harmonique, il est possible d'écrire le potentiel de vitesses Φ sous la forme $\Phi e^{j\omega t}$, où Φ est l'amplitude harmonique du potentiel de vitesses. La combinaison des équations 2.6 et 2.7 permet d'obtenir la relation de la force de l'air s'opposant au mouvement de la surface en fonction du

potentiel de vitesse des éléments dS .

$$F_{aS} = -j\omega\rho_0 \iint_S \frac{\partial \Phi_{dS}}{\partial t} dS \quad (2.8)$$

En considérant une vitesse uniforme v_{mS} sur l'ensemble de la surface S , il est possible d'exprimer la force de l'air s'exerçant sur la surface à l'aide de l'équation 2.5 sous la forme :

$$F_{aS} = \frac{j\omega\rho_0}{2\pi} v_{mS} \iint_S \left[\iint_{S'} \frac{e^{-jk\xi}}{\xi} dS' \right] dS. \quad (2.9)$$

L'impédance mécanique de rayonnement d'une surface mobile est exprimée dans l'équation 2.10. Cette impédance est écrite sous la forme d'une impédance mécanique, elle correspond au rapport de la force F_{aS} sur la vitesse v_{mS} de la surface mobile. Cet effet acoustique peut s'écrire sous la forme d'une impédance acoustique (éq. 2.11) qui sera donc définie par le rapport de la pression P_{aS} sur le débit Q_{aS} .

$$Z_{mr} = \frac{F_{aS}}{v_{mS}} = \frac{j\omega\rho_0}{2\pi} \iint_S \left[\iint_{S'} \frac{e^{-jk\xi}}{\xi} dS' \right] dS \quad (2.10)$$

$$Z_{ar} = \frac{P_{aS}}{Q_{aS}} = \frac{Z_{mr}}{S_d^2} \quad (2.11)$$

L'impédance mécanique totale de rayonnement $Z_{mr_{tot}}$ dépend de l'ensemble des surfaces mobiles présentes à proximité de la surface considérée [46, 47]. Cette impédance peut être séparée en deux parties :

- l'impédance mécanique de rayonnement qui correspond à l'effet de l'air sur la mise en mouvement de la surface considérée $Z_{mr_{11}}$
- l'impédance mécanique mutuelle de rayonnement qui correspond à l'effet du mouvement des autres surfaces sur celle considérée notée $Z_{mr_{1n}}$

En conservant l'hypothèse que l'ensemble des surfaces sont en phase avec la même amplitude, l'impédance mécanique totale de rayonnement d'une surface en présence de p autres surfaces en mouvement peut être mise sous la forme suivante :

$$Z_{mr_{tot}} = Z_{mr_{11}} + Z_{mr_{12}} + Z_{mr_{13}} + \dots, \quad (2.12)$$

$$Z_{mr_{tot}} = Z_{mr_{11}} + \sum_{n=2}^p Z_{mr_{1n}}, \quad (2.13)$$

avec n l'indice des surfaces mobiles.

La détermination de l'impédance mécanique de rayonnement $Z_{mr_{11}}$ sera présentée dans la partie 2.3.3 et celle de l'impédance mécanique mutuelle de rayonnement $Z_{mr_{1n}}$ dans la partie 2.4.3 de ce manuscrit.

2.3 Modélisation du transducteur électrodynamique

L'objectif de cette partie est de modéliser et de prédire le comportement du micro-Haut-Parleur (micro-HP) de façon analytique lors d'une utilisation en tant que transducteur acousto-électrique, c'est-à-dire en tant que convertisseur d'une onde acoustique en énergie électrique.

Les deux schémas ci-dessous représentent le micro-HP (fig. 2.3a) et un Haut-Parleur (HP) traditionnel (fig. 2.3b). Les différentes forces extérieures agissant sur la partie mobile du haut-parleur sont $\vec{f}_{a_{onde}}$ la force d'actionnement créée par l'onde acoustique arrivant sur la surface mobile du haut-parleur ainsi que des efforts acoustiques tels que $\vec{f}_{a_{av}}$ et $\vec{f}_{a_{ar}}$ qui sont des forces résistives créées par le mouvement de la partie mobile dans l'air. Il sera important par la suite de dissocier la force $\vec{f}_{a_{onde}}$ qui excite la partie mobile, des forces résistives produites par le mouvement de la partie mobile dans l'air.

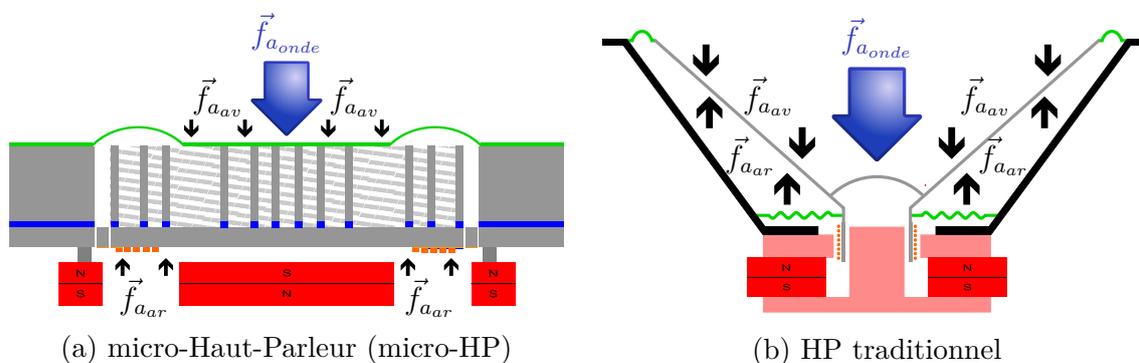


FIGURE 2.3 – Comparaison entre un transducteur électrodynamique MEMS (micro-HP silicium) et un Haut-Parleur (HP) traditionnel.

Comme nous pouvons l'observer sur la figure 2.3, les structures des deux transducteurs électro-acoustiques sont composées d'un moteur électrodynamique avec un ou plusieurs aimants, d'une surface rayonnante et d'une suspension. Les spécificités du micro-HP silicium et du HP traditionnel sont décrites dans le tableau 2.1.

TABEAU 2.1 – Description des transducteurs électrodynamiques.

	micro-HP	HP traditionnel
Moteur électrodynamique	Bobine planaire + 2 aimants annulaires sans entrefer	Bobine cylindrique + aimant annulaire avec entrefer
Surface rayonnante	Surface plane en silicium	Membrane conique (en composite, papier ou carton)
Suspension	Principalement réalisée par les poutres en silicium	Réalisée par la suspension interne et la suspension externe en polymère

2.3.1 Hypothèses de modélisation du transducteur

Le modèle électroacoustique présenté dans ce chapitre s'appuie sur les hypothèses suivantes :

1. Partie mobile considérée comme un solide indéformable dans le domaine d'utilisation du micro-HP, c'est-à-dire dans la bande de fréquence allant de 500 Hz à 1500 Hz. La justification de cette hypothèse pour la modélisation du comportement est présentée dans le chapitre 3 avec la détermination des modes de structures de la partie mobile du micro-HP dans le domaine ciblé.
2. Pression acoustique considérée comme uniforme sur la surface de la partie mobile du transducteur : nous nous limiterons au cas d'onde acoustique en incidence normale. Cette hypothèse est vérifiée pour d'autres incidences tant que la relation $k \cdot R_d \ll 1$ est valable où k représente le nombre d'onde défini à l'équation 1.5 et R_d le rayon de la partie mobile du transducteur. Dans notre cas, $k \cdot R_d = 1$ correspond à une fréquence de 6 kHz.

Ces hypothèses permettent de considérer la surface de rayonnement du micro-HP comme un piston plan parfaitement rigide et donc de se limiter à une approximation du premier ordre du comportement de la partie mobile et de la suspension du micro-HP, considérés comme un système masse-ressort à 1 Degré De Liberté (DDL) dans la gamme de fréquences de 500 Hz à 1500 Hz. Ces deux hypothèses sont valables pour la modélisation d'un seul micro-HP, d'autres hypothèses seront discutées pour la modélisation du comportement global de la paroi acoustique absorbante dans la partie 2.4.1.

2.3.2 Modèle à constantes localisées

2.3.2.1 Impédance mécanique

En considérant les hypothèses définies dans la partie 2.3.1, il est possible de considérer le comportement du micro-HP comme celui d'un piston plan. Le comportement peut être défini par la masse mobile, la suspension et l'amortissement du micro-HP et donc être assimilé à celui d'un système mécanique du premier ordre (fig. 2.4).

Ce système mécanique est défini par trois constantes localisées, M_{md} , K_{ms} et R_{ms} correspondant respectivement à la masse de la partie mobile, la raideur de la suspension et l'amortissement de la structure. On suppose que ce système est soumis à un effort $\vec{f}_{a_{onde}}$ provenant de la variation de pression de l'onde acoustique arrivant sur la surface mobile du micro-HP. Le mouvement du système masse-ressort amorti excité est décrit par l'équation de mouvement (éq. 2.14) lorsqu'on néglige les effets des forces résistives

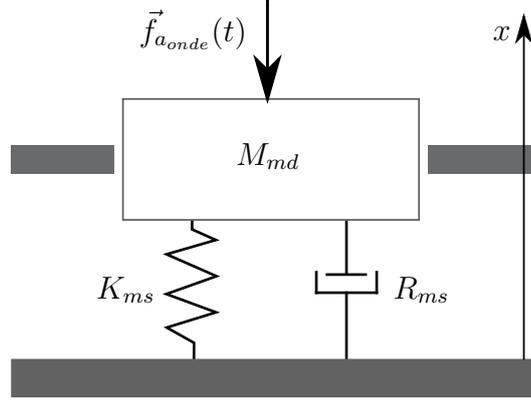


FIGURE 2.4 – Schéma d'un système mécanique du premier ordre.

acoustiques $\vec{f}_{a_{av}}$ et $\vec{f}_{a_{ar}}$.

$$M_{md} \cdot \ddot{\vec{x}} = \sum \vec{f}_{ext}, \quad (2.14)$$

$$M_{md} \cdot \ddot{\vec{x}} = \vec{f}_{ressort} + \vec{f}_{visqueuse} + \vec{f}_{a_{onde}}. \quad (2.15)$$

Dans ces équations, $\vec{f}_{ressort}$ correspond à la force de rappel du ressort, $\vec{f}_{visqueuse}$ correspond à la force visqueuse due principalement à l'amortissement du joint d'étanchéité acoustique qui sera présenté dans le chapitre 3.

$$\vec{f}_{ressort} = -K_{ms} \cdot \vec{x} \quad (2.16)$$

$$\vec{f}_{visqueuse} = -R_{ms} \cdot \dot{\vec{x}} \quad (2.17)$$

$$M_{md} \cdot \ddot{\vec{x}} + R_{ms} \cdot \dot{\vec{x}} + K_{ms} \cdot \vec{x} = \vec{f}_{a_{onde}} \quad (2.18)$$

En considérant que la force d'excitation est harmonique de la forme $f_{a_{onde}}(t) = F_{a_{onde}} \cdot e^{j\omega t}$, le déplacement créé est également harmonique de la forme : $x(t) = X_m \cdot e^{j\omega t}$, l'équation 2.18 s'écrit alors :

$$\left(-\omega^2 M_{md} \cdot \vec{X}_m + j\omega R_{ms} \cdot \vec{X}_m + K_{ms} \cdot \vec{X}_m \right) e^{j\omega t} = \vec{F}_{a_{onde}} \cdot e^{j\omega t}, \quad (2.19)$$

qui se projette sur l'axe \vec{x} en :

$$-\omega^2 M_{md} \cdot X_m + j\omega R_{ms} \cdot X_m + K_{ms} \cdot X_m = F_{a_{onde}}. \quad (2.20)$$

À partir de l'équation de mouvement 2.20, on peut exprimer l'impédance mécanique du système, définie comme le rapport de la force d'excitation sur la vitesse de la partie mobile (équation 2.22).

$$F_{a_{onde}} = j\omega M_{md} \cdot V_m + R_{ms} \cdot V_m + \frac{K_{ms}}{j\omega} \cdot V_m, \quad (2.21)$$

$$Z_m = \frac{F_{a_{onde}}}{V_m} = j\omega M_{md} + R_{ms} + \frac{1}{j\omega C_{ms}}, \quad (2.22)$$

avec $C_{ms} = 1/K_{ms}$, la souplesse du ressort.

L'équation de l'impédance mécanique 2.22 peut être mise sous la forme d'un circuit à constantes localisées (fig. 2.5).

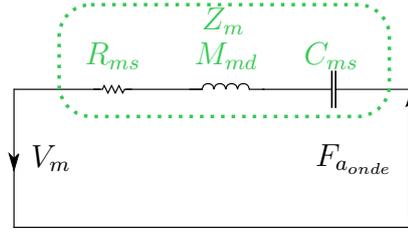


FIGURE 2.5 – Schéma électrique équivalent de l'impédance mécanique du micro-HP

2.3.2.2 Couplage mécano-acoustique

Le couplage mécano-acoustique est dû au mouvement de la partie mobile du micro-HP dans l'air, ce mouvement induit des forces résistives $F_{a_{av}}$ et $F_{a_{ar}}$. Pour prendre en compte ces effets, nous intégrons ces efforts dans l'équation de mouvement 2.14 et obtenons :

$$M_{md} \cdot \ddot{x} = \vec{f}_{ressort} + \vec{f}_{visqueuse} + \vec{f}_{a_{av}} + \vec{f}_{a_{ar}} + \vec{f}_{a_{onde}}, \quad (2.23)$$

$$M_{md} \cdot \ddot{x} - \vec{f}_{ressort} - \vec{f}_{visqueuse} = \vec{f}_{a_{av}} + \vec{f}_{a_{ar}} + \vec{f}_{a_{onde}}. \quad (2.24)$$

Or en projetant sur l'axe \vec{x} les forces résistives $\vec{f}_{a_{av}}$ et $\vec{f}_{a_{ar}}$ qui sont opposées au mouvement, ainsi que l'excitation $\vec{f}_{a_{onde}}$, et en considérant une excitation harmonique, l'équation de mouvement devient :

$$\left(j\omega M_{md} + R_{ms} + \frac{1}{j\omega C_{ms}} \right) \cdot V_m = -(F_{a_{av}} + F_{a_{ar}}) + F_{a_{onde}}. \quad (2.25)$$

Les forces $\vec{F}_{a_{av}}$ et $\vec{F}_{a_{ar}}$ sont des efforts harmoniques dû au rayonnement acoustique qui peuvent être déterminés à partir de l'impédance mécanique de rayonnement :

$$Z_{mr_{av}} = F_{a_{av}}/V_m, \quad (2.26)$$

$$Z_{mr_{ar}} = F_{a_{ar}}/V_m, \quad (2.27)$$

$$Z_{mr_{tot}} = Z_{mr_{av}} + Z_{mr_{ar}}. \quad (2.28)$$

Lorsque le micro-HP est bafflé (dans un plan infini) et qu'il n'y a pas d'autres sources à proximité, l'équation de l'impédance mécanique totale de rayonnement s'écrit alors : $Z_{mr_{tot}} = 2 \cdot Z_{mr_{av}}$, car dans ce cas les impédances mécanique de rayonnement sont les mêmes sur les deux faces du transducteur ($Z_{mr_{av}} = Z_{mr_{ar}}$). L'impédance mécano-acoustique (éq. 2.30) peut être obtenue en intégrant l'expression de l'impédance mécanique totale de rayonnement (éq. 2.28) dans l'équation du mouvement (éq. 2.25).

$$Z_m = -Z_{mr_{tot}} + \frac{F_{a_{onde}}}{V_m} \quad (2.29)$$

$$Z_{ma} = \frac{F_{a_{onde}}}{V_m} = (Z_m + Z_{mr_{tot}}) \quad (2.30)$$

Il est possible de décomposer l'impédance mécanique de rayonnement qui est un nombre complexe sous la forme $Z_{mr} = \Re_e(Z_{mr}) + j \cdot \Im_m(Z_{mr})$, ce qui permet de réécrire l'expression de Z_{ma} sous la forme :

$$Z_{ma} = j\omega \cdot \left(M_{md} + \frac{\Im_m(Z_{mr})}{\omega} \right) + (R_{ms} + \Re_e(Z_{mr})) + \frac{1}{j\omega C_{ms}} \quad (2.31)$$

La partie imaginaire de l'impédance mécanique de rayonnement agit alors comme un terme de masse ajoutée (réactance) tandis que la partie réelle agit comme un terme d'amortissement (résistance).

2.3.2.3 Couplage mécano-électrique

Les parties suivantes cherchent à mettre en équations les couplages mécano-électriques du micro-HP lorsqu'il est soumis à une onde acoustique. Une partie des équations présentées est tirée des travaux de Rossi [48].

Mouvement de la bobine dans un champ magnétique :

La partie 2.3.2.1 a présenté la transmission de l'énergie de l'onde acoustique au système mécanique. Or le micro-HP est composé d'une bobine planaire placée sur la partie mobile qui est mise en mouvement par l'onde acoustique. Comme le circuit de la bobine est un circuit fermé, lorsque celui-ci se déplace dans le champ magnétique de l'aimant, le porteur de charge q présent dans la bobine est soumis à la force de Lorentz (éq. 2.32) ainsi qu'à un champ électromoteur E_m (éq. 2.33),

$$\vec{F}_{Lorentz} = q \cdot \vec{v}_{bobine} \wedge \vec{B}, \quad (2.32)$$

$$\vec{E}_m = \vec{v}_{bobine} \wedge \vec{B}, \quad (2.33)$$

où $F_{Lorentz}$ est la force de Lorentz (force électromagnétique) appliquée aux porteurs de charges q de la bobine, v_{bobine} est la vitesse de la bobine et B est le champ magnétique généré par les aimants permanents.

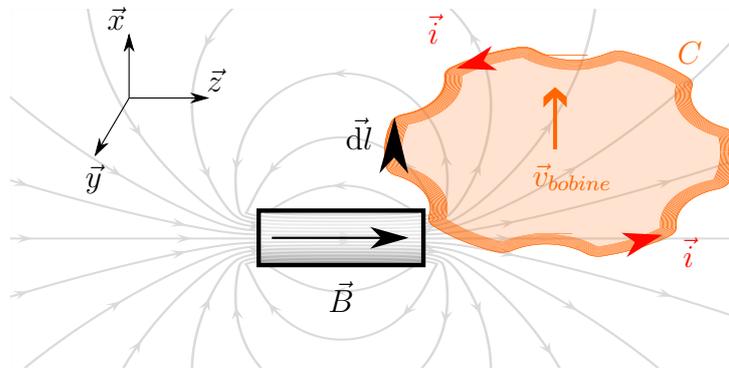


FIGURE 2.6 – Bobine en mouvement plongée dans un champ magnétique.

Ce déplacement de la bobine engendre une force de Lorentz $F_{Lorentz}$ sur la charge q qui peut être calculée sur l'ensemble de la bobine définie par le contour C (fig. 2.6). Le produit de la force de Lorentz $F_{Lorentz}$ par l'élément dl permet de déterminer le travail de cette force, défini de la façon suivante :

$$\partial W = \oint_C \partial \vec{F}_{Lorentz} \cdot d\vec{l}, \quad (2.34)$$

or

$$\partial \vec{F}_{Lorentz} = \partial q \cdot \vec{E}_m, \quad (2.35)$$

donc

$$\partial W = \oint_C \partial q \vec{E}_m \cdot d\vec{l}, \quad (2.36)$$

$$u_{induite} = \frac{\partial W}{\partial q} = \oint_C \vec{v}_{bobine} \wedge \vec{B} \cdot d\vec{l}. \quad (2.37)$$

Le produit mixte de l'équation 2.37 à l'intérieur de l'intégrale sur le circuit C peut être mis sous la forme suivante :

$$u_{induite} = \oint_C \vec{B} \wedge d\vec{l} \cdot \vec{v}_{bobine}, \quad (2.38)$$

or

$$\vec{B} \wedge d\vec{l} = \|\vec{B}\| \cdot \|d\vec{l}\| \cdot \sin(\gamma) \cdot \vec{x}, \quad (2.39)$$

avec γ correspond à l'angle entre la direction du fil de la bobine et la direction de l'induction magnétique de l'aimant. La bobine se déplaçant sur l'axe \vec{x} , seule la composante radiale par rapport à $d\vec{l}$ met en mouvement le porteur de charge q de la bobine, d'où l'angle $\gamma = 90^\circ$. Dans ce cas, $\sin(\gamma)$ est donc égale à 1, ce qui nous donne :

$$\vec{B} \wedge d\vec{l} = B \cdot dl \cdot \vec{x} \quad (2.40)$$

$$u_{induite} = Bl \cdot v_{bobine} \quad (2.41)$$

comme $\vec{v}_{bobine} = \vec{V}_m$, car la bobine est solidaire de la partie mobile du micro-HP, il est possible d'écrire l'expression précédente sous sa forme harmonique :

$$U_{induite} = Bl \cdot V_m \quad (2.42)$$

Cet effet appelé force électromotrice (f.e.m) limite les performances du transducteur dans son fonctionnement en tant que source acoustique car le mouvement de la partie mobile génère une source de tension opposée à la tension d'alimentation. Dans notre cas l'énergie de vitesse transmise par l'onde acoustique est transformée en tension induite $u_{induite}$ qui lorsque l'on ferme le circuit de la bobine crée un courant parcourant la résistance R_e et l'inductance L_e qui sont des caractéristiques intrinsèque à la bobine (et optionnellement une charge Z_{shunt} qui peut être incluse dans la boucle de courant).

Circuit électrique équivalent du micro-HP :

La partie électrique du micro-HP peut être représentée par une seule boucle de courant où l'on peut observer l'impédance électrique Z_e du micro-HP mais également la tension induite $u_{induite}$ engendrée par le déplacement de la bobine dans le champ magnétique de l'aimant. Il est essentiel de bien faire attention au sens du courant i généré par la force de Lorentz et au sens de la tension induite $u_{induite}$ (fig. 2.6 et 2.7).

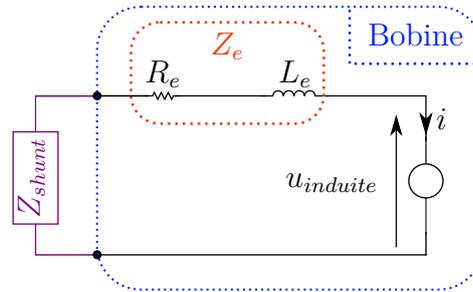


FIGURE 2.7 – Schéma de la partie électrique du micro-HP en fonctionnement récepteur.

La loi des mailles peut s'énoncer ainsi : la somme des tensions dans une maille fermée et égale à 0. On peut donc en déduire l'expression 2.43.

$$-u_{induite} = R_e \cdot i + L_e \cdot \frac{di}{dt} + Z_{Shunt} \cdot i \quad (2.43)$$

Nous désignerons par U , I , V respectivement, les amplitudes complexes des fonctions sinusoïdales du temps u , i , v . Nous pouvons alors réécrire l'équation 2.43 sous la forme :

$$-U_{induite} = R_e \cdot I + j\omega L_e \cdot I + Z_{Shunt} \cdot I \quad (2.44)$$

$$U_{induite} = -(Z_e + Z_{Shunt}) \cdot I \quad (2.45)$$

en incluant l'équation 2.42 dans l'équation 2.45, on obtient :

$$Bl \cdot V_m = -(Z_e + Z_{Shunt}) \cdot I \quad (2.46)$$

Force de Laplace dans le circuit bouclé :

Lorsqu'un courant i passe à travers la bobine, il naît une force appelée force de Laplace $\vec{F}_{Laplace}$ qui actionne la partie mobile du transducteur. Cette force est proportionnelle au champ magnétique B généré par l'aimant, à la longueur l du fil de la bobine dans le champ magnétique et au courant i injecté dans la bobine. La relation régissant cet effet est définie par :

$$d\vec{F}_{Laplace} = i d\vec{l} \wedge \vec{B}. \quad (2.47)$$

Dans notre cas, seule la partie de l'induction magnétique normale à l'élément $d\vec{l}$ a un effet lors des déplacements de la bobine suivant l'axe \vec{x} , le produit vectoriel peut

alors s'écrire :

$$d\vec{l} \wedge \vec{B} = -\vec{B} \wedge d\vec{l} = -\|\vec{B}\| \cdot \|d\vec{l}\| \cdot \sin(\gamma) \cdot \vec{x} \quad (2.48)$$

or $\gamma = 90^\circ$, donc :

$$d\vec{F}_{Laplace} = -i \cdot \|\vec{B}\| \cdot \|d\vec{l}\| \cdot \vec{x}, \quad (2.49)$$

$$\vec{F}_{Laplace} = -i \oint_C \|\vec{B}\| \cdot \|d\vec{l}\| \cdot \vec{x}, \quad (2.50)$$

$$\vec{F}_{Laplace} = -i \cdot \|\vec{B}\| \oint_C \|d\vec{l}\| \vec{x}, \quad (2.51)$$

$$\vec{F}_{Laplace} = -Bl \cdot i \cdot \vec{x}, \quad (2.52)$$

Dans notre application de transducteur en fonctionnement inverse, la force de Laplace $F_{Laplace}$ correspond à la réaction de la partie électrique soumise à une excitation en vitesse de la partie mobile. En compilant les équations 2.46 et 2.52, nous obtenons l'expression de $F_{Laplace}$ en fonction de la vitesse de la partie mobile V_m (éq 2.54).

$$Bl \cdot V_m = \frac{F_{Laplace}}{Bl} \cdot (Z_e + Z_{Shunt}) \quad (2.53)$$

$$F_{Laplace} = \frac{(Bl)^2}{Z_e + Z_{Shunt}} \cdot V_m \quad (2.54)$$

2.3.2.4 Couplage électro-mécano-acoustique

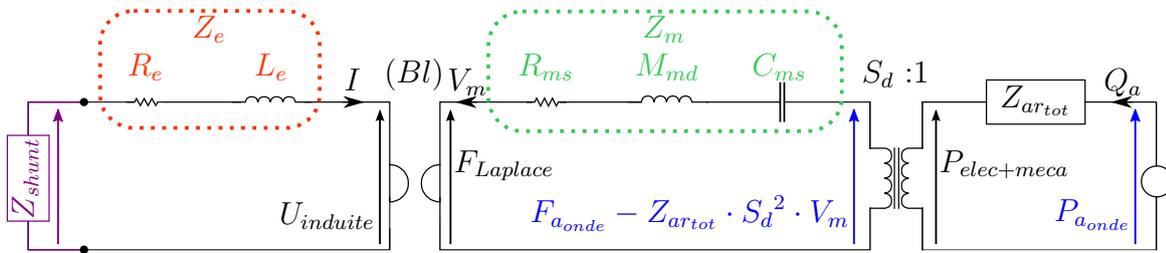


FIGURE 2.8 – Schéma équivalent du fonctionnement du micro-HP.

Le mouvement de la partie mobile dans le champ magnétique de l'aimant crée un potentiel $u_{induite}$ aux bornes de la bobine. Lorsque la bobine est incluse dans un circuit fermé, cette tension induite génère un courant i qui traverse l'impédance électrique Z_e du micro-HP ainsi que l'impédance de shunt Z_{Shunt} qui boucle le circuit électrique. Comme présenté dans la partie 2.3.2.3, le courant i traversant la bobine crée une force de Laplace ($\vec{F}_{Laplace}$) qui s'oppose au mouvement.

Cette force ajoutée à l'expression de l'impédance mécano-acoustique (éq 2.30), les équations régissant le mouvement du micro-HP deviennent :

$$M_{md} \cdot \ddot{x} = \vec{F}_{ressort} + \vec{F}_{visqueuse} + \vec{F}_{aav} + \vec{F}_{aar} + \vec{F}_{Laplace} + \vec{F}_{aonde} \quad (2.55)$$

$$F_{aonde} - F_{Laplace} = Z_m \cdot V_m + Z_{mr_{tot}} \cdot V_m \quad (2.56)$$

$$F_{aonde} = (Z_m + Z_{mr_{tot}}) \cdot V_m + F_{Laplace} \quad (2.57)$$

$$F_{aonde} = (Z_m + Z_{mr_{tot}}) \cdot V_m + \frac{(Bl)^2}{Z_e + Z_{Shunt}} \cdot V_m \quad (2.58)$$

$$F_{aonde} = \left(Z_m + Z_{mr_{tot}} + \frac{(Bl)^2}{Z_e + Z_{Shunt}} \right) \cdot V_m \quad (2.59)$$

Les paramètres du système à 1 DDL sont définis avec la notation des paramètres de Thiele et Small [49, 50, 51], résumés dans la tableau 2.2.

TABLEAU 2.2 – Paramètres du modèle à constantes localisées.

Paramètre	Description	Formule
Z_{Shunt}	Impédance de shunt branchée aux bornes de la bobine	$R_{Shunt} + j\omega L_{Shunt} + \frac{1}{j\omega C_{Shunt}}$
R_e	Résistance de la bobine	
L_e	Inductance de la bobine	
Bl	Facteur de force	$\ \vec{B}\ \cdot \ \vec{l}\ \cdot \sin(\gamma)$
M_{md}	Masse de la partie mobile	
R_{ms}	Résistance mécanique du système	
C_{ms}	Souplesse de la suspension du système	$1/K_{ms}$
S_d	Surface de la partie mobile	$\pi \cdot R_d^2$
$Z_{ar_{tot}}$	Impédance acoustique de rayonnement	

2.3.3 Impédance mécanique de rayonnement d'une source circulaire bafflée

2.3.3.1 Modèle

Cette partie présente la détermination de l'impédance mécanique de rayonnement d'un piston plan parfaitement rigide dans un baffle plan, obtenue analytiquement à l'aide des fonctions de Bessel et de Struve tirées des travaux de Rayleigh [46]. Les équations présentées dans la suite de cette partie sont issues de la partie 2.2.2 avec les notations de la figure 2.9 utilisées pour la détermination de l'impédance mécanique de rayonnement d'une source circulaire seule.

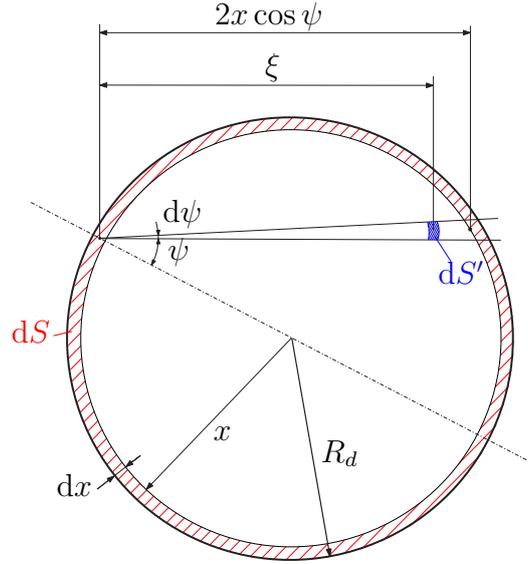


FIGURE 2.9 – Schéma de spécification des variables pour le calcul de l'impédance de rayonnement d'une surface circulaire.

En repartant de l'équation générale de l'impédance mécanique de rayonnement (éq. 2.10) :

$$Z_{mr} = \frac{F_{aS}}{v_{mS}} = \frac{j\omega\rho_0}{2\pi} \iint_S \left[\iint_{S'} \frac{e^{-jk\xi}}{\xi} dS' \right] dS,$$

nous pouvons définir les bornes d'intégration pour le cas d'un cercle afin de déterminer l'effet du mouvement de ce cercle sur lui même.

Le calcul de l'impédance mécanique de rayonnement consiste à déterminer l'effet des éléments dS' sur l'élément dS considéré. Dans notre cas, l'effet de dS' sur dS est équivalent à l'effet de dS sur dS' , il est alors possible de simplifier l'intégrale de surface portant sur les éléments dS en le multipliant par un facteur 2.

$$Z_{mr_{11}} = 2 \frac{j\omega\rho_0}{2\pi} \int_0^{R_d} \left[\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{2x\cos(\psi)} \frac{e^{-jk\xi}}{\xi} d\psi d\xi \right] 2\pi x dx \quad (2.60)$$

$$Z_{mr_{11}} = 2j\omega\rho_0 \int_0^{R_d} \left[\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{2x\cos(\psi)} e^{-jk\xi} d\psi d\xi \right] x dx \quad (2.61)$$

car les surfaces d'intégration dS et dS' sont respectivement définies par $2\pi x dx$ et par $\xi d\psi d\xi$.

Cette expression peut être déterminée analytiquement à l'aide des fonctions de Bessel et de Struve et être mise sous la forme (démonstration en annexe C) :

$$Z_{mr_{11}} = 2\pi c_0 \rho_0 \left[R_d^2 - \frac{R_d}{k} J_1(2kR_d) + j \frac{R_d}{k} H_1(2kR_d) \right], \quad (2.62)$$

avec J_1 et H_1 respectivement la fonction de Bessel d'ordre 1 et la fonction de Struve d'ordre 1.

2.3.3.2 Simulation

Afin d'observer les écarts potentiels entre la simulation par éléments finis et le modèle analytique du calcul de l'impédance mécanique de rayonnement présenté dans la partie 2.3.3.1, un modèle sur le logiciel COMSOL[®] a été développé. Ce travail est réalisé afin de valider les conditions de maillage et de conditions aux limites utilisées pour le calcul des couplages acoustiques par un code éléments finis. La modélisation utilisée pour le calcul de l'impédance de rayonnement par éléments finis est présentée à la figure 2.10.

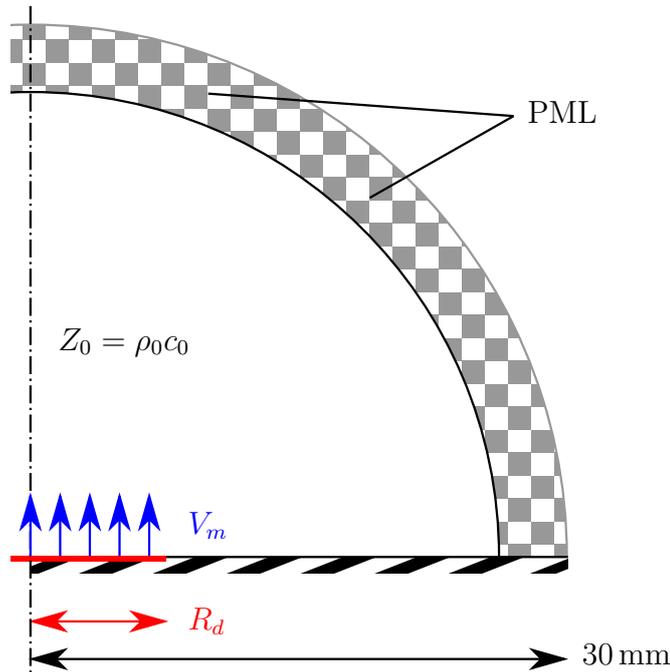


FIGURE 2.10 – Modèle sous COMSOL[®].

La condition anéchoïque en modélisation éléments finis (PML) est une limite numérique qui permet de définir une condition anéchoïque, c'est-à-dire que l'onde acoustique arrivant sur la frontière n'est pas réfléchi. L'impédance mécanique de rayonnement $Z_{mr_{11}}$ de la source circulaire (en rouge) est déterminée en imposant une vitesse V_m sur la source et en extrayant la pression p_{a_s} à sa surface :

$$Z_{mr_{11}} = \pi R_d^2 \cdot \frac{p_{a_s}}{V_m} \quad (2.63)$$

Les résultats présentés dans les figures 2.11 ont été calculés pour le rayonnement acoustique d'une surface circulaire de diamètre $2R_d = 17,5$ mm par une analyse harmonique sur la gamme de fréquence allant de 20 Hz à 20 000 Hz. Les paramètres utilisés pour les simulations sont résumés dans le tableau 2.3.

TABLEAU 2.3 – Paramètres de modélisation de l'impédance mécanique de rayonnement sous COMSOL[®].

Paramètres	Valeurs/Descriptions
R_d	8,75 mm
ρ_0	1,2 kg/m ³
c_0	344 m/s
V_m	0,1 m/s
Géométrie	Demi-sphère de rayon 30 mm
Conditions aux limites	Rayonnement baffle plan dans un espace infini(en utilisant une PML)
Maillage	Tétraèdre de $\approx 2,5$ mm de hauteur (86 964 DDL)

Comme nous pouvons l'observer sur les simulations présentées sur la figure 2.11, le modèle analytique et la simulation sous COMSOL[®] correspondent parfaitement sur l'ensemble de la gamme de fréquence considérée. La modélisation par éléments finis nécessite tout de même quelques précautions au niveau du maillage. La dimension des éléments du maillage doit répondre aux deux spécificités suivantes :

- doit être au moins inférieure à 4 fois la longueur d'onde considérée. Dans notre cas la longueur d'onde à 20 kHz est de 1,7 cm donc les éléments doivent être plus petits que 4 mm.
- doit correctement définir la surface de la source. Dans notre cas le rayon de la source circulaire étant de 8,75 mm, nous définissons celle-ci avec 7 d'éléments triangulaires sur le diamètre soit des éléments d'environ 2,5 mm de hauteur.

Au vu des résultats obtenus, nous pouvons considérer que la formulation analytique et la modélisation en éléments finis sont en accord si des précautions sont prises au niveau du maillage pour le modèle COMSOL Multiphysics[®]. À titre de comparaison, l'obtention de l'impédance mécanique de rayonnement nécessite environ 1275 s pour la simulation sous COMSOL Multiphysics[®] et seulement 6 ms pour le modèle analytique. Néanmoins, la simulation sous COMSOL Multiphysics[®] permet de calculer cette impédance mécanique de rayonnement pour des formes quelconques alors que le modèle analytique présenté dans ce manuscrit se limite aux formes circulaires.

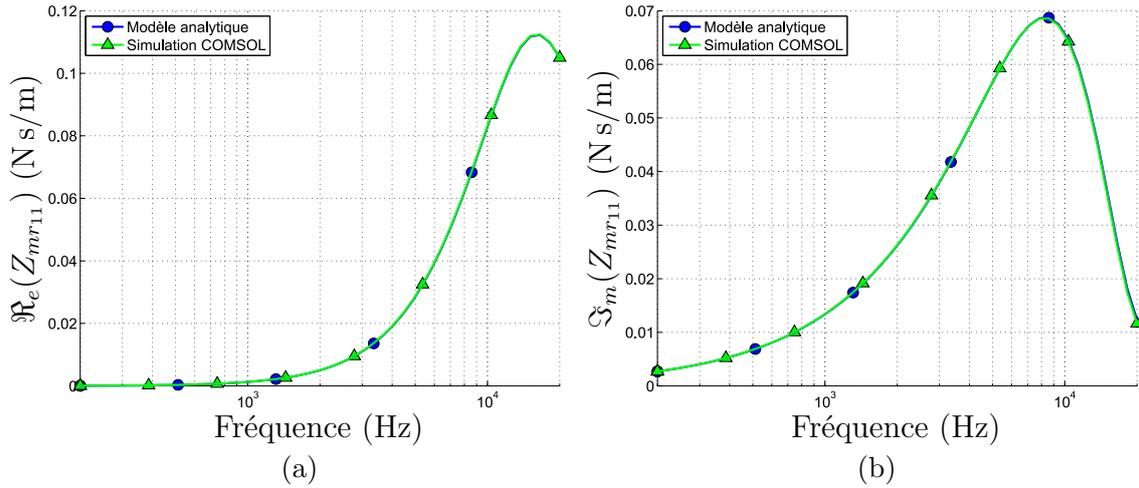


FIGURE 2.11 – Impédance mécanique de rayonnement Z_{mr11} d'une source circulaire (Ns/m) de rayon $R_d = 8,75$ mm : (a) partie réelle ; (b) partie imaginaire.

2.3.4 Modèle couplé du transducteur

Pour vérifier la validité du modèle présenté dans cette partie 2.3, nous comparons l'impédance électrique mesurée aux bornes de la bobine du transducteur au modèle analytique réalisé. L'expression de l'impédance du micro-HP peut être écrite sous la forme suivante :

$$Z_{HP}(\omega) = \frac{U_{HP}(\omega)}{I_{HP}(\omega)} = Z_e + \frac{(Bl)^2}{Z_m + 2Z_{mr11}} \quad (2.64)$$

Le tableau 2.4 référence les paramètres de Thiele & Small utilisés dans le modèle analytique qui ont été déterminés à partir d'un banc de mesures développé par la société Klippel[®]. Ce banc de mesure permet de déterminer les paramètres à partir de la mesure du déplacement de la membrane et des mesures de la tension et du courant aux bornes de la bobine. Les valeurs des paramètres de Thiele & Small présentées dans le tableau, sont tirées des mesures présentées dans la partie 3.4 du chapitre 4.

TABLEAU 2.4 – Paramètres du modèle analytique.

Paramètres	Valeurs	Unités
R_e	13,76	Ω
L_e	12×10^{-6}	H
Bl	0,19	N/A
M_{md}	64×10^{-6}	kg
R_{ms}	0,062	N s/m
C_{ms}	$1,22 \times 10^{-3}$	m/N
R_d	$7,75 \times 10^{-3}$	m

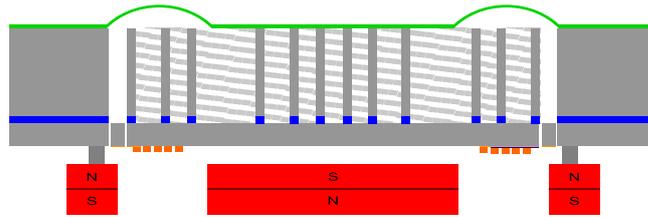


FIGURE 2.12 – MicroHP avec 2 aimants (annulaire et cylindrique) et un joint en polymère thermoformé.

La figure 2.13 présente l'impédance électrique mesurée aux bornes du micro-HP dans la configuration présentée à la figure 2.12, composée de deux aimants (annulaire et cylindrique) et du joint en polymère qui sera présenté dans la partie 3.3.1 du chapitre 3.

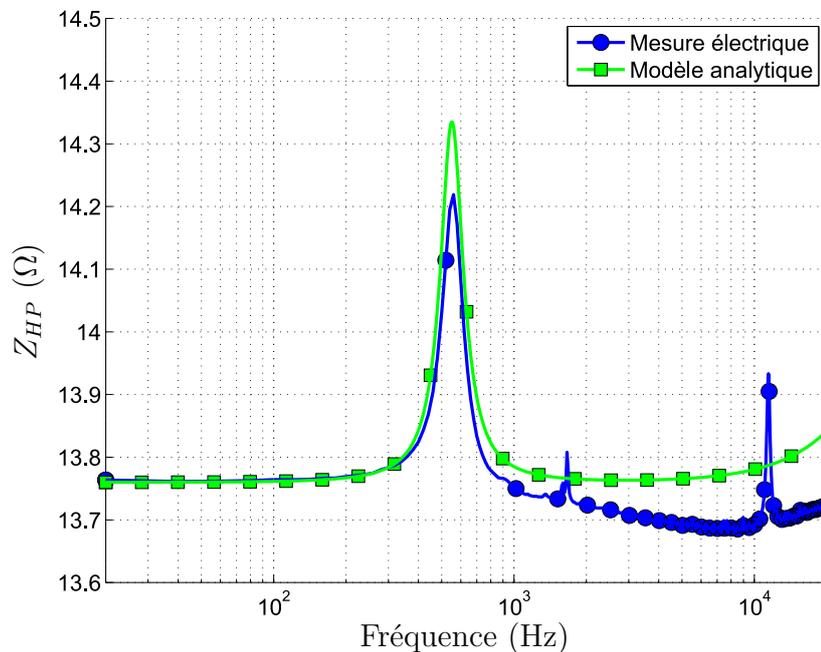


FIGURE 2.13 – Impédance électrique du microHP comparée au modèle analytique.

On peut voir sur la courbe d'impédance électrique du micro-HP trois pics de résonance. Le premier correspond à la résonance du mode piston plan qui se situe à 550 Hz, le deuxième à 1,6 kHz correspond à la résonance des bras de suspension du transducteur qui subissent la différence de pression entre la face avant et la face arrière de la partie mobile. Le troisième pic à 12 kHz correspond au mode tambour de la partie mobile. La mesure au vibromètre laser à balayage de ces deux résonances parasites sont présentées dans le chapitre 3.

2.4 Modélisation du comportement de la paroi acoustique absorbante

2.4.1 Hypothèses de modélisation de la paroi

La méthode de caractérisation que nous avons choisie pour déterminer les performances de la paroi acoustique absorbante est la méthode de mesure du coefficient d'absorption en tube de Kundt qui sera présentée dans la partie 4.2 du chapitre 4. Cette méthode permet de déterminer l'impédance acoustique de la paroi pour une onde acoustique en incidence normale. Dans le but de vérifier la modélisation par rapport aux mesures qui seront faites grâce au tube de Kundt, nous considérerons les hypothèses suivantes dans la mise en place du modèle analytique de la paroi acoustique absorbante :

- onde plane normale à la surface,
- V_m : l'ensemble des vitesses des parties mobiles des micro-HP qui composent la paroi acoustique absorbante, sont en phase et ont les mêmes amplitudes (hypothèse pour calculer l'impédance mutuelle de rayonnement).

2.4.2 Admittance de la paroi acoustique absorbante

À partir de l'équation 2.59 reliant la force engendrée par l'onde acoustique $F_{a_{onde}}$ et la vitesse de la partie mobile V_m des micro-HP, il est possible d'exprimer la relation entre la force et la pression de la façon suivante :

$$P_{a_{onde}} = \frac{F_{a_{onde}}}{S_d} = \frac{1}{S_d} \left(Z_m + Z_{mr_{tot}} + \frac{(Bl)^2}{Z_e + Z_{Shunt}} \right) \cdot V_m. \quad (2.65)$$

Cette expression peut être transformée afin d'obtenir l'admittance acoustique normalisée d'un micro-HP lorsqu'il est utilisé en tant qu'absorbeur électrodynamique :

$$\frac{V_m}{P_{a_{onde}}} = \frac{S_d}{Z_m + Z_{mr_{tot}} + \frac{(Bl)^2}{Z_e + Z_{Shunt}}}, \quad (2.66)$$

$$Y_{HP}(\omega) = \rho_0 c_0 \frac{S_d}{Z_m + Z_{mr_{tot}} + \frac{(Bl)^2}{Z_e + Z_{Shunt}}}. \quad (2.67)$$

L'admittance spécifique de la paroi étant définie par l'équation 2.2 :

$$Y_{paroi}(\omega) = \rho_0 c_0 \frac{V_{paroi}(\omega)}{P_{paroi}(\omega)},$$

avec $V_{paroi}(\omega) = 1/S_{paroi} \cdot \int_{S_{microHP}} V_m(\omega) \cdot dS_{microHP}$.

En partant des hypothèses définies dans la partie 2.4.1, c'est-à-dire que l'excitation $P_{a_{onde}}$ des micro-HP est uniforme du fait de la condition imposée d'onde plane, il est alors possible d'écrire la vitesse équivalente de la paroi V_{paroi} comme une somme discrète des influences des micro-HP :

$$V_{paroi}(\omega) = 1/S_{paroi} \cdot \sum_{n=1}^{Nb_{HP}} V_{m_n}(\omega) \cdot S_{d_n}, \quad (2.68)$$

$$V_{paroi}(\omega) = \left(1/S_{paroi} \cdot \sum_{n=1}^{Nb_{HP}} \frac{Y_{HP_n} \cdot S_{d_n}}{\rho_0 c_0} \right) \cdot P_{a_{onde}}. \quad (2.69)$$

En intégrant l'expression de l'admittance acoustique spécifique normalisée des micro-HP dans l'expression de l'admittance acoustique spécifique normalisée de la paroi, on obtient l'expression :

$$Y_{paroi}(\omega) = \rho_0 c_0 / S_{paroi} \cdot \sum_{n=1}^{Nb_{HP}} \frac{Y_{HP_n} \cdot S_{d_n}}{\rho_0 c_0}, \quad (2.70)$$

$$Y_{paroi}(\omega) = 1/S_{paroi} \cdot \sum_{n=1}^{Nb_{HP}} Y_{HP_n} \cdot S_{d_n}. \quad (2.71)$$

La paroi étant composée de plusieurs transducteurs, il est nécessaire de déterminer les effets de couplages entre les mouvements des différentes parties mobiles des micro-HP composant la paroi acoustique absorbante. A cet effet, la partie suivante présente les travaux réalisés sur l'élaboration d'une méthode de calcul de l'impédance mécanique mutuelle de rayonnement dont les surfaces de rayonnement peuvent être de formes quelconques (taille et géométrie).

2.4.3 Impédance mécanique mutuelle de rayonnement de deux sources circulaires bafflées

2.4.3.1 Modèle

L'impédance mécanique mutuelle de rayonnement peut être exprimée à partir de l'équation globale 2.10 et des notations de la figure 2.14, en considérant les éléments dS comme des éléments du cercle de rayon $R1$ et les éléments dS' comme des éléments du cercle de rayon $R2$ [47, 52, 53]. La méthode de détermination de l'impédance mécanique mutuelle de rayonnement consiste à calculer l'effet de l'ensemble des éléments dS' sur l'élément dS puis de calculer cet effet pour l'ensemble des éléments dS , l'expression peut s'écrire sous la forme :

$$Z_{mr_{12}} = \frac{j\omega\rho_0}{2\pi} \int_{\psi_{min}}^{\psi_{max}} \int_{\xi_{min}}^{\xi_{max}} \left[\int_{\psi'_{min}}^{\psi'_{max}} \int_{\xi'_{min}}^{\xi'_{max}} \frac{e^{-jk\xi'}}{\xi'} \xi' d\xi' d\psi' \right] \xi d\xi d\psi, \quad (2.72)$$

soit

$$Z_{mr_{12}} = \frac{j\omega\rho_0}{2\pi} \int_{\psi_{min}}^{\psi_{max}} \int_{\xi_{min}}^{\xi_{max}} \left[\int_{\psi'_{min}}^{\psi'_{max}} \int_{\xi'_{min}}^{\xi'_{max}} e^{-jk\xi'} d\xi' d\psi' \right] \xi d\xi d\psi. \quad (2.73)$$

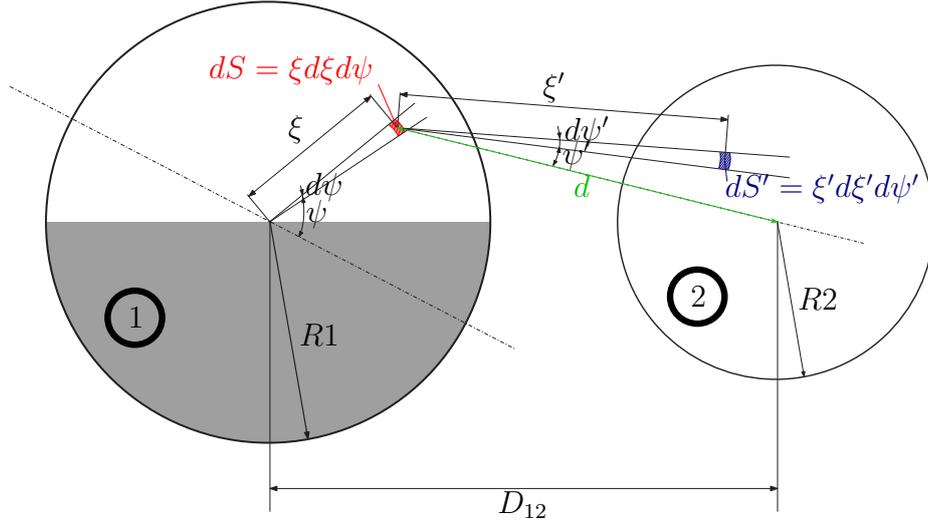


FIGURE 2.14 – Schéma de spécification des variables pour le calcul de l'impédance mutuelle de rayonnement entre deux surfaces circulaires.

En réalisant un changement de variable en passant de dS à dS' , on se rend compte que $Z_{mr_{12}} = Z_{mr_{21}}$. L'effet du cercle 1 sur le cercle 2 est le même que l'effet du cercle 2 sur le cercle 1. En choisissant de déterminer l'effet du cercle 1 sur le cercle 2 (fig. 2.14) et en simplifiant l'équation 2.73 car pour des raisons de symétrie, l'effet du cercle 2 est le même pour la partie blanche ou pour la partie grise du cercle 1 de la figure 2.14 :

$$Z_{mr_{12}} = 2 \cdot \frac{j\omega\rho_0}{2\pi} \int_{\Psi_{min}}^{\Psi_{max}} \int_{\Xi_{min}}^{\Xi_{max}} \left[\int_{\psi'_{min}}^{\psi'_{max}} \int_{\xi'_{min}}^{\xi'_{max}} e^{-jk\xi'} d\xi' d\psi' \right] \xi d\xi d\psi, \quad (2.74)$$

avec les bornes d'intégration sur le cercle de diamètre $R1$ définies par :

$$\begin{aligned} \Psi_{min} &= 0 \\ \Psi_{max} &= \pi \\ \Xi_{min} &= 0 \\ \Xi_{max} &= R1 \end{aligned}$$

Les bornes d'intégration sur le diamètre du cercle 2 dépendent de la position de l'élément dS . Il est dans un premier temps nécessaire de déterminer la distance d entre l'élément dS et le centre du cercle 2.

$$d = \sqrt{(D_{12} - (\xi \cdot \cos(\psi)))^2 + (\xi \cdot \sin(\psi))^2} \quad (2.75)$$

L'angle "apparent" du cercle vu de l'élément dS peut alors être calculé à partir de l'expression de d (éq 2.75). Cet angle correspond à l'angle minimum et maximum d'intégration du second cercle 2 défini par ψ'_{min} et ψ'_{max} qui dépendent de la position de l'élément dS (ξ, ψ) et des valeurs de D_{12} et $R2$.

$$\begin{aligned} \psi'_{min} &= -\sin^{-1}(R2/d) \\ \psi'_{max} &= \sin^{-1}(R2/d) \end{aligned}$$

Pour finir, il reste à déterminer les bornes d'intégration de ξ' , qui dépendent également des valeurs de ξ , ψ , D_{12} et R_2 :

$$\begin{aligned}\xi'_{min} &= d \left[\cos(\psi') - \sqrt{\frac{R_2^2}{d^2} - 1 + \cos^2(\psi')} \right], \\ \xi'_{max} &= d \left[\cos(\psi') + \sqrt{\frac{R_2^2}{d^2} - 1 + \cos^2(\psi')} \right].\end{aligned}$$

2.4.3.2 Formulation matricielle

La formulation de l'impédance mécanique mutuelle de rayonnement présentée à l'équation 2.73 peut être mise sous la forme d'une sommation discrète par discrétisation des sources :

$$Z_{mr_{12}} = \frac{j\omega\rho_0}{2\pi} \left[\sum_{dS} \left[\sum_{dS'} \frac{e^{-jk\xi'}}{\xi'} \right] \cdot dS' \right] \cdot dS, \quad (2.76)$$

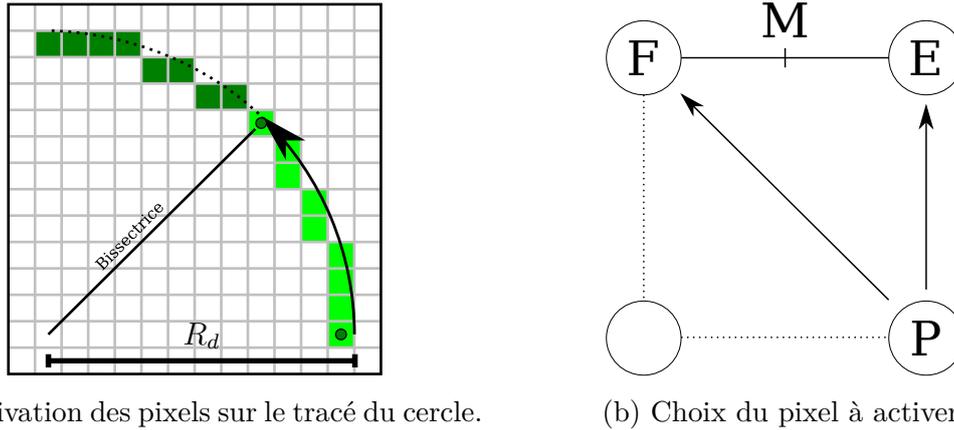
avec dS et dS' des éléments des deux sources considérées.

Pour ce faire, une première étape consiste à réaliser la discrétisation des sources. Pour simplifier le problème, une discrétisation régulière dans le plan des sources est choisie, c'est-à-dire que $dx = dy$. Cette condition permet de s'affranchir d'une difficulté de calcul car contrairement à la formulation avec l'intégrale continue, la taille de l'élément dS' ne dépend, ni de la position de dS , ni de la distance D_{12} . Cette discrétisation possède l'avantage d'être applicable à toutes formes et tailles de sources. Pour discrétiser les disques sources de façon matricielle, c'est l'algorithme de Bresenham [54], couramment utilisé pour l'affichage de cercle sur une matrice de pixels qui est choisi. Il a en effet la particularité de ne pas nécessiter le calcul des racines carrées pour le calcul de la distance par rapport au centre du cercle.

Mise en forme de la matrice pour une source circulaire par la Méthode de Bresenham :

La matrice de la source circulaire est obtenue de façon itérative, chaque itération activant un pixel formant le contour du disque (fig. 2.15). Considérons que le pixel P vient d'être activé et que nous sommes dans le premier octant de définition du cercle, le pixel suivant sera soit le point F, soit le point E. La méthode de Bresenham consiste à évaluer si le cercle "idéal" d'équation $x^2 + y^2 - R^2 = 0$ passe à gauche ou à droite du point M, milieu du segment FE pour activer respectivement le pixel F ou le pixel E. Il faut donc calculer à chaque itération une variable m telle que $m = x_M^2 + y_M^2 - R^2$.

Les itérations permettent d'obtenir l'ensemble des pixels à activer pour réaliser le premier octant du cercle présenté à la figure 2.15a. On peut ensuite obtenir par symétrie de la bissectrice l'ensemble des points du premier quadrant du cercle puis réaliser la symétrie sur les 3 autres quadrants restants, on obtient alors la discrétisation



(a) Activation des pixels sur le tracé du cercle.

(b) Choix du pixel à activer.

FIGURE 2.15 – Méthode de Bresenham pour le tracer d'un cercle sur un espace discrétisé.

du contour du disque source. Une fois le contour obtenu, il suffit ensuite de remplir la matrice pour obtenir le disque source souhaité. Cet algorithme est implémenté sous MATLAB[®] et présenté en annexe D. L'intérêt d'obtenir cette matrice est de pouvoir réaliser un "masque" des valeurs utiles qui seront calculées par la suite. La figure 2.16 représente le résultat d'une discrétisation d'une source circulaire de rayon R_d définie par $11 * 11$ éléments dS .

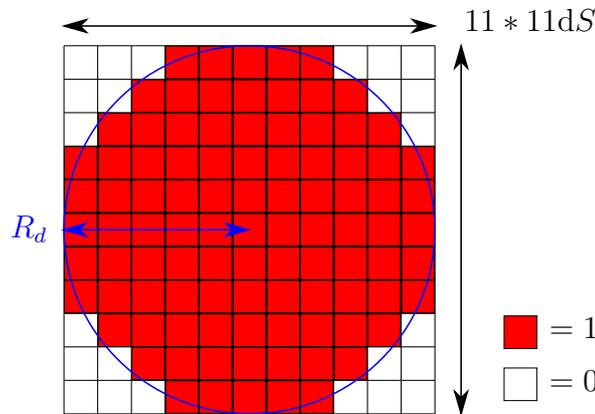


FIGURE 2.16 – Représentation géométrique matriciel d'une source circulaire.

La figure 2.17 présente l'erreur en % entre l'aire du disque discrétisé par rapport l'aire réelle d'un disque de rayon R_d . Cette figure montre que l'erreur décroît rapidement avec le nombre d'éléments, à partir de 41 éléments nous obtenons une erreur inférieure à 1 %. Nous utiliserons par la suite une discrétisation des cercles sources à l'aide de 41 éléments de côté, le nombre choisi est impair pour simplifier l'implémentation du calcul de distances entre les centres des deux sources nécessaires à la création de la matrice des distances entre les éléments dS et dS' .

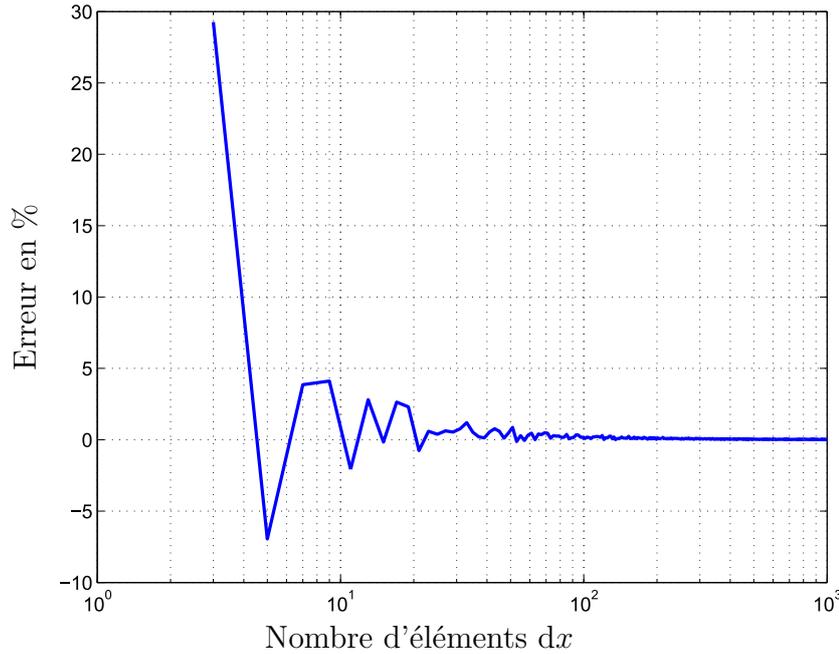


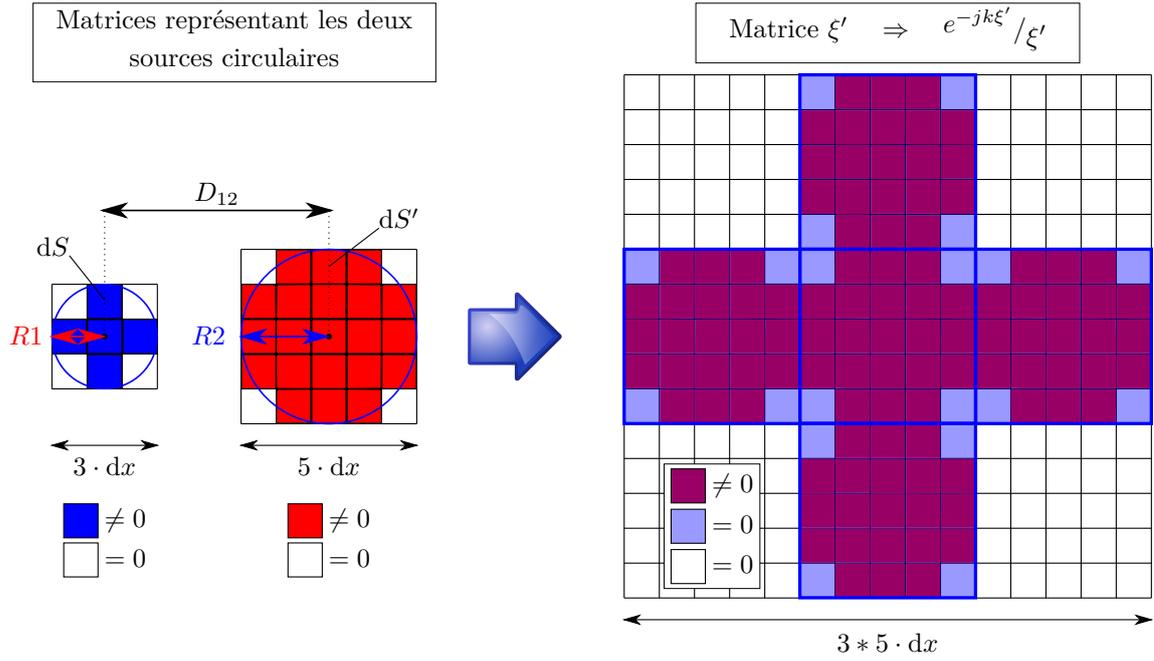
FIGURE 2.17 – Erreur en % entre l'aire du disque discrétisé et l'aire réelle du disque.

Détermination de la matrice des fonctions de Green :

Le calcul de l'impédance mécanique mutuelle de rayonnement $Z_{mr_{12}}$ nécessite de déterminer la matrice ξ' présentée dans la figure 2.18 qui représente l'ensemble des distances entre les éléments dS et dS' pour tous les cas possibles. On observe sur la figure que la taille de la matrice des distances est la multiplication du nombre d'éléments des sources 1 et 2 au carré, le calcul est donc grandement dépendant de la dimension des matrices d'où le choix de prendre un nombre d'éléments suffisant pour la discrétisation des sources de 41 éléments qui implique une matrice des distances de 1681×1681 éléments.

Pour réduire cette matrice et donc le temps de calcul, il est possible de la même façon que dans le cas de l'intégrale continue (fig. 2.14) de réduire la taille de la matrice par deux en ne considérant que la moitié de la matrice source 1. Cet optimisation n'a, pour le moment, pas été implémenté au calcul de l'impédance mécanique mutuelle de rayonnement présenté dans ce manuscrit.

L'étape suivante consiste à calculer les fonctions de Green $e^{-jk\xi'}/\xi'$ pour l'ensemble des distances ξ' représentant toutes les interactions entre les éléments dS et dS' .


 FIGURE 2.18 – Mise en place de la matrice des distances inter-éléments dS / dS' .

Calcul de l'impédance mutuelle de rayonnement :

La dernière étape dans la détermination de l'impédance mécanique mutuelle de rayonnement $Z_{mr_{12}}$ consiste à réaliser la somme de tous les éléments de la matrice des fonctions de Green afin de déterminer l'impédance mécanique mutuelle de rayonnement $Z_{mr_{12}}$. Le programme a été développé sous MATLAB[®] et est présenté dans l'annexe E.

2.4.3.3 Simulation

Cette partie présente les résultats obtenus grâce à la formulation matricielle développée précédemment qu'on appellera par la suite l'approche matricielle de l'impédance mécanique mutuelle de rayonnement et qui est comparée aux résultats obtenus par la formulation analytique de Pritchard [53] et par la modélisation FEM sous COMSOL Multiphysics[®]. La formulation de Pritchard permet de calculer de façon analytique, l'impédance mutuelle de rayonnement entre 2 sources circulaires identiques (annexe F).

Les figures 2.19 et 2.20 présentent respectivement la partie réelle et la partie imaginaire de l'impédance mécanique mutuelle de rayonnement $Z_{mr_{12}}$ déterminée à partir de la méthode d'approche matricielle. Le calcul a été réalisé pour deux sources circulaires identiques de rayon 8,75 mm pour des distances D_{12} allant de 20 mm à 70 mm.

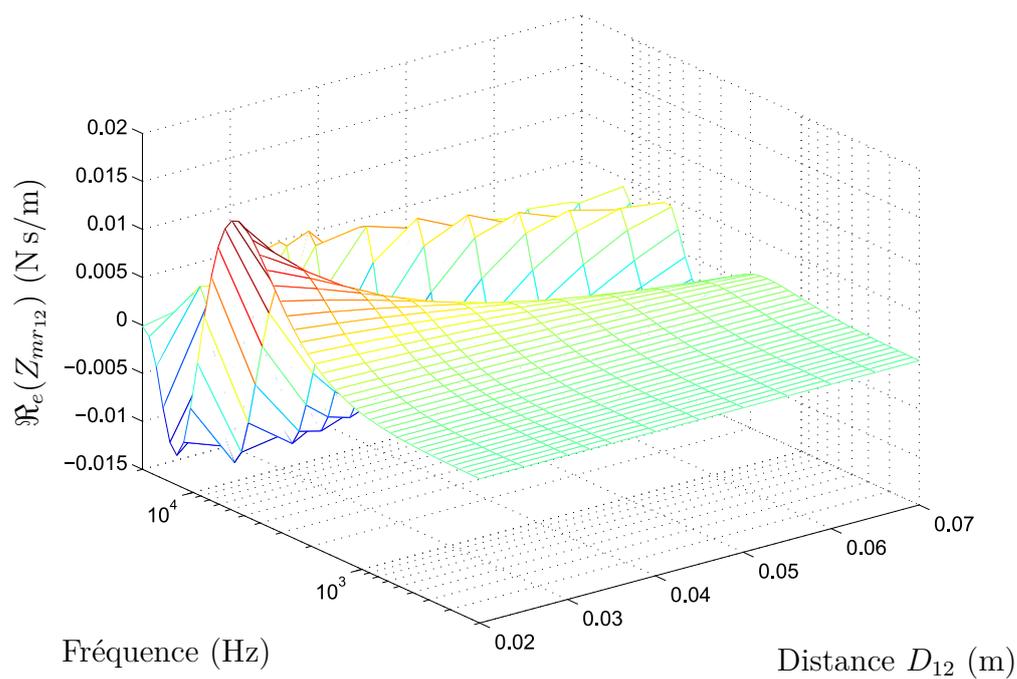


FIGURE 2.19 – Partie réelle de l'impédance mécanique mutuelle de rayonnement $Z_{mr_{12}}$ obtenue avec l'approche matricielle.

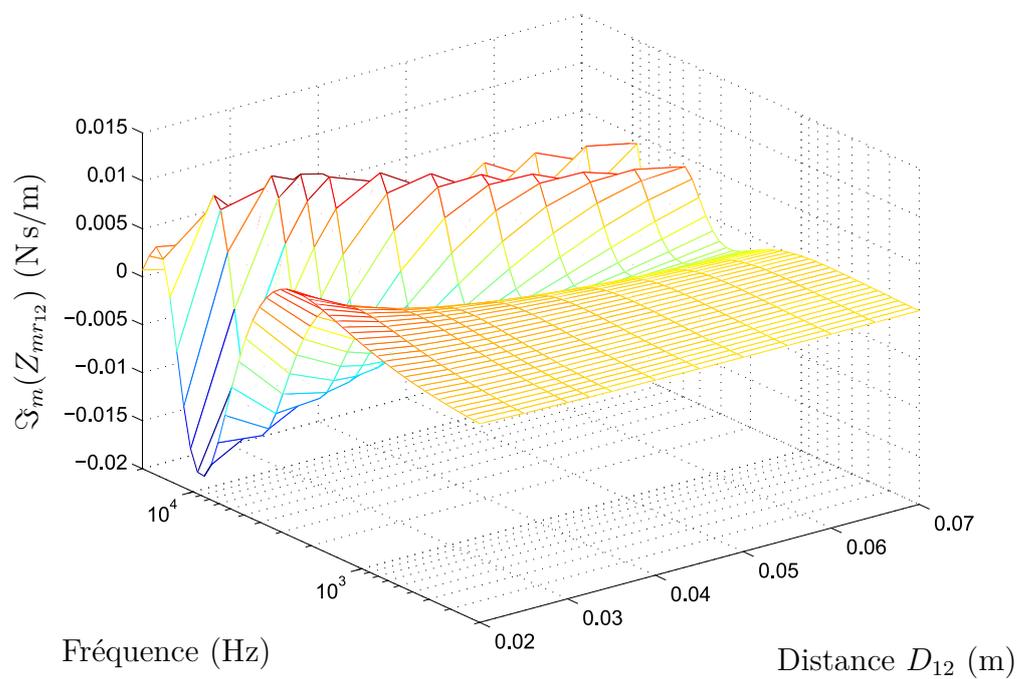


FIGURE 2.20 – Partie imaginaire de l'impédance mécanique mutuelle de rayonnement $Z_{mr_{12}}$ obtenue avec l'approche matricielle.

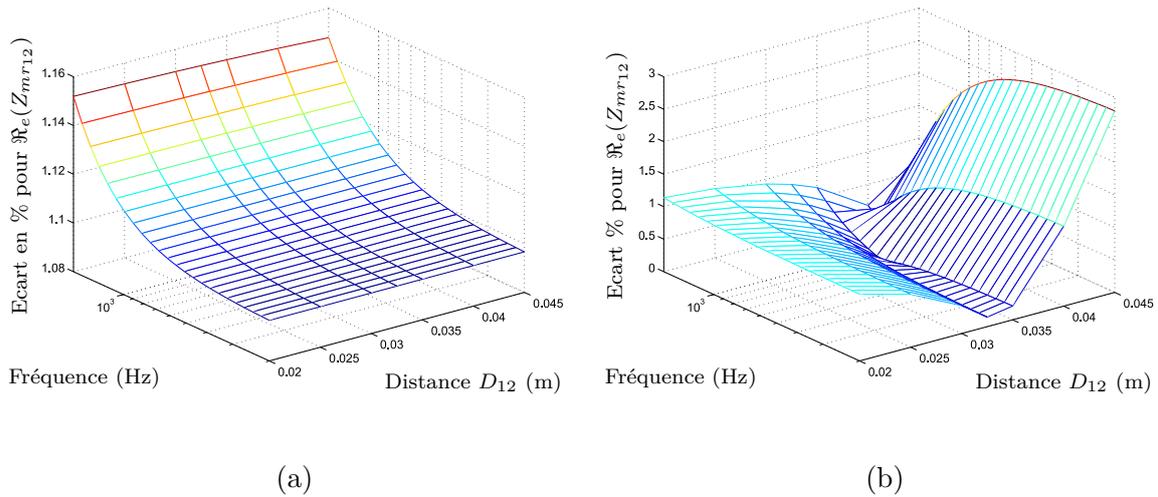


FIGURE 2.21 – Comparaison de la partie réelle de Z_{mr12} ($\Re_e(Z_{mr12})$) obtenue par la formulation analytique de Pritchard par rapport (a) à l’approche matricielle ; (b) à la résolution FEM sous COMSOL[®].

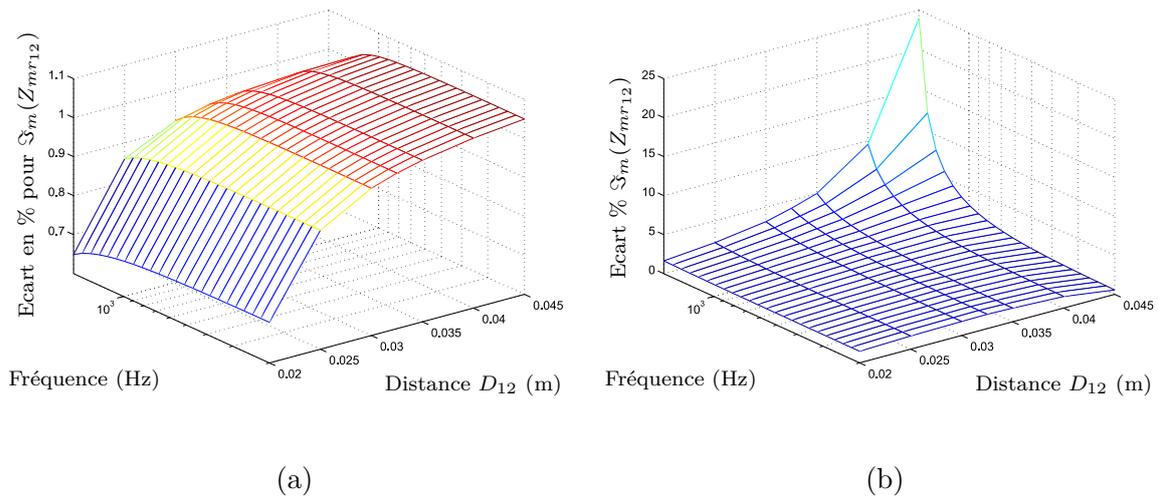


FIGURE 2.22 – Comparaison de la partie imaginaire de Z_{mr12} ($\Im_m(Z_{mr12})$) obtenue par la formulation analytique de Pritchard par rapport (a) à l’approche matricielle ; (b) à la résolution FEM sous COMSOL[®].

Les conditions de modélisation utilisées pour la détermination de l'impédance mécanique mutuelle de rayonnement sous COMSOL[®] sont présentées dans le tableau 2.5.

TABLEAU 2.5 – Paramètres de modélisation de l'impédance mécanique mutuelle de rayonnement sous COMSOL[®].

Paramètres	Valeurs/Descriptions
R_d	8,75 mm
ρ_0	1,2 kg/m ³
c_0	344 m/s
V_m	0,1 m/s
Géométrie	Demi-sphère de rayon 45 mm
Analyse paramétrique	D_{12} allant de 20 mm à 45 mm
Conditions aux limites	Rayonnement baffle plan dans un espace infini(en utilisant une PML)
Maillage	Tétraèdre de $\approx 2,5$ mm de hauteur (265 748 DDL)

Les figures 2.21 et 2.22 montrent que les résultats obtenus coïncident avec la formulation analytique de Pritchard avec une erreur inférieure à 1,5 % pour une discrétisation des sources circulaires avec 41 éléments de cotés dans l'ensemble de la gamme de fréquences et de distances D_{12} considérées.

Les résultats de simulations sous COMSOL[®] sont similaire aux résultats de la formulation sous Pritchard lorsque les distances entre les sources sont faibles mais divergent lorsque la fréquence et la distance entre les sources augmentent. Cet écart peut être expliqué par la limite du maillage utilisé pour résoudre le problème. Le maillage fixé pour cette simulation est composé d'éléments de taille fixe de 2,5 mm. Lorsque la distance et la fréquence augmente les approximations de calculs engendrent une propagation de l'erreur numérique. Nous obtenons un erreur de 25 % lorsque la fréquence est de 20 kHz et la distance entre les sources est de 45 mm en raison des limites du maillage choisi pour décrire le phénomène.

2.4.3.4 Participation de l'impédance mécanique mutuelle de rayonnement sur l'impédance mécanique de rayonnement totale

Cette partie met en avant l'importance de la prise en compte de l'impédance mécanique mutuelle de rayonnement pour la modélisation de la paroi acoustique absorbante. Pour rappel, l'impédance mécanique totale de rayonnement $Z_{mr_{tot}}$ d'une source acoustique est déterminée par l'équation 2.13 :

$$Z_{mr_{tot}} = Z_{mr_{11}} + \sum_{n=2}^p Z_{mr_{1n}}.$$

La participation de l'impédance mécanique mutuelle de rayonnement dépend du nombre de sources présentes à proximité de la source considérée mais également de la distance entre ces sources par l'intermédiaire de la fonction de Green ($e^{-jk\xi}/\xi$).

La figure 2.23 montre la participation de l'impédance mécanique mutuelle de rayonnement $Z_{mr_{1n}}$ dans le cas où seulement deux sources circulaires sont présentes sur la paroi. On remarque que la partie réelle de $Z_{mr_{1n}}$ peut représenter jusqu'à 20 % lorsque la distance D_{12} est de 20 mm sur l'impédance mécanique de rayonnement totale $Z_{mr_{tot}}$.

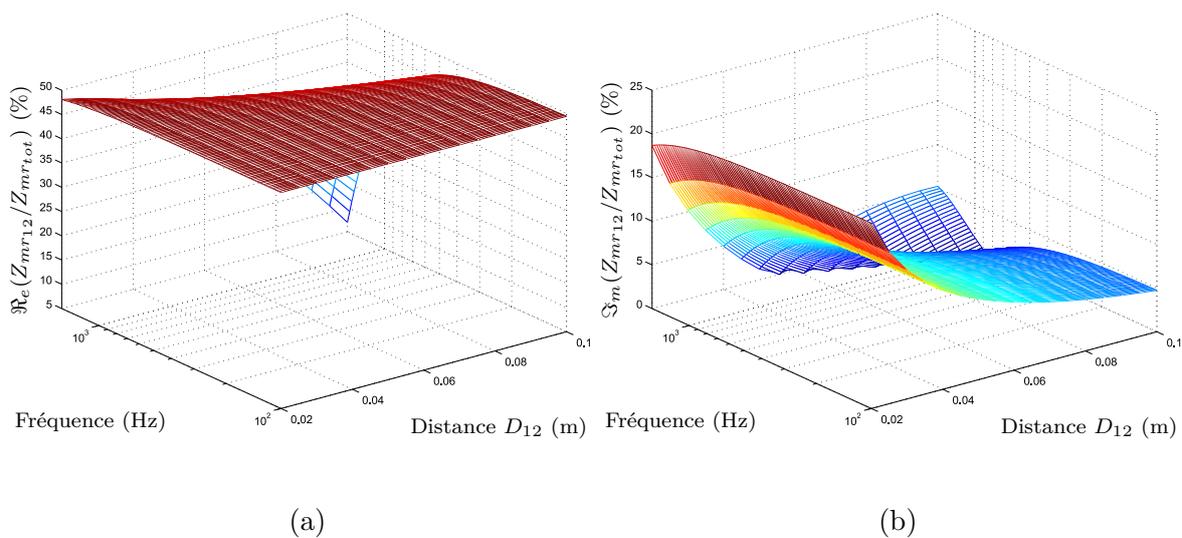


FIGURE 2.23 – Participation de l'impédance mécanique mutuelle de rayonnement $Z_{mr_{12}}$ sur l'impédance de rayonnement totale $Z_{mr_{tot}}$ pour deux sources circulaires de rayon 8,75 mm.

La répartition que nous avons choisie pour les transducteurs est une répartition hexagonale (fig. 2.24) qui nous permet de répartir uniformément les sources sur la surface de la paroi acoustique absorbante, limité à 7 sources dans le cas de cette étude.

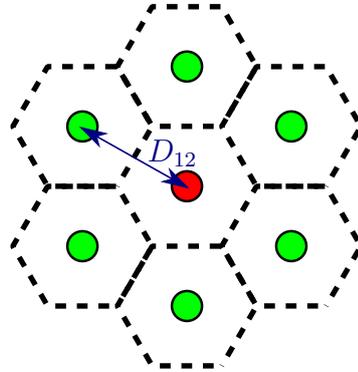


FIGURE 2.24 – Schéma présentant la répartition des sources sur la paroi acoustique absorbante.

L'impédance mécanique totale $Z_{mr_{tot}}$ de la source centrale (en rouge) est défini par la relation :

$$Z_{mr_{tot}} = Z_{mr_{11}} + 6 \cdot Z_{mr_{12}}, \quad (2.77)$$

avec $Z_{mr_{12}}$, l'influence des sources extérieures (en vert) sur la source centrale (en rouge).

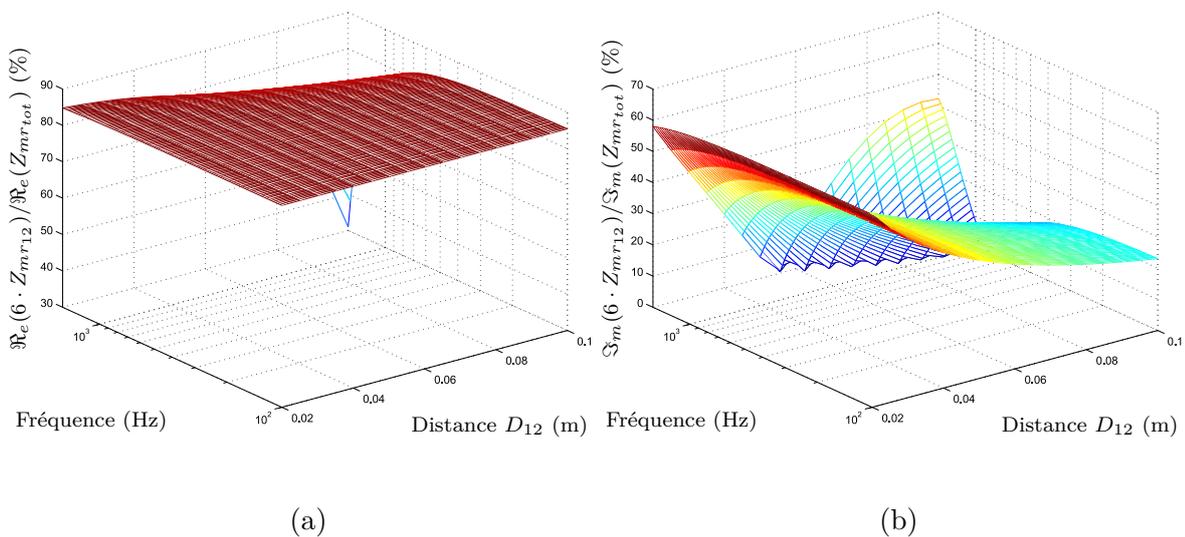


FIGURE 2.25 – Participation de l'impédance mécanique mutuelle de rayonnement $Z_{mr_{12}}$ sur l'impédance de rayonnement totale $Z_{mr_{tot}}$ de la source centrale pour six sources circulaires de rayon 8,75 mm.

2.5 Validation du modèle analytique

2.5.1 Paroi composée d'un seul transducteur

Cette validation consiste à vérifier l'absorption simulée lorsque la paroi est composée d'un seul transducteur ayant un rayon équivalent à celui de la paroi acoustique absorbante. Dans ces conditions, la totalité de la paroi acoustique absorbante considérée est mobile. L'équation de la vitesse équivalente de la paroi (éq. 2.4) pour 1 seul micro-HP s'écrit :

$$V_{paroi}(\omega) = \frac{\int S_{microHP} V_m(\omega) \cdot dS_{microHP}}{S_{paroi}} = V_m(\omega), \quad (2.78)$$

car la surface de la paroi est égale à la surface de la partie mobile du transducteur.

Pour valider le modèle présenté précédemment, nous nous sommes appuyés sur les travaux de Lissek *et al.* [31] sur l'absorption obtenue par un haut-parleur ayant les caractéristiques présentées dans le tableau suivant pour différentes charges électriques Z_{Shunt} :

TABLEAU 2.6 – Paramètres de Thiele & Small du haut-parleur utilisé [31].

Paramètres	Valeurs	Unités
R_e	5,6	Ω
L_e	$0,9 \times 10^{-3}$	H
Bl	6,9	N/A
M_{md}	15×10^{-3}	kg
R_{ms}	0,92	Ns/m
C_{ms}	$1,2 \times 10^{-3}$	m/N
R_d	$65,1 \times 10^{-3}$	m
V_b	1×10^{-2}	m^3

Les résultats obtenus en termes d'absorption acoustique sont présentés dans la figure 2.26 pour deux cas de charges électriques différents (circuit ouvert et circuit connecté à l'impédance optimale de shunt).

Comme le montrent les résultats de la figure 2.26, le modèle permet de simuler l'absorption acoustique d'un seul transducteur. La seconde étape consiste à valider le modèle pour une paroi acoustique absorbante composée de plusieurs transducteurs.

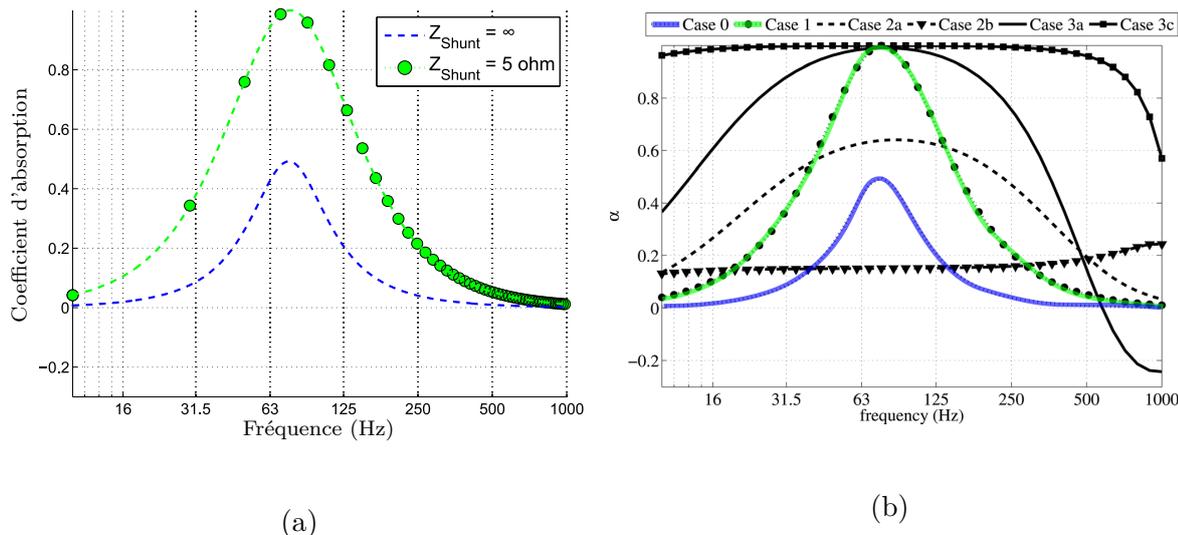


FIGURE 2.26 – Comparaison des résultats obtenues entre (a) le modèle développé dans ce manuscrit dans le cas d'un seul haut-parleur et (b) la modélisation réalisée par Lissek *et al.* [31] (case 0 = ($Z_{Shunt} = \infty$) et case 1 = ($Z_{Shunt} = 5 \Omega$)).

2.5.2 Paroi composée de plusieurs transducteurs

Dans cette partie, nous allons confronter les résultats de la modélisation analytique, aux résultats obtenus par FEM (COMSOL[®]) d'une part, et aux mesures du coefficient d'absorption obtenues par la méthode du tube de Kundt, présentée dans le chapitre 4 pour une paroi acoustique absorbante composée de 3, 7 et 13 HP Visaton K16 d'autre part. La modélisation pseudo-analytique de la paroi acoustique absorbante dépend du modèle à constantes localisées qui définit le comportement du ou des micro-HP utilisés mais également de leurs répartitions géométriques sur la paroi. Par la suite, la répartition des micro-HP sera régulière de forme hexagonale. D_{12} correspond à la distance minimale entre deux transducteurs.

Le tableau 2.7 présente l'ensemble des paramètres qui sont nécessaires à la mise en place de la modélisation analytique de la paroi acoustique absorbante. Les 12 paramètres utilisés dans la modélisation sont les paramètres géométriques de la paroi (3 premiers paramètres du tableau) et les paramètres définissant le comportement des transducteurs utilisés (9 paramètres).

TABLEAU 2.7 – Paramètres de modélisations utilisés pour les 3 configurations de paroi acoustique absorbante.

Paramètres	Valeurs	Significations
nb_{HP}	3/7/13	Nombre de transducteurs dans le rayon considéré R_t
R_t	50/50/50	Rayon de la paroi acoustique absorbante (mm)
D_{12}	32,5/32,5/24	Distance entre les sources pour un pavage régulier (mm)
R_d	5,5	Rayon de la partie mobile du transducteur (mm)
R_e	48	Résistance électrique de la bobine (Ω)
L_e	183×10^{-6}	Inductance de la bobine (H)
Bl	0,91	Facteur de force (N/A)
M_{md}	27×10^{-3}	Masse de la partie mobile fluide exclu (kg)
R_{ms}	0,06	Résistance mécanique du transducteur (N s/m)
C_{ms}	$0,91 \times 10^{-3}$	Souplesse de la suspension du transducteur (m/N)
Z_{shunt}	$+\infty$	Charge électrique placé aux bornes du transducteur (Ω)
V_b	$+\infty$	Volume de la cavité placé derrière le transducteur (m ³)

La figure 2.27 présente les résultats obtenus pour les deux types de modélisation (analytique et éléments finis) qui sont comparés aux mesures réalisées en tube de Kundt. On observe que les deux modélisations permettent de déterminer les coefficients d'absorption obtenus par les différents prototypes de paroi acoustique absorbante composés de 3, 7 et 13 HP Visaton K16 dont les paramètres sont listés dans le tableau 2.7.

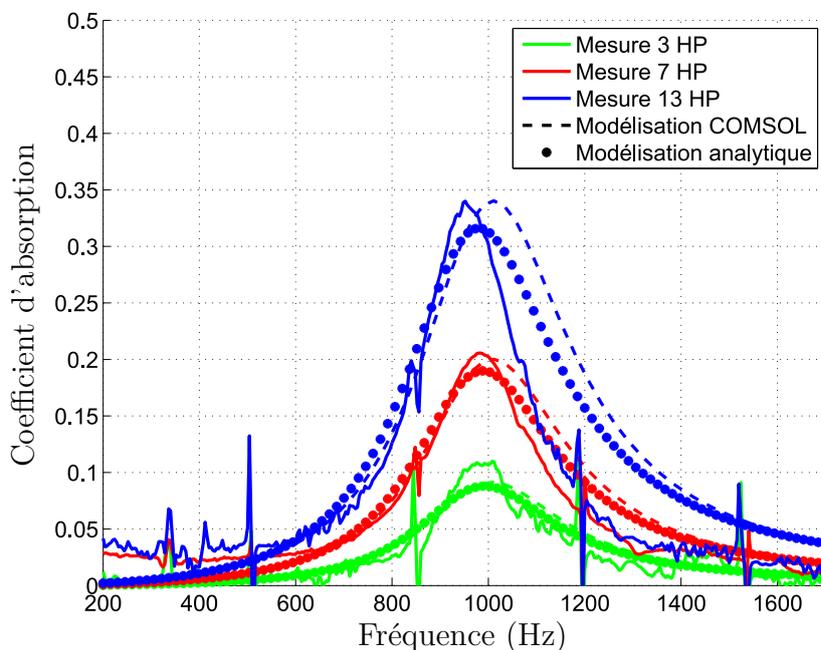


FIGURE 2.27 – Comparaison des résultats d'absorption obtenus pour chaque configurations (deux modélisations et mesure).

La principale différence entre les deux modélisations est le temps de résolution du problème, la simulation du coefficient d'absorption pour un problème avec 7 transducteurs par la modélisation analytique nécessite moins de 1 min alors que la modélisation sous COMSOL[®] nécessite entre 20 et 30 min. Un des autres avantages de la modélisation analytique est qu'elle est basée sur une approche physique des phénomènes, ce qui permet d'observer l'influence de chaque paramètres du modèle (masse, raideur, facteur de force, ...) sur le coefficient d'absorption de la paroi.

2.6 Détermination de l'impédance optimale de shunt

Le modèle analytique permet de connaître l'évolution du coefficient d'absorption acoustique de la paroi en fonction de la variation des paramètres du modèle. Les équations 2.1, 2.67 et 2.71 définissent respectivement les équations du coefficient d'absorption acoustique de la paroi, de l'admittance de la paroi et de l'admittance d'un HP. Grâce à ces équations, il est possible d'extraire le coefficient Z_{Shunt} représentant la charge électrique aux bornes du HP. Cette charge électrique peut être déterminée afin d'obtenir un coefficient d'absorption maximale ($\alpha = 1$) que l'on appellera dans ce cas, impédance optimale de shunt $Z_{Shunt_{opt}}$.

Le coefficient d'absorption de la paroi est maximal lorsque l'admittance de la paroi vaut 1 ($Y_{paroi} = 1$) (éq. 2.1). On peut alors réécrire l'équation de l'admittance de la paroi sous la forme :

$$\frac{\sum_{n=1}^{Nb_{HP}} Y_{HP_n} \cdot S_{d_n}}{S_{paroi}} = 1. \quad (2.79)$$

La somme discrète des admittances peut être simplifiée, en considérant que les HP sont identiques. L'admittance de chaque HP peut alors être remplacée par l'admittance spécifique normalisée Y_{HP} afin d'obtenir l'équation suivante :

$$\frac{n \cdot \rho_0 c_0 \frac{S_d}{Z_m + Z_{mr_{tot}} + \frac{(Bl)^2}{Z_e + Z_{Shunt_{opt}}} \cdot S_d}{S_{paroi}} = 1. \quad (2.80)$$

Il suffit ensuite d'extraire l'impédance de shunt aux bornes de chaque HP qui peut être écrite en fonction des caractéristiques géométriques de la paroi et des paramètres de Thiele & Small (éq. 2.81).

$$Z_{Shunt_{opt}} = \frac{(Bl)^2}{\frac{n \cdot \rho_0 c_0 S_d^2}{S_{paroi}} - Z_m - Z_{mr_{tot}}} - Z_e. \quad (2.81)$$

La figure 2.28 présente le module et la phase de l'impédance optimale de shunt d'un micro-HP pour la configuration à 7 HP Visaton K16. Bien que le module soit positif, dans notre cas la partie réelle de l'impédance optimale de shunt est négative avec un déphasage proche de π . Une valeur négative de $Z_{Shunt_{opt}}$ signifie qu'il est nécessaire d'injecter de l'énergie dans le système afin d'obtenir une absorption maximale. L'énergie injectée dans le système a pour objectif de :

- compenser les pertes par effets Joules (la résistance électrique du transducteur induit une résistance au mouvement de la partie mobile)
- compenser la raideur mécanique du système (la suspension du transducteur et la cavité génèrent une raideur qui participe à l'impédance de la paroi)

On observe sur la figure 2.28 que le module de l'impédance optimale de shunt $Z_{Shunt_{opt}}$ correspond à la valeur de la résistance de la bobine de part et d'autre de la résonance du transducteur et varie fortement au niveau de la résonance.

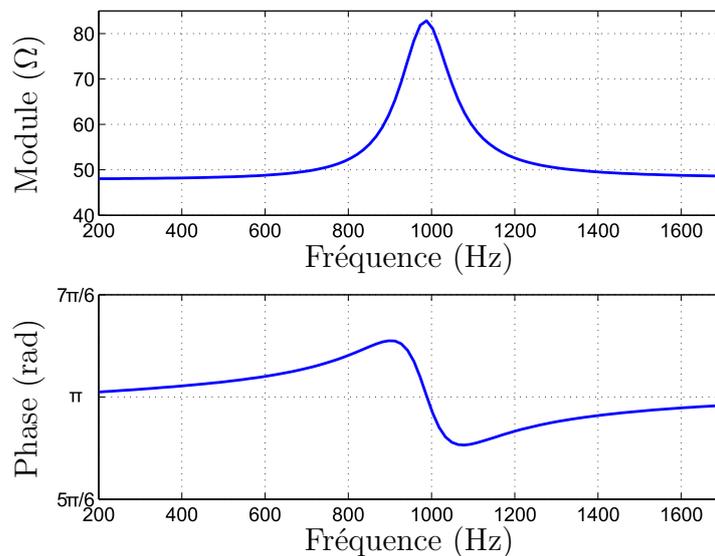


FIGURE 2.28 – Impédance optimale de shunt $Z_{Shunt_{opt}}$ calculée à partir de la modélisation analytique.

2.7 Conclusion

Afin de modéliser le comportement de la paroi acoustique absorbante, un premier modèle analytique du transducteur, excité par une onde plane en incidence normale, a été développé afin de simuler le déplacement de la partie mobile. Ceci permet de prendre en compte l'effet du couplage électro-mécanique pour différentes valeurs du shunt électrique placé aux bornes de la bobine. Des mesures ont montré que la tension aux bornes de cette dernière était directement proportionnelle à la vitesse de déplacement de la partie mobile. L'intégration de ce modèle dans celui de la paroi acoustique, prenant en compte les effets de couplages inter-transducteurs a permis d'obtenir un modèle complet de la paroi acoustique intégrant les couplages électro-mécano-acoustiques qui permet de calculer l'efficacité d'absorption de la paroi pour une fréquence donnée en fonction des différents paramètres : paramètres de Thiele & Small du micro-HP, densité surfacique de transducteurs sur la paroi rigide, valeur complexe du shunt électrique aux bornes de chaque micro-HP, présence ou non de cavité arrière et volume de cette (ou ces) dernière(s). Une approche matricielle du couplage par impédance mutuelle de deux sources acoustiques différentes a été développée afin de prendre en compte les couplages acoustiques inter-transducteurs, y compris dans le cas de micro-HP de géométries différentes. Cette approche a été validée par comparaison des résultats obtenus à ceux fournis par un modèle de Pritchard (qui se limite à deux sources acoustiques identiques) et par comparaison aux résultats d'une modélisation par éléments finis. L'impédance de shunt permettant d'obtenir un coefficient d'absorption maximal ($\alpha = 1$) a pu ainsi être déterminée pour les deux types de transducteurs étudiés (Visaton K16 et micro-HP silicium). Le modèle développé permet également d'étudier l'impact des différents paramètres de la paroi acoustique sur son efficacité, un programme MATLAB[®] permettant cette simulation est fourni en annexe G, il a l'avantage sur les codes de calcul par éléments finis de fournir un résultat de façon quasi instantanée.

CHAPITRE 3

TRANSDUCTEUR ÉLECTRODYNAMIQUE EN TECHNOLOGIE SILICIUM

Sommaire

3.1	Introduction	67
3.2	Transducteur en technologie silicium	68
3.2.1	Description	68
3.2.2	Fabrication du micro-HP silicium	69
3.2.2.1	Support de fabrication	69
3.2.2.2	Processus de micro-fabrication	70
3.2.3	Rayonnement acoustique	75
3.2.3.1	Performances acoustiques sans joint	75
3.2.3.2	Mesure des déformées de la structure	77
3.2.3.3	Simulations numériques	79
3.3	Optimisation acoustique du micro-HP silicium	80
3.3.1	Suppression des courts-circuits acoustiques	80
3.3.1.1	Film en latex	80
3.3.1.2	Film polymère thermoformé	82
3.3.1.3	Comparaison	85
3.3.2	Amélioration du rendement du moteur électrodynamique et réduction de l'encombrement	86
3.4	Caractérisation du comportement des deux transducteurs utilisés	89
3.4.1	Comportement linéaire	90
3.4.2	Comportement non-linéaire	92
3.4.3	Niveau acoustique en fonction de la puissance électrique injectée	93

3.5	Optimisations d'assemblage	95
3.5.1	Découpe des micro-HP	95
3.5.2	Contacts électriques	96
3.6	Conclusion	98

3.1 Introduction

Ce chapitre est consacré spécifiquement au micro-HP silicium (fig. 3.1). Après une présentation du procédé de fabrication permettant de le réaliser, il présente les différentes optimisations qui ont été apportées au cours de cette thèse par rapport à l'état de l'art issu des travaux de doctorat d'Iman Shahosseini. Les étapes de caractérisation du niveau acoustique émis par le micro-HP sont ensuite présentées. Les mesures en salle anéchoïque et les mesures des déformées de la structure mobile (qui seront effectuées pour plusieurs configurations d'aimants, avec ou sans joint acoustique), sont complétées par une étude modale par simulation FEM afin de mettre en évidence d'éventuels couplages entre les modes propres des éléments mécaniques (partie mobile et bras de suspension) et les éléments acoustiques (cavité arrière notamment). Cette comparaison permettra de mettre en exergue l'effet de chaque paramètre sur la réponse en fréquence du transducteur.

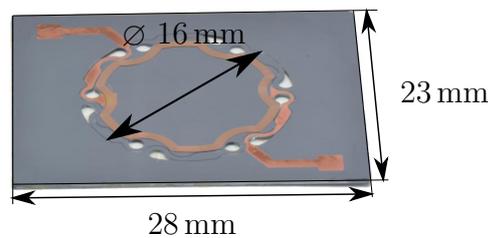


FIGURE 3.1 – Photographie du micro-HP silicium.

Le paragraphe suivant présente le procédé de fabrication d'un joint acoustique polymère thermoformé ainsi que ses effets sur la raideur de la suspension et la réponse du transducteur. Les résultats seront comparés à ceux obtenus pour le joint en latex.

Différentes configurations d'aimants seront également testées afin d'améliorer le rendement du micro-HP silicium. Les paramètres linéaires de Thiele & Small du micro-HP silicium seront ensuite mesurés par la méthode de KLIPPEL[®]. Enfin, les variations de la souplesse de la suspension et du facteur de force seront tracées en fonction du déplacement de la partie mobile afin de déterminer les limites de validité du modèle choisi pour le micro-HP qui est un modèle linéaire à constantes localisées. L'évolution de la puissance acoustique émise en fonction de la puissance électrique fournie (micro-HP silicium utilisé comme source acoustique) est également tracée.

Le chapitre se termine par la présentation du dispositif de montage des micro-HP silicium intégrant des fonctions de connectique, l'électronique de pilotage et le volume arrière.

3.2 Transducteur en technologie silicium

3.2.1 Description

Le transducteur présenté a été développé lors de la thèse d’Iman Shahosseini dans le cadre du projet ANR SAIPON. L’objectif de ce projet était de réaliser une chaîne audio composée de l’amplificateur et du transducteur électro-acoustique. Cette chaîne a été développée pour une application aux appareils mobiles et dans l’objectif d’améliorer le rendement par rapport aux chaînes de restitution audio actuelles. L’optimisation du rendement acoustique de la chaîne audio passait par la création d’un nouveau type de haut-parleur, capable de restituer les basses fréquences tout en ayant un haut rendement de conversion électro-acoustique. La solution explorée a abouti à la création d’un haut-parleur en technologie silicium usiné à partir des techniques de micro-fabrication. L’avantage du silicium pour cette réalisation est que ce matériau possède un module élastique proches de celui de l’acier et une densité inférieure à celle de l’aluminium (tab. 3.1). Cette particularité permet de créer une grande surface mobile, légère et rigide à la fois, afin qu’elle puisse se comporter comme un piston plan sur une large gamme de fréquence tout en conservant une faible inertie.

Les travaux réalisés durant le projet ANR SAIPON ont montré que les performances du micro-HP silicium sont supérieures aux performances des micro-Haut-Parleurs présents sur le marché dans la gamme des fréquences audibles [55].

TABLEAU 3.1 – Comparaison des caractéristiques mécaniques de l’acier, du silicium et de l’aluminium.

Matériau	Masse volumique ρ (kg/m ³)	Module d’Young E (GPa)
Acier	7600	210
Silicium	2330	170
Aluminium	2700	69

L’intérêt de l’utilisation du silicium est également d’avoir un matériau exempt d’imperfection du fait de son réseau mono-cristallin qui procure au matériau une forte linéarité de déformation en flexion. Cette caractéristique est un réel atout pour la réalisation de la suspension du micro-HP. Le silicium possède également l’avantage de pouvoir être usiné par des techniques de micro-fabrication et ainsi de pouvoir obtenir des structures mécaniques de petite taille avec une précision de l’ordre du micromètre.

Deux inconvénients sont présents dans la fabrication du transducteur électrodynamique. Le premier concerne les courts-circuits acoustiques qui sont créés lors de la réalisation des bras de suspension dans le substrat en silicium. Ce problème est résolu par l’ajout d’un joint sur la structure silicium. Le deuxième inconvénient porte sur

l'intégration d'aimants permanents dans ce micro-système. Il n'existe pas à ce jour, de méthodes de micro-fabrication abouties qui permettent d'intégrer la partie magnétique dans le procédé de fabrication collective du micro-HP. Pour pallier cet inconvénient, un ou plusieurs aimants macroscopique à forte polarisation sont placés proche de la bobine. La partie 3.3.2 de ce chapitre présente un moyen d'améliorer le champ magnétique au niveau de la bobine afin d'augmenter le rendement d'actionnement du haut-parleur.

L'un des principaux avantages de ce dispositif pour notre application est son faible encombrement : l'épaisseur de ce dispositif est inférieure à un centimètre. De plus, le grand débattement de la partie mobile est également un atout car la structure autorise des déplacements forcés hors-plan pouvant atteindre 4 mm avant rupture des bras de suspension.

3.2.2 Fabrication du micro-HP silicium

La fabrication du micro-HP est réalisée dans une salle blanche qui est un endroit où la quantité de particules (poussières) par unité de volume, la température et l'hygrométrie sont maîtrisées. L'enjeu de la salle blanche est de minimiser l'introduction, la génération, la rétention de particules fines à l'intérieur de celle-ci, généralement dans un but spécifique industriel ou de recherche. Cet environnement est nécessaire à la fabrication de micro-dispositifs afin d'éviter l'introduction dans le processus de micro-fabrication, de particules qui peuvent parfois être plus grandes que les motifs que l'on souhaite réaliser. Les étapes du procédé de fabrication du micro-HP silicium développées lors de la thèse d'Iman Shahosseini ont été réalisées dans la Centrale de Technologie Universitaire IEF-MINERVE située à Orsay, sur le campus de l'université Paris-Sud. La fabrication du micro-HP silicium peut être décomposée en 6 grandes étapes qui peuvent chacune nécessiter plusieurs opérations afin d'aboutir au résultat souhaité. Les parties suivantes présentent ces 6 grandes étapes de micro-fabrication sans spécifier les différentes opérations réalisées. Ces opérations ainsi que le matériel utilisé sont présentés et décrits dans le manuscrit de thèse d'Iman Shahosseini¹ [56] mais ne sont pas nécessaire à la compréhension du procédé de fabrication.

3.2.2.1 Support de fabrication

Le support utilisé pour réaliser les micro-HP silicium est un substrat Silicium avec couche de silice enterrée (Silicon On Isolator) (SOI) d'un diamètre de 100 mm. Ce type de substrat est composé de trois couches, dont deux en silicium (Si) séparées par une fine couche de d'oxyde de silicium (SiO₂) (voir figure 3.2).

1. Manuscrit I. Shahosseini : http://tel.archives-ouvertes.fr/docs/00/85/65/91/PDF/VA2_SHAHOSSSEINI_Iman_13072012.pdf

Les caractéristiques du substrat SOI utilisé pour la réalisation des microHP sont les suivantes :

- Couche "Device" (gris) en silicium (semi-conductrice) de 20 μm d'épaisseur
- Couche "Box" (Buried Oxyde) (bleu) en oxyde de silicium (isolante électrique) de 500 nm d'épaisseur
- Couche "Handle" (gris) en silicium (semi-conductrice) de 300 μm d'épaisseur



FIGURE 3.2 – Schéma de la structure d'un substrat SOI.

3.2.2.2 Processus de micro-fabrication

Les parties suivantes présentent succinctement les 6 étapes du procédé de fabrication des micro-HP silicium. Les micro-HP silicium présentés dans ce manuscrit ont été réalisés durant cette thèse dans la salle blanche de la Centrale de Technologie Universitaire IEF-MINERVE située à Orsay, après un apprentissage des techniques de salle blanche et du transfert de méthodologie du procédé qu'Iman Shahosseini m'a transmis à la fin de sa thèse. Ce transfert m'a permis de connaître les difficultés, les contraintes et les détails du procédé de fabrication de ce type micro-HP. L'annexe H présente les principales opérations de micro-fabrication qui sont nécessaire à la réalisation d'une des 6 étapes du procédé de micro-fabrication.

Dans ce procédé de micro-fabrication, il est possible de classer les 6 grandes étapes en deux catégories : la première concerne la réalisation de la partie électrique, la seconde porte sur la réalisation de la partie mécanique du micro-HP. Ces deux catégories ne sont pas réalisées l'une à la suite de l'autre en raison des contraintes de compatibilité entre les différentes étapes du procédé. Le tableau suivant présente les 6 étapes du procédé de micro-fabrication classées par catégorie.

TABLEAU 3.2 – Étapes de micro-fabrication classées par catégorie.

Partie électrique	Partie mécanique
Pistes électriques	Réalisation des bras de suspension
Isolation piste sous bobine	Réalisation des raidisseurs
Réalisation de la bobine	Libération de la partie mobile

Au sein des ces 6 étapes de micro-fabrication viennent s'intercaler :

- une étape de découpe à la scie diamantée permettant d'obtenir de façon individuelle les micro-HP silicium avec des dimensions extérieures précises à $50\ \mu\text{m}$ (réalisée entre l'étape de réalisation de la bobine et l'étape de réalisation des raidisseurs),
- une étape de suppression du court-circuit acoustique à l'aide d'un joint (réalisée après l'étape de réalisation des raidisseurs),
- une étape d'assemblage de la structure silicium + joint avec un ou plusieurs aimants permanents afin de réaliser le moteur électrodynamique (réalisée après la pose du joint).

Pistes électriques :

Ces pistes permettent de connecter la bobine du micro-HP au monde extérieur. Cette étape est réalisée par gravure chimique d'une couche de cuivre préalablement déposé par pulvérisation cathodique. Cette couche de cuivre doit être relativement épaisse ($1\ \mu\text{m}$) pour que la résistance d'accès à la bobine soit faible. Après la gravure, il est nécessaire d'enlever la protection en résine qui a été utilisée pour protéger la piste en cuivre grâce à un bain d'acétone.

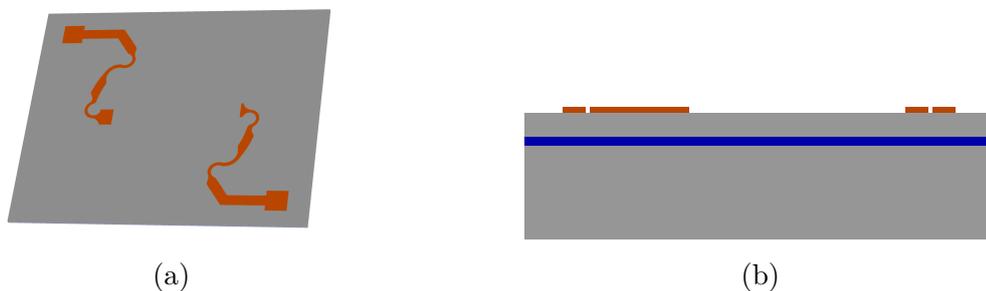


FIGURE 3.3 – Réalisation des pistes de connexions à la bobine.

Isolation piste sous bobine :

Cette étape délicate dans la fabrication des micro-HP consiste à réaliser une fine couche isolante localisée pour éviter les courts-circuits entre la bobine planaire et la piste qui prend le contact à l'intérieur de la bobine. Cette couche isolante est réalisée par dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma (PECVD) de silice (ou dioxyde de silicium SiO_2) sur toute la surface du substrat. Pour cette étape, le bon alignement des motifs définis à l'étape précédente avec ceux de cette étape est importante pour éviter les courts-circuits électriques entre les spires de la bobine. La silice est ensuite structurée par un procédé de gravure ionique réactive (RIE) pour permettre les connexions électriques avec la bobine et pour prendre les contacts sur les pistes électriques déjà existantes sur le substrat.

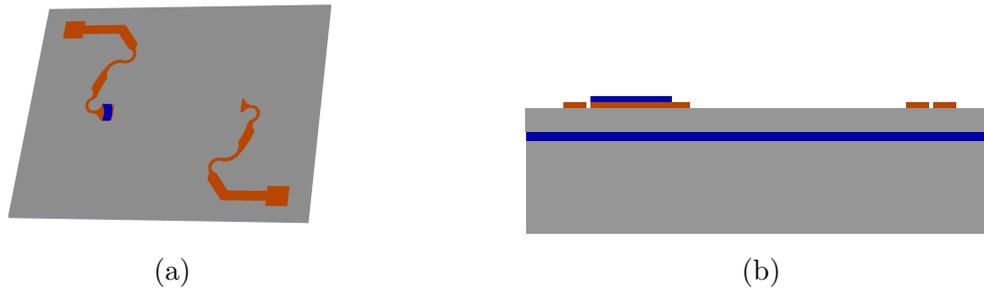


FIGURE 3.4 – Réalisation de l'isolation piste/bobine.

Réalisation des bras de suspension :

Cette étape permet de structurer les bras de suspension dans la couche "Device" du substrat SOI. La gravure du silicium est réalisée grâce à un bâti de gravure ionique réactive capable de graver sur de grande profondeur (DRIE) utilisant le procédé BOSCH. Ce procédé permet de graver les 20 μm de la couche "Device" avec des flancs de gravure quasi-verticaux. La sélectivité de gravure du procédé (le silicium se grave entre 200 et 400 fois plus vite que la silice [57]) permet également d'utiliser la couche "Box" du SOI (en bleu sur la figure 3.5) comme une couche d'arrêt. Durant cette étape, il est très important de vérifier l'état de la gravure grâce à la caméra présente sur le bâti car les vitesses de gravure dépendent fortement de l'historique d'utilisation du bâti de gravure.

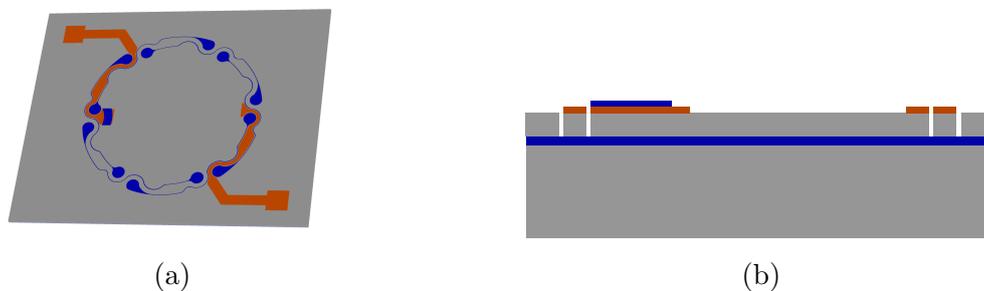


FIGURE 3.5 – Réalisation des bras de suspension.

Réalisation de la bobine :

La partie transduction du micro-HP silicium est assurée par une bobine planaire en cuivre obtenue par dépôt électrolytique. Le dépôt électrolytique consiste à faire croître un métal sur une surface métallisée en plongeant le substrat et une contre électrode dans un électrolyte. En faisant passer un courant entre la contre électrode et la surface du substrat, les ions métalliques (dans notre cas les ions cuivre $[\text{Cu}^{2+}]$) sont adsorbés par la surface métallisée du substrat qui est en contact avec l'électrolyte. La première partie de cette étape consiste à réaliser une fine couche conductrice sur toute la surface du substrat.

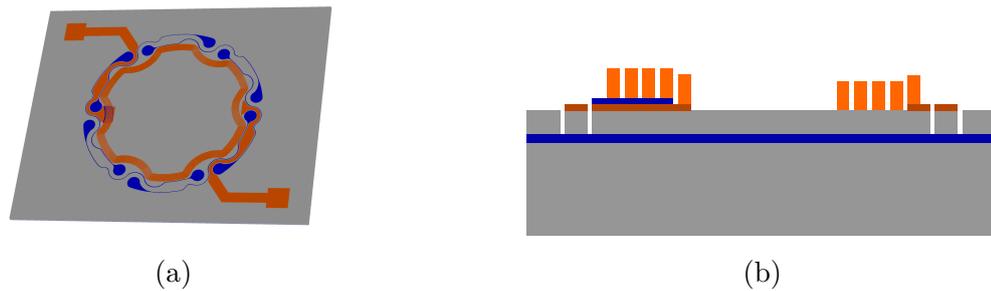


FIGURE 3.6 – Réalisation de la bobine.

Cette couche conductrice est ensuite recouverte de résine structurée ("moule" creusé de la forme de la bobine souhaitée) permettant de cibler le dépôt électrolytique sur certaines zones du substrat. La hauteur du dépôt électrolytique est conditionnée par la hauteur du moule en résine. De nombreux travaux, tels que les travaux de Woytasik *et al.* [58] ou Watanabe *et al.* [59] ont été réalisés sur le dépôt électrolytique afin d'optimiser la hauteur du moule en résine ou sur les paramètres de dépôt (courant, composition du bain électrolytique). Le risque dans cette étape est l'introduction d'une poussière à l'intérieur du moule ou le débordement du dépôt qui peut provoquer des courts-circuits (fig. 3.6). Dans notre cas, nous arrivons à obtenir une bobine d'une hauteur de $30\ \mu\text{m}$ grâce à un moule de résine d'une hauteur de $35\ \mu\text{m}$.

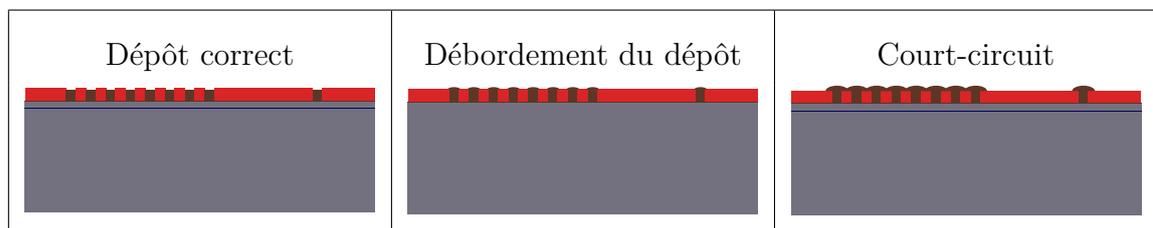


FIGURE 3.7 – Représentation des différents cas de dépôt électrolytique.

Le dépôt terminé, la résine est retirée (en rouge sur la figure 3.7). La sous-couche permettant le dépôt électrolytique est ensuite gravée à l'aide d'un bâti Gravure par faisceau d'ions (Ion Beam Etching). Cette étape permet de graver l'ensemble des couches présentes sur le substrat jusqu'à supprimer la couche sous-couche de cuivre permettant la croissance électrolytique. Bien que cette technique grave toute la surface du substrat l'épaisseur de la sous-couche étant d'une centaine de nanomètres alors que la bobine électro-déposée est de $30\ \mu\text{m}$, cette épaisseur se trouve être relativement peu réduite.

Réalisation des raidisseurs :

La mise en forme des raidisseurs passe par la gravure du silicium de la couche "Handle" sur une profondeur de $300\ \mu\text{m}$, ce qui impose l'utilisation d'une méthode de gravure profonde du silicium. Le bâti que nous utilisons pour réaliser cette opération

est le même bâti que celui utilisé à l'étape de gravure des bras de suspension. Cette étape est particulière car elle usine la face arrière du substrat alors que cette étape doit être alignée avec les motifs déjà réalisés sur la face avant. L'usinage de la face arrière d'un substrat impose des précautions particulières lors des étapes précédentes de micro-fabrication. Il est parfois nécessaire de protéger le face arrière du substrat afin de ne pas réaliser d'opérations indésirables sur celle-ci comme lors de l'étape d'isolation de la piste sous la bobine.

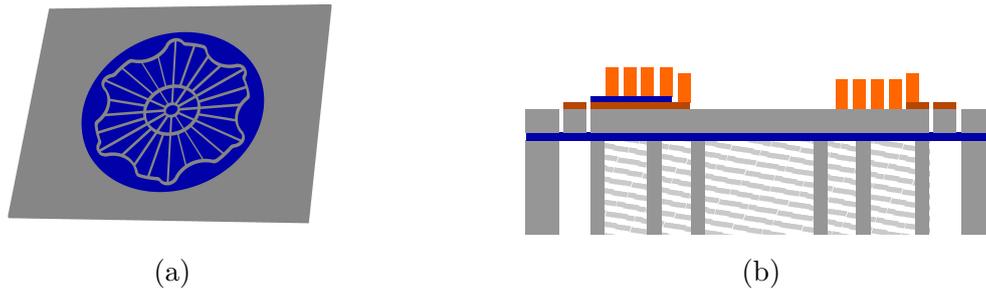


FIGURE 3.8 – Réalisation des raidisseurs en face arrière.

Libération de la partie mobile :

La dernière étape a pour but de libérer la partie mobile du micro-HP. À ce stade, il ne reste plus que la fine couche de silice ("Box") de 500 nm séparant la couche "Device" et la couche "Handle" du SOI. Pour la graver et libérer la partie mobile, nous utilisons le même bâti de RIE que celui utilisé pour la mise en forme de la couche isolante. Pour enlever la silice nous réalisons l'étape de gravure du côté des raidisseurs (face "Handle") dans le but d'enlever la silice sous les bras de suspension afin de contrôler plus précisément la raideur de la suspension du micro-HP. Cette raideur sera alors seulement composée des bras de suspension en silicium d'une épaisseur de 20 μm .

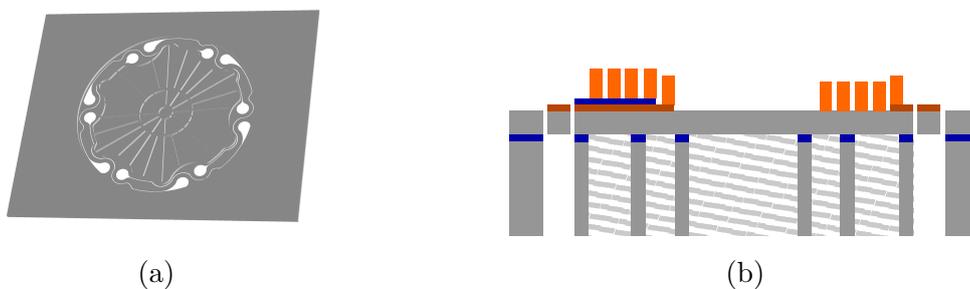


FIGURE 3.9 – Libération de la membrane en retirant la couche "Box" du SOI.

3.2.3 Rayonnement acoustique

Contrairement aux haut-parleurs classiques, la suspension du haut-parleur silicium est usinée dans la matière, ce qui a pour effet de créer une connexion acoustique entre le fluide de la face avant et le fluide de la face arrière du micro-HP. Ce phénomène appelé court-circuit acoustique est accentué dans les basses fréquences en raison des forts déplacements hors plan pouvant être réalisés par la partie mobile du transducteur (fig. 3.10).

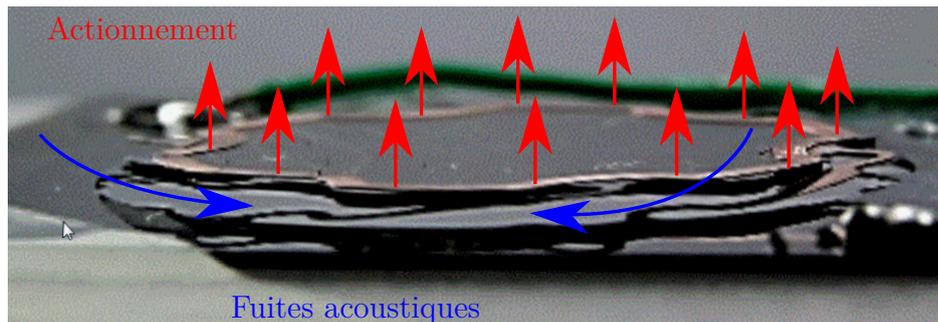


FIGURE 3.10 – Déplacement hors plan.

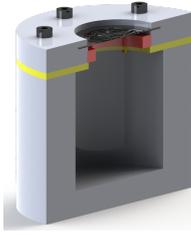
3.2.3.1 Performances acoustiques sans joint

Nous nous intéresserons dans cette partie à la quantification du phénomène de court-circuit acoustique qui permettra de déterminer l'importance de ces fuites acoustiques et de voir leurs effets sur le niveau sonore restitué par le micro-HP. L'effet des courts-circuits acoustiques est étudié pour les deux configurations présentées dans le tableau 3.3. Ces deux configurations de micro-HP ne possèdent pas de solution contre les courts-circuits acoustiques mais ont des configurations d'aimants différentes : un seul aimant (en rouge) annulaire pour le micro-HP B, et deux aimants (en rouge) concentriques (1 annulaire et 1 cylindrique) pour le micro-HP C.

Les mesures de niveaux de pression acoustique ont été réalisées en chambre anéchoïque à partir d'une chaîne de mesure microphonique composée d'un conditionneur Nexus B&K², d'un microphone 1/4" placé à 10 cm de la partie mobile (fig. 3.11). La chaîne d'excitation est composée d'un amplificateur audio capable de générer le courant nécessaire au pilotage du micro-HP. Les deux chaînes de mesure et d'excitation sont reliées à un analyseur de spectre placé à l'extérieur de la salle anéchoïque qui permet de générer le signal envoyé à l'amplificateur audio et de traiter le signal acoustique capté par le microphone par l'intermédiaire du conditionneur.

2. Brüel & Kjær

TABLEAU 3.3 – Conditions de mesures du niveau acoustique.

Configuration	microHP B	microHP C
Schéma		
Hauteur de la cavité arrière	30 cm	24 cm
Volume de la cavité arrière	21 cm ³	21 cm ³
Facteur de force (Bl)	0.06	0.20
Puissance électrique (Pe)	9,3 mW	9,3 mW

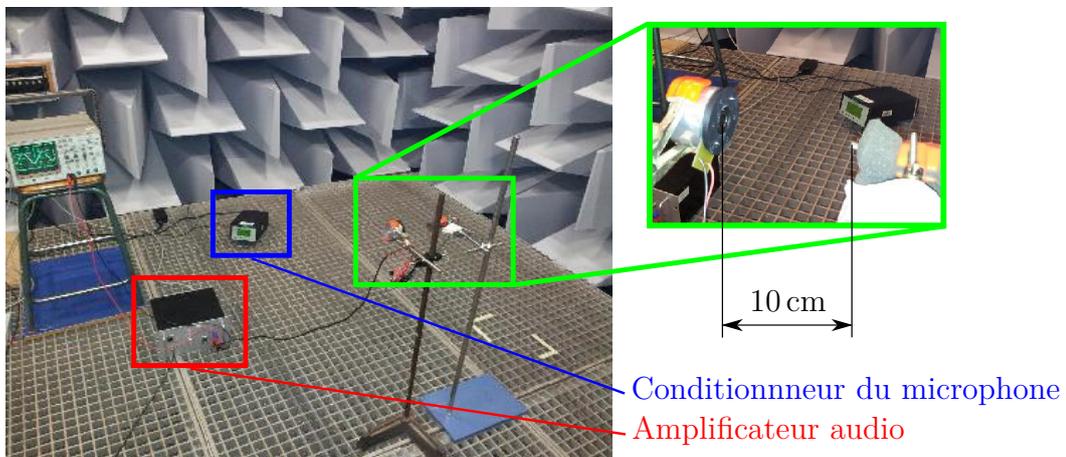


FIGURE 3.11 – Caractérisation acoustique réalisée en chambre anéchoïque.

On remarque différents points sur les mesures du niveau acoustique des configurations B et C du micro-HP silicium présentés à la figure 3.12 :

- la différence de niveau acoustique entre les deux courbes est due à l'amélioration du champ magnétique produite par l'aimant cylindrique. L'étude de cette configuration est développée dans la partie 3.3.2.
- des résonances acoustiques et mécaniques perturbent le niveau acoustique émis par les micro-HP créant des bandes de fréquences étroites où le niveau acoustique produit est presque nul.

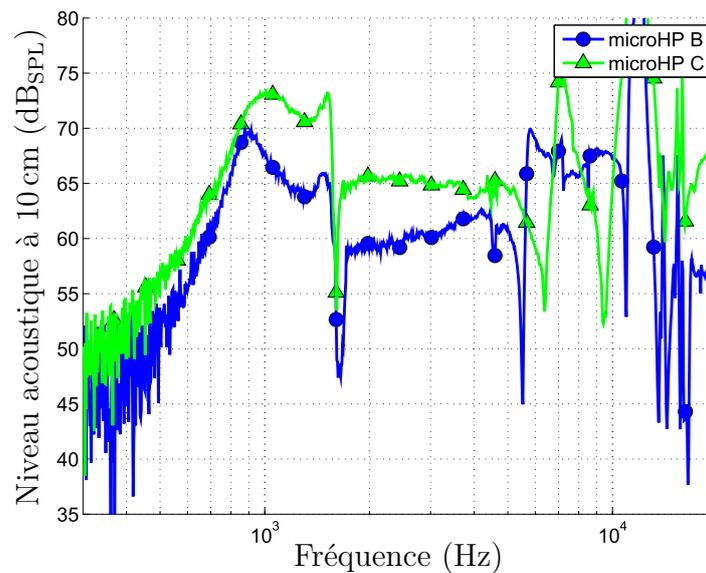


FIGURE 3.12 – Niveaux acoustiques mesurés à une distance de 10 cm sans joint avec une cavité de 21 cm^3 pour les micro-HP de configuration B et C.

3.2.3.2 Mesure des déformées de la structure

Afin d'observer les phénomènes qui perturbent le rayonnement acoustique, et donc ceux qui sont susceptibles de limiter la génération de niveau acoustique, des mesures au vibromètre laser à balayage ont été réalisées pour le micro-HP silicium de configuration B. La figure 3.13 présente les principales déformées de la partie mobile et des bras de suspension qui perturbent le rayonnement acoustique dans la gamme de fréquences allant de 1500 Hz à 12 000 Hz.

On voit sur cette figure qu'à la fréquence de 1647 Hz, la partie mobile bouge très peu alors que les bras se déplacent plus fortement. Cette déformation des bras de suspension est due à leur souplesse. Le silicium est un matériau qui possède une forte rigidité ($E_{Si}=170 \text{ GPa}$) mais les bras de suspension ont une épaisseur de seulement $20 \mu\text{m}$. Bien que cette faible épaisseur permette un grand déplacement de la partie mobile du haut-parleur, elle les rend également très flexibles. Lors du déplacement de la partie mobile, la pression au sein de la cavité arrière varie fortement et crée une forte pression qui fait fléchir les bras de suspension. La partie suivante présente des simulations par éléments finis qui ont été réalisées afin d'observer les couplages entre les différentes parties du micro-HP (plaque mobile, bras) et la cavité arrière.

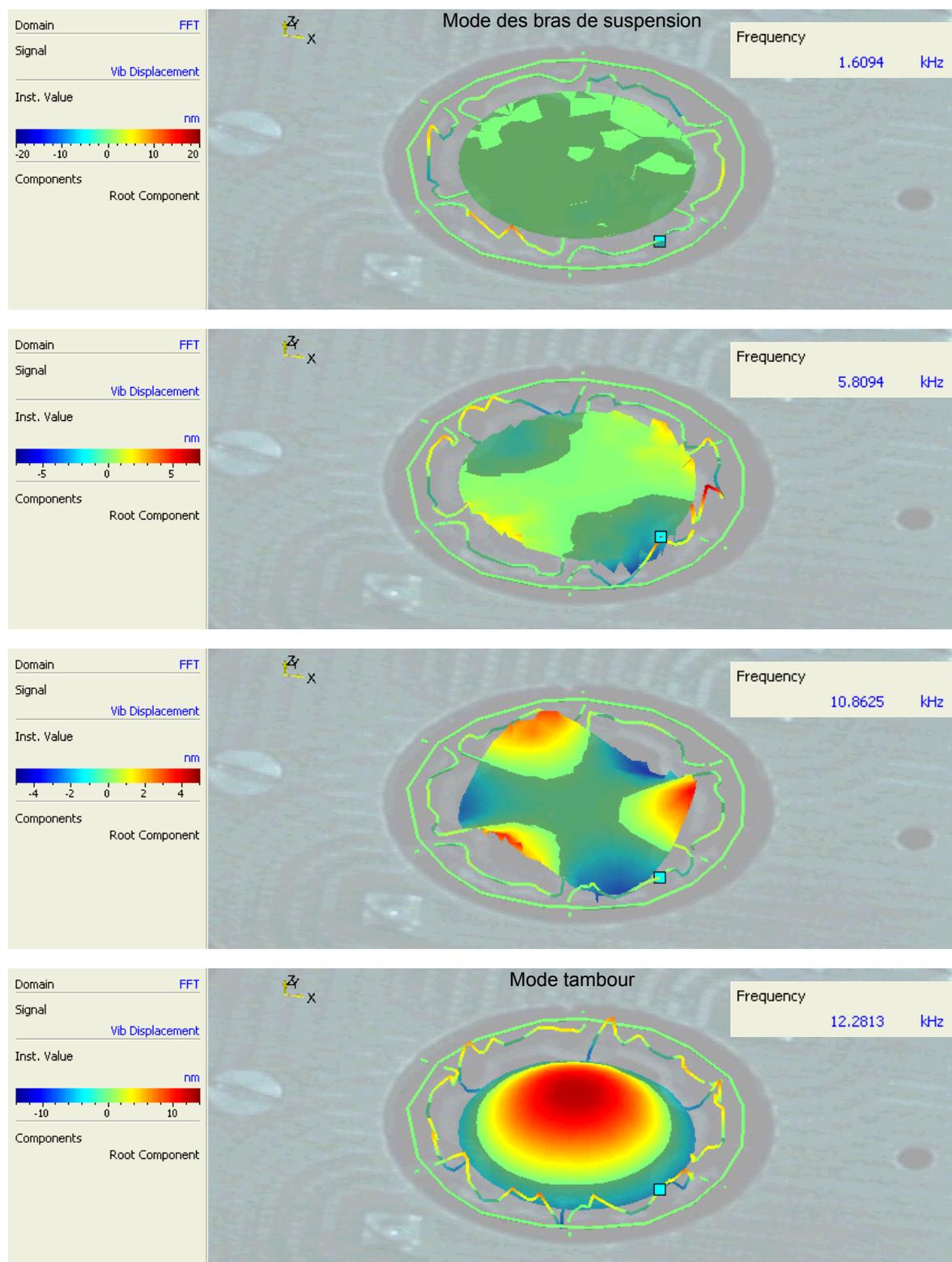


FIGURE 3.13 – Mesures au vibromètre laser du système couplé micro-HP silicium de configuration B + cavité de 21 cm^3 pour une excitation électrique de 5 mW mesurée à 1 kHz.

3.2.3.3 Simulations numériques

La simulation sous COMSOL[®] présente le couplage mécano-acoustique entre les bras de suspension et la surpression au sein de la cavité (fig. 3.14 et 3.15).

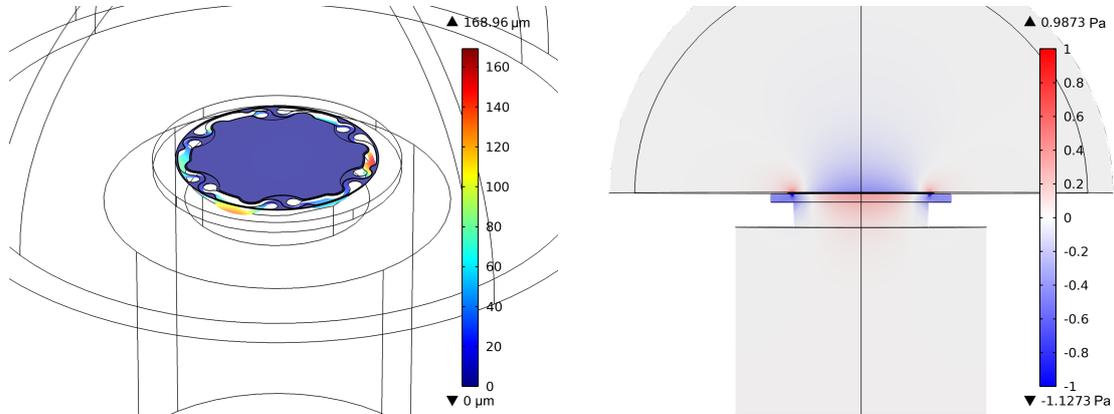


FIGURE 3.14 – Simulation d'un modèle couplé micro-HP silicium configuration B + cavité de 21 cm^3 , couplage fort entre la cavité et les modes de bras à 1656 Hz.

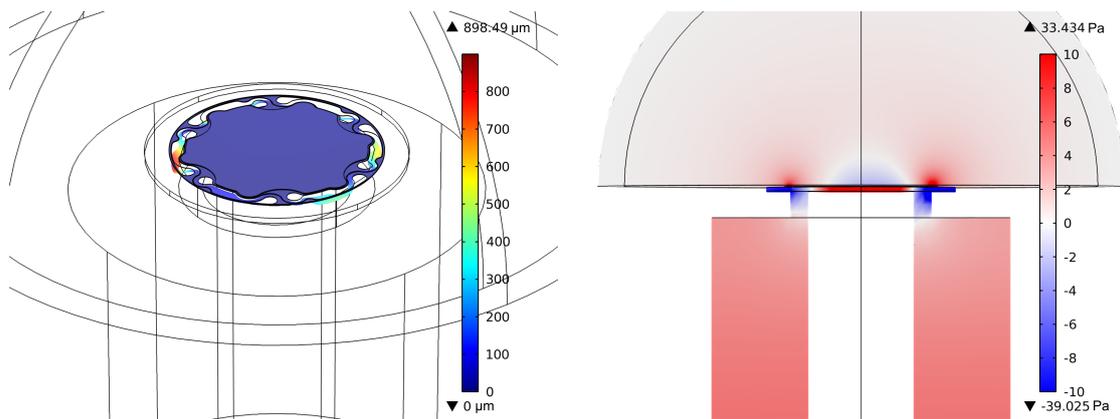


FIGURE 3.15 – Simulation d'un modèle couplé micro-HP silicium configuration C + cavité de 21 cm^3 , couplage fort entre la cavité et les modes de bras à 1649 Hz.

Comme on peut le voir sur les simulations des micro-HP de configurations B et C, la pression rayonnée par la partie mobile est faible (proche de 0 Pa). Cette faible émission acoustique est due au mode des bras de suspension créant une surpression qui vient annulé la dépression en bleu généré par la partie centrale du transducteur. Le niveau acoustique nulle mesuré à la fréquence de 1600 Hz (présenté à la figure 3.13) provient donc du mode des bras de suspension qui a été vérifié par la mesure au vibromètre laser à balayage et par la modélisation par éléments finis du micro-HP.

3.3 Optimisation acoustique du micro-HP silicium

Cette partie présente les travaux réalisés sur l'optimisation du rendement de conversion électro-acoustique. La première optimisation du micro-HP silicium porte sur une nouvelle méthode de suppression des courts-circuits acoustiques qui sera comparée à la solution actuellement utilisée. Il s'avère que cette solution permet également de limiter l'influence des modes présentés à la figure 3.13 sur le rendu acoustique du micro-HP. La seconde optimisation porte sur l'amélioration du rendement de conversion électromécanique en augmentant la valeur du facteur de force du micro-HP silicium.

3.3.1 Suppression des courts-circuits acoustiques

Le problème du court-circuit acoustique peut être résolu de plusieurs façons. La plus directe et la plus complexe est la modification du design des bras de suspension du micro-HP silicium. Cette solution implique le développement d'un nouveau système de suspension. Le risque majeur de cette solution est la difficulté d'estimer le gain ou la perte du rendement électro-acoustique que la modification de la suspension engendrerait. De par cette modification, il est fortement possible de réduire les qualités et l'amplitude du mouvement hors plan de la partie mobile de ce micro-HP. Cette solution a été écartée car elle implique un grand risque de d'échec (création de nouveaux masques, nouveaux procédés à mettre en place).

Nous nous sommes donc orientés vers une solution qui consiste à ajouter un joint en polymère thermoformé, solution qui sera comparée à celle utilisant le report d'un film de latex positionné du côté des raidisseurs.

3.3.1.1 Film en latex

Les courts-circuits, induits par la forme des bras de suspension, impactent les performances acoustiques du micro-HP silicium principalement dans les basses fréquences lorsque l'excursion de la partie mobile est grande, c'est-à-dire, lorsque l'actionnement est important. Il a été montré dans le paragraphe précédent, que la cavité utilisée à l'arrière du micro-HP peut mettre en vibration les bras de suspension et perturber le rayonnement acoustique. Bien que la souplesse des bras de suspension soit un atout pour l'obtention de grands déplacements, elle est aussi un inconvénient car les bras de suspension sont très fortement sollicités par la pression acoustique générée dans la cavité arrière. Pour pallier ces problèmes de courts-circuit et de débit d'air au niveau des bras, une solution à base de film en latex collé sur la face arrière du dispositif a été réalisé lors de la thèse d'Iman Shahosseini (voir Fig. 3.16) afin de supprimer le débit de fluide entre la face avant et la face arrière de la partie mobile. Bien que cette solution résolve les problèmes de courts-circuits acoustiques et d'excitation des bras de

suspension, elle apporte une forte raideur à la suspension, principalement pénalisante lors des grands déplacements.



FIGURE 3.16 – Transducteur avec film en latex.

Un autre point important pour notre utilisation en tant qu'absorbeur acoustique est la répétabilité du processus de pose du film servant de joint. La pose du film étant réalisée manuellement, la tension est difficilement contrôlable et induit alors un ajout de raideur variable qui modifie la fréquence de résonance du micro-HP. Après différents essais de pose du film en latex, on peut constater que la raideur du dispositif varie de 100 N/m à 500 N/m.

La raideur statique obtenue avec le film en latex est de 140 N/m pour l'échantillon présenté dans le manuscrit d'Iman Shahosseini (fig. 3.17).

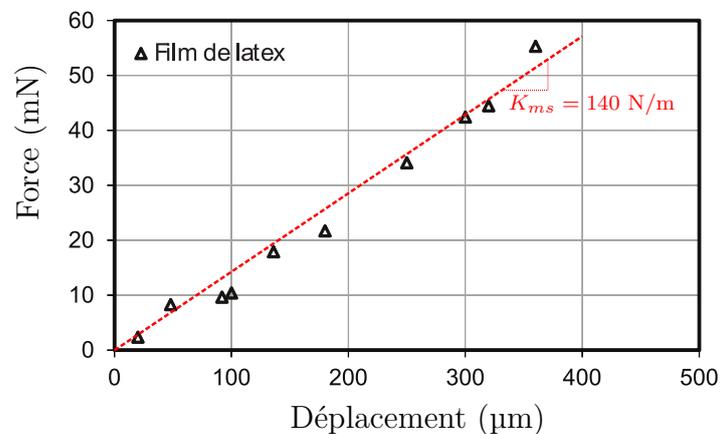


FIGURE 3.17 – Caractéristiques statiques force-déplacement mesurés sur des transducteurs équipés du film de latex [56].

La figure 3.18 présente le niveau acoustique obtenu avec le film en latex couplé à une cavité de 100 cm^3 pour une puissance électrique injectée de 500 mW . La solution en latex permet d'obtenir un niveau acoustique proche de $80\text{ dB}_{\text{SPL}}$ à 10 cm après la fréquence de résonance du système qui est située à 500 Hz . On remarque sur la figure que l'effet des modes des bras de suspension, sur le niveau acoustique produit, est atténué car il n'y a plus de transferts de fluide entre la face avant et la face arrière du micro-HP et donc que ces modes sont moins sollicités.

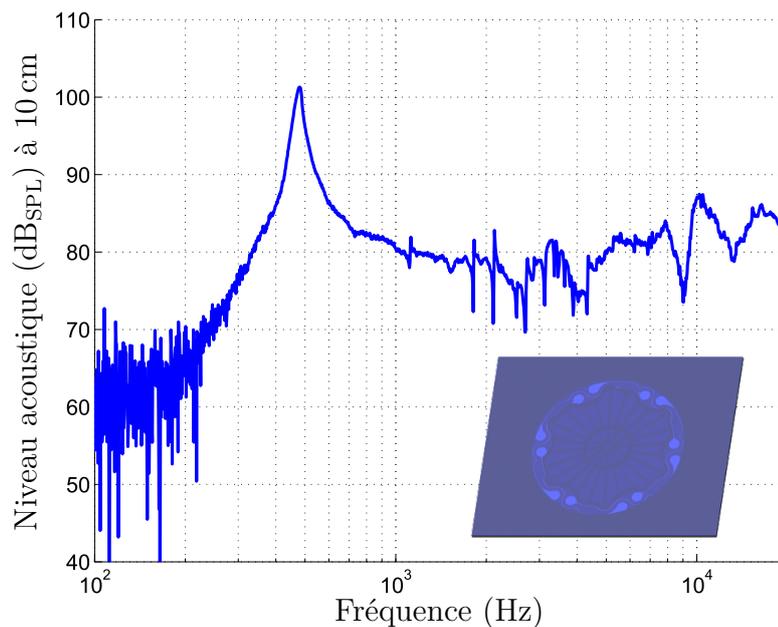


FIGURE 3.18 – Niveau acoustique mesuré à une distance de 10 cm pour le micro-HP silicium avec joint en latex et placé sur une cavité de 100 cm^3 pour une puissance électrique injectée de 500 mW [45].

3.3.1.2 Film polymère thermoformé

Si la solution du film de latex permet de supprimer les courts-circuits acoustiques et d'atténuer l'effet des modes des bras de suspension, elle possède l'inconvénient d'apporter de la raideur au système. Elle est également difficile à mettre en place à cause de la tension qui peut être mise sur le film lors de l'application sur la surface du micro-HP. Pour pallier ce problème de répétabilité, nous avons choisi de réaliser une solution contre les courts-circuits acoustiques à base d'un film polymère thermoformé. Le polymère choisi est le polyéthylène de $100\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur connu pour être thermoformable. L'avantage de former le film est de réduire les contraintes de traction résiduelles et donc de réduire la raideur induite sur la suspension du micro-HP. Cette absence de contraintes doit être avérée au repos mais également durant toute la course de la partie

mobile. Une forme d'arc de cercle a donc été choisie afin de réduire l'ajout de rigidité du joint, car cette forme limite les efforts en traction exercés sur le film lors des déplacements de la partie mobile.

Une fois le film formé, il doit être transféré et collé sur la surface du micro-HP. Les étapes de thermoformage et de collage du film thermoformé sur le micro-HP sont décrites figure 3.19.

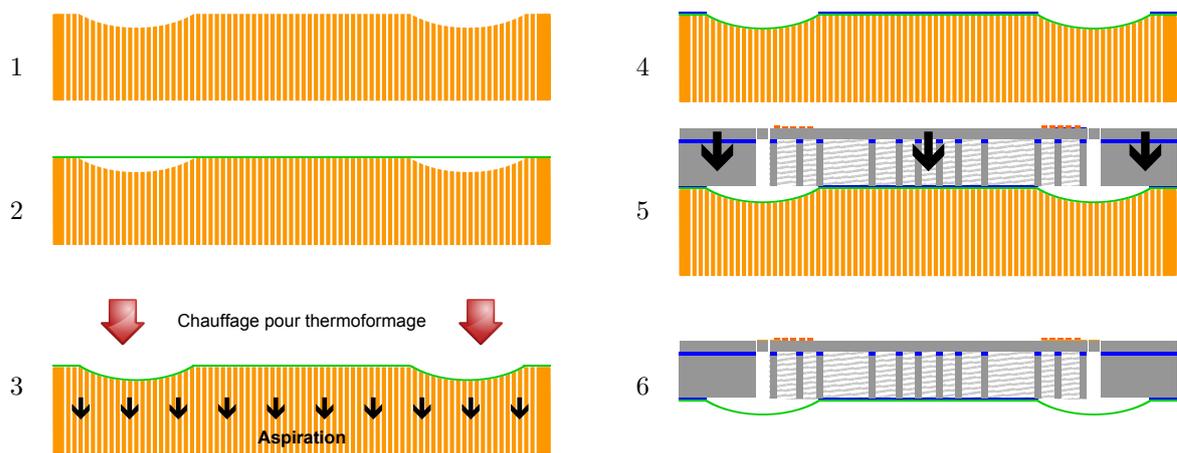


FIGURE 3.19 – Récapitulatif des solutions de suppression du court-circuit acoustique.

La fabrication du film thermoformé consiste à réchauffer le film en polyéthylène lorsqu'il est soumis à la déformation souhaitée afin qu'il conserve cette déformation. Pour réaliser cette déformation du film, un moule en téflon[®] composé de micro-trous (fig. 3.20a) a été usiné. Le téflon[®] a été choisi car le polymère adhère peu à la surface de ce matériau, même lorsque le polyéthylène est réchauffé. Les micro-trous de diamètre 500 μm permettent une aspiration du film à l'intérieur du moule grâce à un support mis sous vide par une pompe afin générer la dépression sous le film. Une fois le film aspiré et formé dans le moule, il est chauffé pour qu'il conserve la forme du moule. La dernière étape est le transfert du film polymère sur la surface du micro-HP. Pour ce faire, nous ajoutons de la colle seulement sur les parties en contact avec le silicium. Contrairement au film en latex l'application de la colle est facilité car la surface d'adhésion du film est délimitée par la forme bombée au niveau des bras de suspension en silicium. Afin d'aligner le film et le micro-HP, la forme du micro-HP a été usinée dans le moule. Une fois le scellement du film sur le micro-HP terminé, nous retirons l'ensemble film + micro-HP du moule. Il suffit ensuite de découper le surplus de film autour du micro-HP afin d'obtenir le résultat présenté figure 3.20b.

Ce film avec la forme bombée à la particularité de pouvoir être placé soit sur la face côté bobine ou soit sur la face côté raidisseurs. Pour simplifier l'assemblage des micro-HP dans le montage de paroi acoustique absorbante et pour optimiser le champ magnétique au niveau de la bobine grâce à la solution présentée dans la partie 3.3.2,

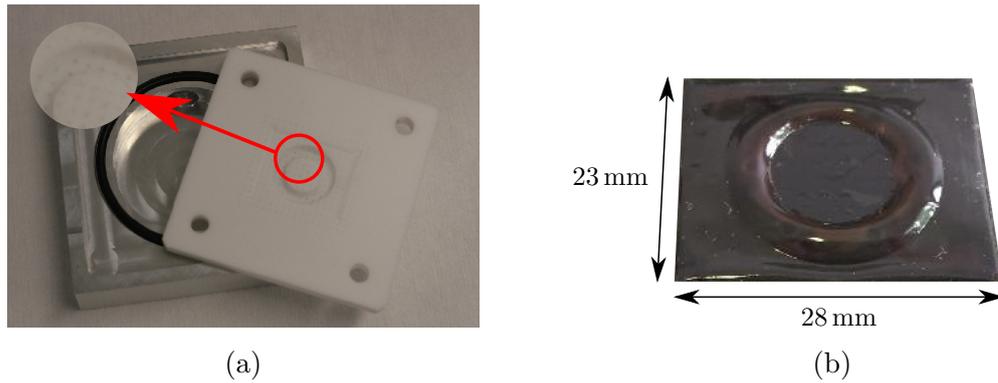


FIGURE 3.20 – (a) Support pour maintenir le vide et moule en téflon[®] micro-perforé ; (b) micro-Haut-Parleur muni d'un joint en polymère côté bobine.

nous avons choisi une intégration de la solution sur la face côté raidisseur.

Les caractéristiques de raideur statiques obtenues avec le joint polymère sont présentées sur la figure 3.21. On s'aperçoit que le comportement semble linéaire sur une large gamme de déplacement allant de $-300\ \mu\text{m}$ à $300\ \mu\text{m}$.

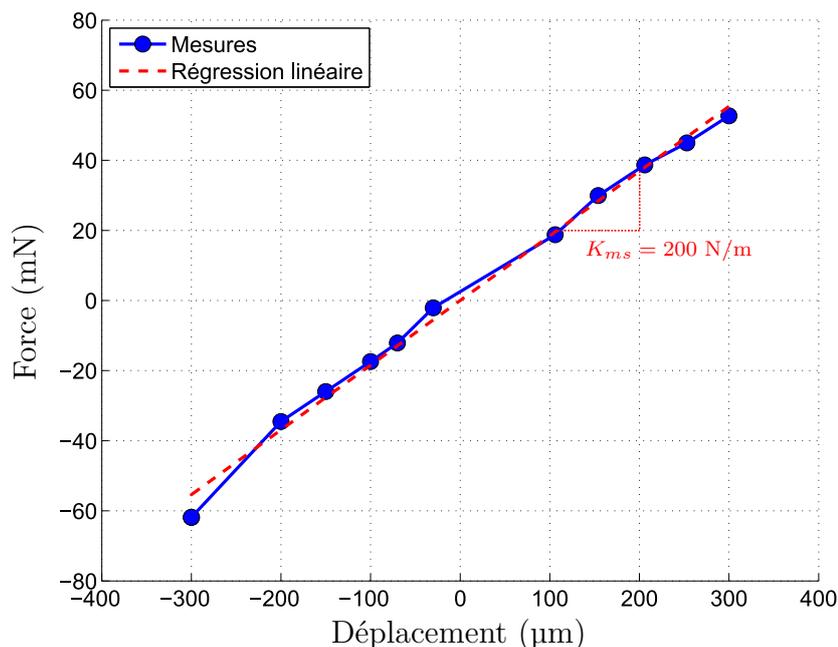


FIGURE 3.21 – Caractéristiques statiques force-déplacement mesurés sur des transducteurs équipés du joint en polymère.

La figure 3.22 présente le niveau acoustique obtenu pour le micro-HP assemblé avec un joint polymère, une cavité arrière de $21\ \text{cm}^3$ et une puissance électrique injectée de $500\ \text{mW}$. On peut voir sur la courbe (fig. 3.22) la suppression ou la réduction de l'effet des modes de structure sur le niveau acoustique produit, qui était observable sur la figure 3.12. Les vibrations des bras de suspension et l'effet de la suppression dans la

cavité rayonnée vers l'avant sont fortement atténués. On observe également que le pic de résonance est lissé et que le niveau acoustique semble moins accidenté sur la gamme de fréquences mesurées par rapport à la solution avec le film en latex. Les mesures de performances acoustiques ne peuvent être comparées pour les configurations avec film latex ou avec joint en polymère thermoformé, car les conditions de mesure du niveau de pression ne sont pas les mêmes dans les deux cas, la cavité et la configuration d'aimant sont différentes. L'effet des deux solutions contre les courts-circuits acoustiques sont caractérisés dans la partie 3.4.1 de ce chapitre.

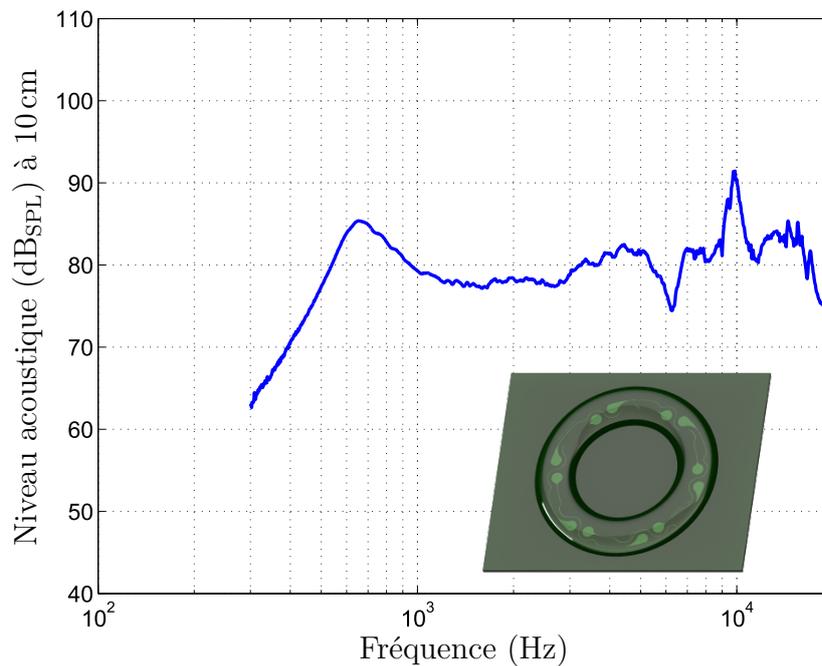


FIGURE 3.22 – Niveau acoustique, mesuré à une distance de 10 cm, produit par le micro-HP E placé sur une cavité arrière de 21 cm^3 pour une puissance électrique injectée de 500 mW.

3.3.1.3 Comparaison

Les deux solutions proposées dans cette partie possèdent chacune des avantages et des inconvénients qui sont listés dans le tableau 3.4.

Des essais avec un polymère plus souple que le polyéthylène ont été entrepris mais n'ont pas conduit à une intégration facile de la solution sur la surface du micro-HP. Les problèmes rencontrés étaient principalement dûs aux faibles épaisseurs visées et à la fragilité du film lors du transfert. Ces essais et la méthode de fabrication sont présentés en annexe I.

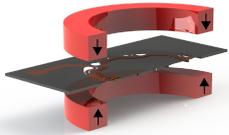
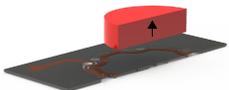
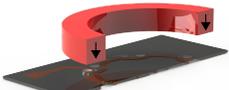
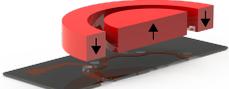
TABLEAU 3.4 – Comparaison des deux solutions contre les courts-circuits acoustiques.

Solutions	Film latex	Joint polymère
Avantages	Souple	Intégration possible sur les deux faces Collage facilité Modification de la forme
Inconvénients	Répétabilité de fabrication Répartition de la colle Vieillessement	Assez rigide Vieillessement

3.3.2 Amélioration du rendement du moteur électrodynamique et réduction de l'encombrement

Comme nous avons pu le voir précédemment deux facteurs permettent d'améliorer le rendement de conversion acousto-électrique des micro-HP, le premier est la minimisation de la raideur de la suspension dans le but d'augmenter la mobilité de la partie mobile, le second est l'optimisation du facteur de force permettant de convertir le mouvement de la partie mobile en énergie électrique. L'optimisation du nombre d'aimants et de leurs positions a déjà fait l'objet d'une étude durant la thèse d'Iman Shahosseini, les résultats ont abouti à l'utilisation de 2 aimants annulaires positionnés de part et d'autre de la partie mobile du micro-HP (n°1). Dans cette partie nous présenterons d'autre configurations alliant un aimant annulaire avec un aimant cylindrique. Les différentes configurations d'aimants étudiées dans ce manuscrit sont présentées dans le tableau 3.5.

TABLEAU 3.5 – Configurations et dimensions des aimants étudiées.

	Schéma	Dimensions	Magnétisation
n°1		$R_{in} = 8 \text{ mm},$ $R_{ext} = 11 \text{ mm},$ $h = 3 \text{ mm}$	$2 \times 1,5 \text{ T}$
n°2		$R = 6 \text{ mm},$ $h = 3 \text{ mm}$	$1,34 \text{ T}$
n°3		$R_{in} = 8 \text{ mm},$ $R_{ext} = 11 \text{ mm},$ $h = 3 \text{ mm}$	$1,5 \text{ T}$
n°4		$n^{\circ}2 + n^{\circ}3$	$1,5 \text{ T} + 1,34 \text{ T}$

Le facteur de force Bl est le facteur de conversion mécano-électrique qui permet de relier la force d'actionnement de la partie mobile au courant injecté dans la bobine. Dans le cas de fonctionnement du micro-HP en absorbeur acoustique, le facteur de force Bl relie le mouvement de la bobine (partie mobile du micro-HP) dans le champ magnétique du ou des aimant(s) permanent(s) à la force électro-motrice générée aux bornes de la bobine. Ce facteur dépend fortement de la configuration spatiale aimant-bobine. La bobine étant fixée spatialement par le design du micro-HP avec une localisation suivant l'axe \vec{r} entre environ 6 mm et 7,5 mm par rapport au centre, les variables pouvant être ajustées sont la forme, la position, le nombre et la magnétisation des aimants utilisés pour améliorer le facteur de force [60]. Les aimants utilisés sont des aimants néodyme-fer-bore avec une aimantation pouvant atteindre 1,5 T qui correspond à des aimants à forte polarisation pour leurs tailles.

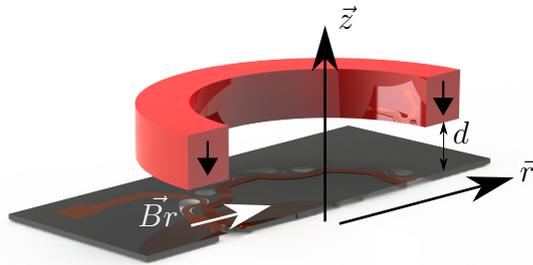


FIGURE 3.23 – Schéma de principe de la détermination par simulations de la composante radiale du champ magnétique \vec{B}_r .

La répartition du champ magnétique pour ces configurations d'aimants est déterminée à partir d'une modélisation analytique basée sur une approche coulombienne [61, 62, 63] présentée en annexe J. Les résultats de calcul de la composante radiale du champ magnétique obtenus pour les configurations d'aimants n°2 et n°3 sont présentés figure 3.24 pour différentes distances entre l'aimant et la bobine d .

Ces simulations permettent d'observer que les champs magnétiques créés par chacun de ces deux aimants sont complémentaires au niveau de la bobine localisée dans la zone orange des courbes. Les simulations du champ magnétique au niveau des spires de la bobine permettent de déterminer le facteur de force réalisé par le couple bobine-aimants en intégrant la réaction du champ magnétique sur toute la longueur des spires de la bobine (fig. 3.25). On remarque ici que le facteur de force varie plus fortement pour la configuration n°2 que pour la configuration n°3. Ceci est dû à la variation de la composante radiale du champ magnétique qui est moins importante au niveau de la bobine pour la configuration n°3 que pour la configuration n°2 (fig. 3.24).

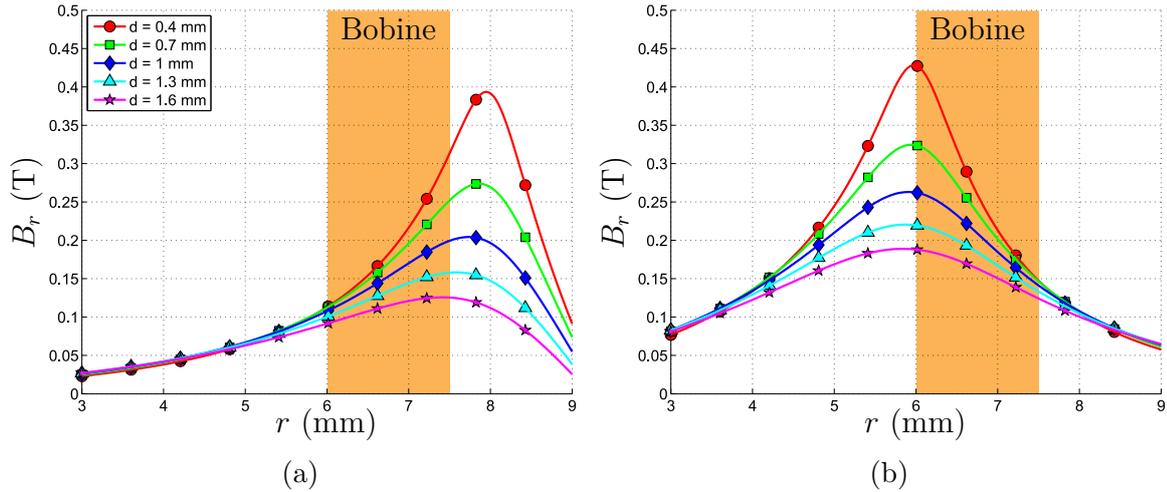


FIGURE 3.24 – Composante radiale B_r du champ magnétique simulé (a) pour l’aimant annulaire n°3 et (b) pour l’aimant cylindrique n°2.

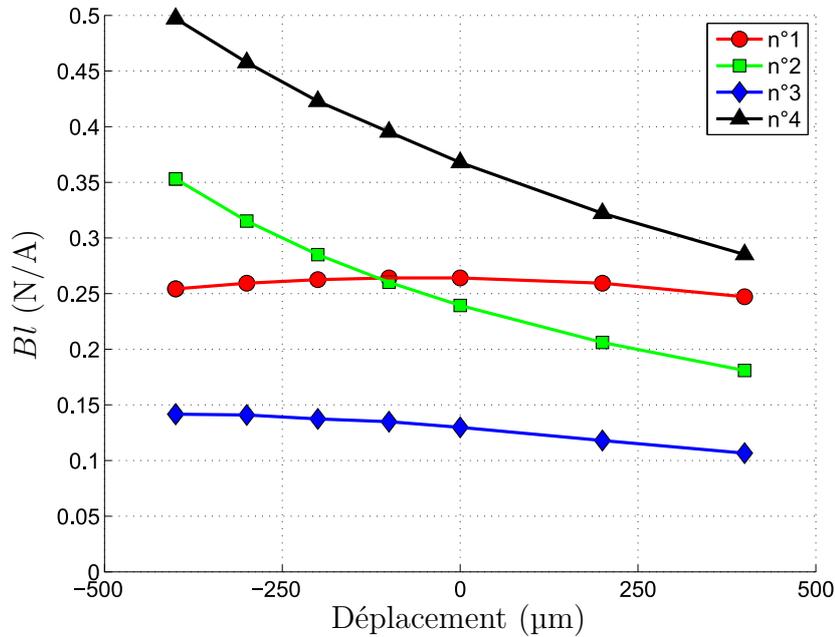


FIGURE 3.25 – Simulations du facteur de force pour différentes configurations d’aimants placées à 0,5 mm de la bobine.

On remarque également que la configuration n°1 offre la meilleure linéarité sur la course allant de $-400 \mu\text{m}$ à $400 \mu\text{m}$ mais que la configuration n°4 est celle qui génère le plus fort facteur de force. La linéarité de la configuration n°1 est due à la symétrie des deux aimants ce qui n’est pas le cas pour la configuration n°4 qui est basée sur deux aimants placés du même côté de la bobine. La caractérisation des configurations n°1,3,4 est présentée dans la partie 3.4.2 consacrée à la caractérisation des non-linéarités du micro-HP silicium.

3.4 Caractérisation du comportement des deux transducteurs utilisés

Cette partie présente la méthode utilisée pour déterminer les paramètres de Thiele & Small nécessaires au modèle analytique développé dans le chapitre 2. Cette caractérisation est réalisée pour 2 haut-parleurs de caractéristiques différentes. Le premier est le transducteur du commerce de marque Visaton K16-50 Ω (fig. 3.26) et le second est le transducteur en silicium pour différentes configurations d'aimants et de solutions contre les fuites acoustiques.

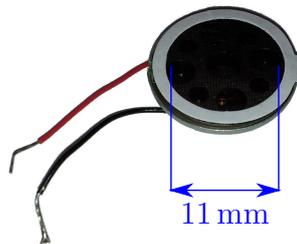


FIGURE 3.26 – Photo du haut-parleur Visaton K16-50 Ω .

La méthode retenue pour la caractérisation des transducteurs utilisés en tant qu'absorbeurs acoustiques nécessite la mesure du déplacement de la partie mobile grâce à un laser et les mesures de la tension et du courant aux bornes du transducteur (fig. 3.27). Le banc de caractérisation utilisé est le banc développé par la société KLIPPEL[®] qui permet de mesurer les caractéristiques électro-mécano-acoustiques des transducteurs pour deux domaines d'excitations. Pour le premier domaine dit "linéaire", l'excitation du transducteur est réalisée avec des signaux de faible amplitude afin de définir son comportement à partir de constantes localisées communément appelées paramètres de Thiele & Small. Le deuxième domaine dit "non-linéaire" concerne la détermination de la réponse du transducteur lorsqu'il est excité avec des signaux de forte amplitude. On observe alors une dépendance des différents paramètres de Thiele & Small à l'amplitude du déplacement de la partie mobile (qui est fonction de la fréquence et de la puissance du signal d'excitation).

Dans cette partie nous déterminons les paramètres linéaires pour les deux types de transducteurs utilisés dans la réalisation des prototypes de paroi acoustique absorbante. Nous observons également les non-linéarités pouvant apparaître lors d'excitations avec de forts signaux pour le micro-HP pour différentes configurations d'aimants et de solutions contre les courts-circuits acoustiques.

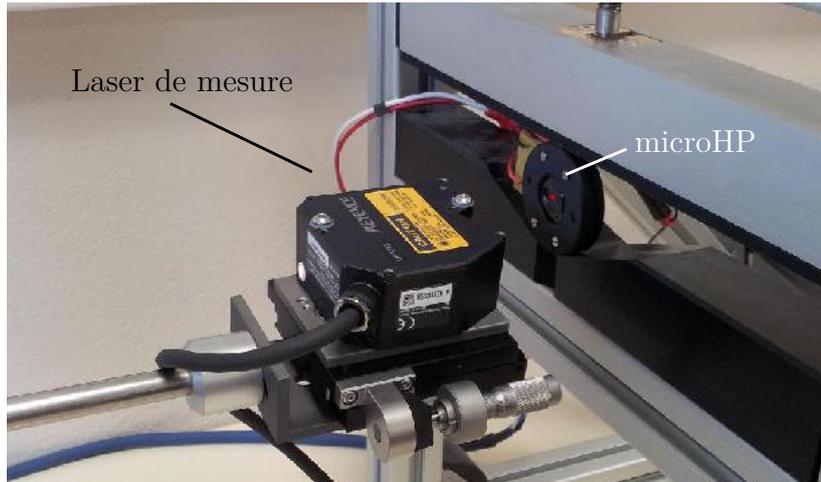


FIGURE 3.27 – Caractérisation des transducteurs par le banc KLIPPEL®.

3.4.1 Comportement linéaire

Les paramètres linéaires caractérisant le transducteur sont obtenus pour une excitation avec des signaux de faible amplitude. La mesure de l'impédance électrique du transducteur, couplée à la mesure de la vitesse grâce au laser, permettent d'ajuster les paramètres afin de caler au mieux au modèle linéaire du comportement des transducteurs électrodynamiques qui peut être mis sous la forme :

$$\frac{U_{HP}}{I_{HP}} = R_e + j\omega L_e + \frac{(Bl)^2}{j\omega M_{ms} + R_{ms} + \frac{1}{j\omega C_{ms}}}, \quad (3.1)$$

$$U_{HP} = Z_e \cdot I_{HP} + Bl \cdot V_m, \quad (3.2)$$

où la première équation représente la variation d'impédance électrique aux bornes du transducteur en fonction de la fréquence, et où la seconde équation représente la tension aux bornes du transducteur qui est fonction de l'impédance électrique de la bobine (Z_e), du courant la traversant (I_{HP}), du facteur de force (Bl) et de la vitesse de la partie mobile (V_m).

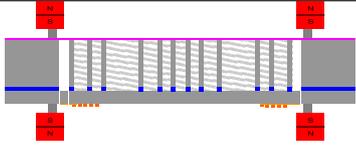
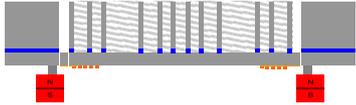
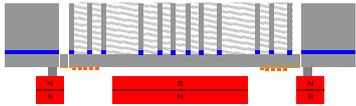
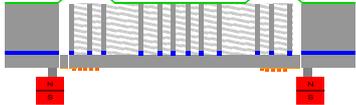
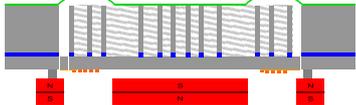
En mesurant la tension (U_{HP}), le courant (I_{HP}) aux bornes de la bobine et la vitesse de la partie mobile (V_m), il est possible de remonter à l'ensemble des paramètres linéaires. Les conditions aux limites en fréquences permettent d'obtenir deux des inconnues du modèle électro-acoustique du transducteur, aux basses fréquences la valeur de R_e et aux hautes fréquences, la valeur de L_e car le terme définissant le comportement mécanique $\frac{(Bl)^2}{j\omega M_{ms} + R_{ms} + \frac{1}{j\omega C_{ms}}}$ peut être négligé.

Le tableau 3.6 ci-dessous présente les paramètres linéaires obtenus pour le HP Visaton K16-50 Ω et le micro-HP pour différentes configurations décrites dans le tableau 3.7.

TABLEAU 3.6 – Paramètres linéaires obtenus pour différents haut-parleurs et différentes configurations.

Paramètres	Visaton K16	microHP A	microHP B	microHP C	microHP D	microHP E
F_s Hz	1010	492	68	66	550	580
R_e Ω	48,0	12,5	13,6	13,7	13,5	13,6
L_e H	183×10^{-6}	12×10^{-6}	12×10^{-6}	12×10^{-6}	12×10^{-6}	12×10^{-6}
Bl N/A	0,91	0,10	0,06	0,20	0,05	0,26
M_{md} kg	29×10^{-6}	45×10^{-6}	30×10^{-6}	38×10^{-6}	69×10^{-6}	51×10^{-6}
R_{ms} N s/m	0,060	0,010	0,001	0,001	0,060	0,020
C_{ms} m/N	$0,91 \times 10^{-3}$	$2,30 \times 10^{-3}$	$171,21 \times 10^{-3}$	$149,58 \times 10^{-3}$	$1,22 \times 10^{-3}$	$1,24 \times 10^{-3}$
S_d mm ²	95	189	189	189	189	189

TABLEAU 3.7 – Configurations des micro-HP étudiées dans ce manuscrit.

Configurations micro-HP	Suspension	Aimant	Schéma
A [64]	Film latex + Silicium	2 aimants annulaires	
B	Silicium	1 aimant annulaire	
C	Silicium	1 aimant annulaire + 1 cylindrique	
D	Joint polymère + Silicium	1 aimant annulaire	
E	Joint polymère + Silicium	1 aimant annulaire + 1 cylindrique	

3.4.2 Comportement non-linéaire

Les non-linéarités des HP proviennent principalement de la suspension et de la répartition du champ magnétique autour de la bobine. La détermination des paramètres non-linéaires, proposée par le banc KLIPPEL[®] permet de caractériser l'évolution du facteur de force Bl et de la souplesse de la suspension C_{ms} sur toute la course de la partie mobile. Cette étude nous permet de quantifier l'effet de la configuration des aimants ainsi que l'effet du joint en polymère qui est ajouté à la structure en silicium pour une puissance électrique maximale de 500 mW (fig. 3.28). La méthode de KLIPPEL[®] pour la mesure des non-linéarités des paramètres Bl et C_{ms} nécessite dans un premier temps l'obtention des paramètres linéaires (signaux d'excitation de faible amplitude) présentés dans la partie précédente puis la puissance envoyée aux transducteurs est alors augmentée progressivement jusqu'à la limite imposée de 500 mW.

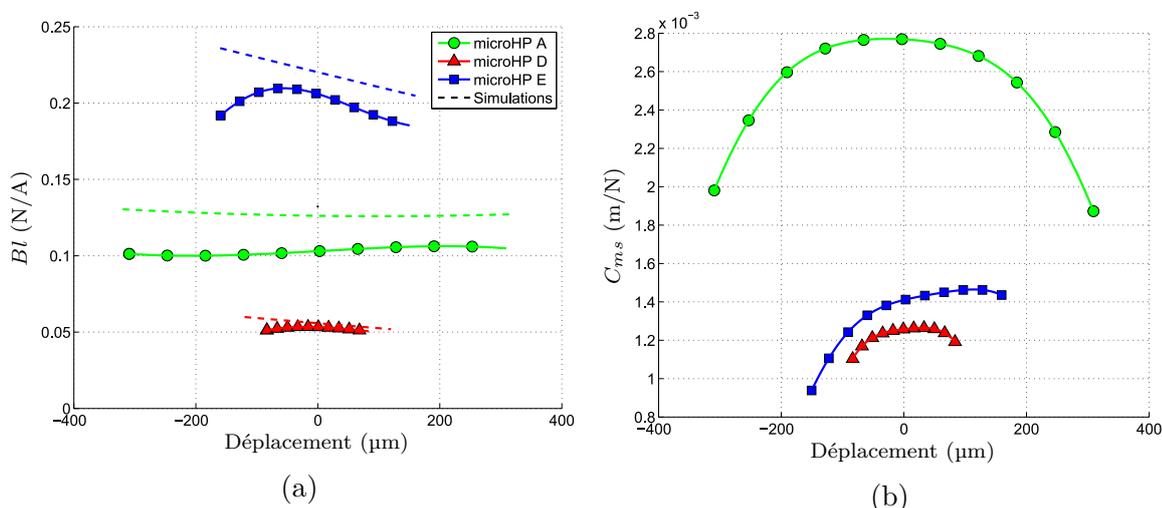


FIGURE 3.28 – Mesures des non-linéarités de différentes configurations de micro-HP pour : (a) le facteur de force Bl , (b) la souplesse de la suspension C_{ms} .

Les paramètres non linéaires des configurations B et C du micro-HP n'ont pu être obtenus à cause de la trop grande souplesse de la suspension qui, lors de fortes excitations, provoquaient un contact de la suspension en silicium soit avec l'aimant soit avec le support, ce qui n'a pas permis l'acquisition des données.

La figure 3.28a présente la comparaison entre les mesures des non-linéarités réalisées à partir du banc KLIPPEL[®] et les simulations du facteur de force présentées dans la partie 3.3.2 de ce chapitre. Le léger écart entre les simulations et la mesure peut être expliqué par la tolérance du montage aimant(s) + micro-HP (centrage et distance aimant(s)/bobine). On observe que les tendances entre la mesure et la simulation semble correspondre pour les configurations A et D mais divergent pour la configuration E du micro-HP. Contrairement à la simulation, la détermination du facteur de force Bl par la méthode de KLIPPEL[®] montre que celui-ci diminue alors que la bobine se rapproche

des aimants. Cet effet peut être expliqué par une mauvaise interprétation du couplage facteur de force et souplesse de la suspension.

On observe sur la mesure de C_{ms} de la configuration E du micro-HP présentée à la figure 3.28b une dissymétrie et une diminution significative de la souplesse (augmentation de la raideur) lorsque la partie mobile se rapproche de l'aimant. Ce phénomène d'ajout de raideur est dû à la fine lame d'air entre la partie mobile et l'aimant qui apparaît pour de forte amplitude de déplacement lorsque la partie mobile se rapproche des aimants ; ce qui crée une raideur supplémentaire. Cet ajout de raideur dû à la configuration géométrique n'est pas pris en compte dans le modèle utilisé par la méthode KLIPPEL[®].

Bien que la configuration E du micro-HP apporte une amélioration d'un facteur deux du facteur de force et permette de réduire par deux le volume total aimants + micro-HP comparée à la solution à base de deux aimants annulaires placés de part et d'autre de la bobine, elle a l'inconvénient d'ajouter une raideur supplémentaire au dispositif pour les forts déplacements. L'intégration des aimants annulaire + cylindrique est facilitée car ces aimants cohabitent facilement dans le même plan. Pour la configuration qui utilise 2 aimants annulaires, la mise en position de ces aimants est difficile car les champs magnétiques doivent être opposés. Cette dernière configuration implique donc la mise en place d'un maintien mécanique plus complexe que le maintien de la solution aimants annulaire + cylindrique pour laquelle seule la force d'attraction dans le plan doit être contrée pour maintenir la concentricité des aimants.

3.4.3 Niveau acoustique en fonction de la puissance électrique injectée

Dans le but de vérifier l'effet de l'ajout de raideur de la lame d'air créée par la proximité de l'aimant cylindrique sur le comportement du micro-HP, nous avons réalisé des mesures acoustiques pour différents niveaux d'excitation électrique. La plage d'excitation choisie est de 9 mW à 500 mW. Les courbes de niveaux de pression acoustique présentées à la figure 3.29 ont été réalisées dans la salle anéchoïque disponible au LAUM avec le micro-HP de configuration E couplé à une cavité de 21 cm³ pour une distance microphone/micro-HP de 10 cm.

Sur la figure 3.30, on observe qu'à faible puissance électrique, le niveau acoustique correspond à la prédiction de l'augmentation de 3 dB par doublement de la puissance électrique alors que, lorsque la puissance est élevée, le niveau acoustique atteint une certaine limite. Cet écart peut être expliqué par la proximité de l'aimant cylindrique qui crée une raideur ajoutée qui est fonction de l'amplitude du mouvement hors plan de la partie mobile et qui limite donc le niveau acoustique produit.

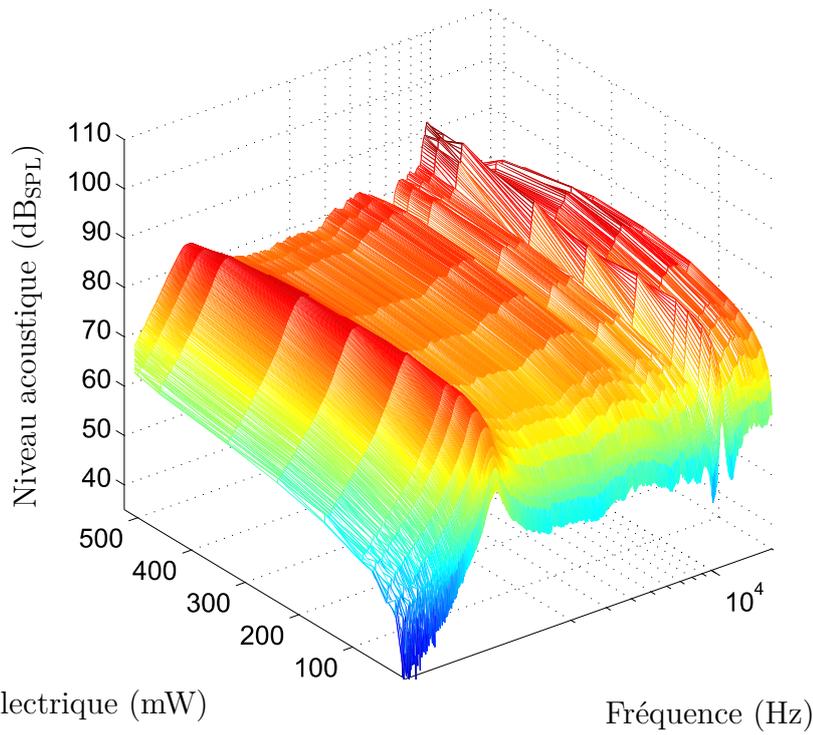


FIGURE 3.29 – Niveau acoustique mesuré à 10 cm en salle anéchoïque pour la configuration E du micro-HP couplé à une cavité de 21 cm³.

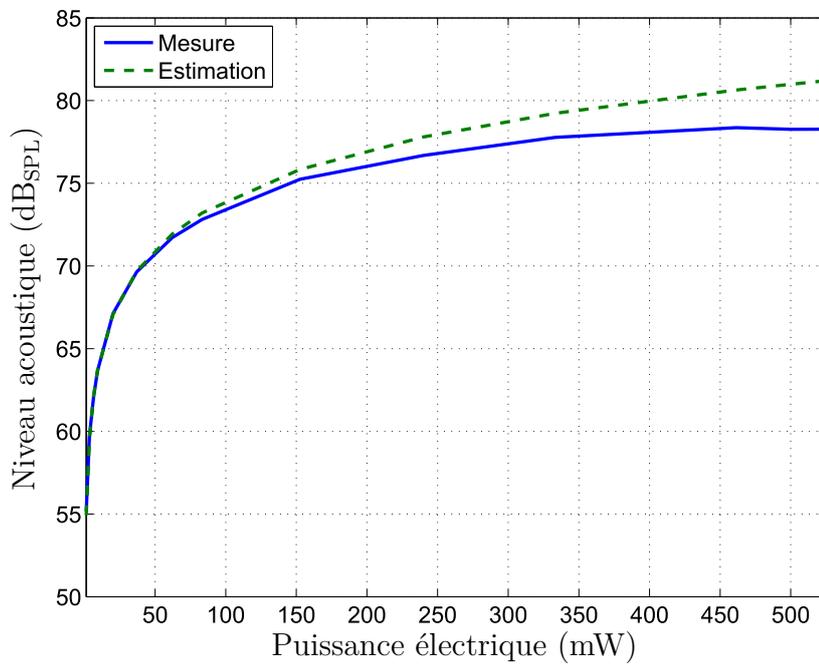


FIGURE 3.30 – Évolution du niveau acoustique mesuré à 2 kHz à 10 cm en fonction de la puissance électrique injectée.

3.5 Optimisations d'assemblage

Des contraintes de micro-fabrication et d'assemblage des micro-HP ont poussé au développement d'étapes supplémentaires pour l'obtention des micro-HP présentés dans ce manuscrit. Bien que nous aurions pu choisir de caractériser un substrat entier composé de 6 micro-HP, nous avons décidé de réaliser un prototype de paroi acoustique absorbante à partir de micro-HP découpés afin de pouvoir les disposer sur la paroi à notre guise et surtout de pouvoir pallier les défauts qui pourraient survenir sur l'un des micro-HP durant le procédé de micro-fabrication.

Ce choix de montage individuel a nécessité la réalisation de micro-HP que les dimensions géométriques extérieures soient maîtrisées et reproductibles (partie 3.5.1). Ce choix de découpe individuelle a occasionné la mise en place d'une solution de prise de contacts électriques sans soudure pour chaque micro-HP (partie 3.5.2).

3.5.1 Découpe des micro-HP

Cette partie présente la méthode de découpe utilisée pour individualiser les 6 micro-HP réalisés par micro-fabrication sur substrat SOI de 100 mm. Bien que le silicium soit un matériau qu'il est possible de cliver, c'est-à-dire qu'il est possible de générer une cassure suivant l'un des plans cristallographiques du matériau, cette méthode nécessite une grande précision sur l'amorce de fracture et également une grande précision sur l'alignement du motif et du substrat lors de la première étape de fabrication des micro-HP. Une erreur sur l'angle de quelques centièmes de degré peut générer une découpe de forme rectangulaire qui ne soit pas parallèle aux motifs réalisés sur le substrat. C'est au regard de ces contraintes que la découpe à l'aide de la scie diamantée a été privilégiée.

La scie permet en effet de réaliser une découpe du substrat avec une résolution en position de la lame de l'ordre du micromètre (avec une largeur de lame de 50 μm). Cette précision de découpe autorise le maintien des micro-HP dans le support mais également l'alignement de l'ensemble avec une grande précision (aimants, cavité arrière). La difficulté rencontrée a été l'intégration de cette étape de découpe des micro-HP dans le processus de micro-fabrication. Une découpe trop précoce dans le procédé de micro-fabrication impliquant une augmentation du coût de production, et ne pouvant être réalisée à la fin à cause de la fragilité des structures après l'étape de gravure des raidisseurs, le choix retenu fut la réalisation de la découpe juste avant la gravure des raidisseurs de la face arrière. Ce choix a nécessité la création de deux nouveaux masques de lithographie, le premier permettant la réalisation de croix d'alignement individuelles sur chaque micro-HP et le second la réalisation individuelle des raidisseurs alignés sur les croix d'alignement sus-mentionnée.

3.5.2 Contacts électriques

Dans le but d'une intégration optimisée, une méthode de prise de contacts électriques sur la surface en silicium a été mise en place pour apporter le courant nécessaire au pilotage des micro-HP. La soudure de fil précédemment utilisée pour l'alimentation est une étape très délicate car la piste en cuivre (reliant les bornes de la bobine plane aux plots de contact) possède une épaisseur allant de 700 nm à 1 μm . Cette faible épaisseur est très sollicitée thermiquement lors de la soudure à l'étain qui était précédemment utilisée. De même l'utilisation de fils soudés peut induire des contraintes mécaniques dans la structure en silicium. Ce dernier étant un matériau fragile, ces contraintes sont à proscrire.

La solution proposée qui a été éprouvée durant la thèse, est l'utilisation de contacts sur ressort qui permettent un grand nombre de cycles de montage et de démontage des micro-HP. Les ressorts, induisant une force inférieure à 0,7 N, permettent de limiter les contraintes sur la structure tout en conservant un contact avec les pistes du micro-HP. Cette solution, capable de transmettre un courant maximum de 3 A, permet une bonne liaison électrique entre la piste du micro-HP et le circuit imprimé (PCB). La mesure de la résistance de contact montre que cette solution apporte moins de 0,05 Ω sur le circuit électrique pour les deux contacts à ressorts utilisés pour connecter un micro-HP.

La figure 3.31 présente une vue schématique en coupe de la solution utilisée. En plus d'apporter un confort au niveau du montage, cette solution permet également un gain d'encombrement et facilite l'intégration d'un grand nombre de micro-HP sur les prototypes de paroi acoustique absorbante.

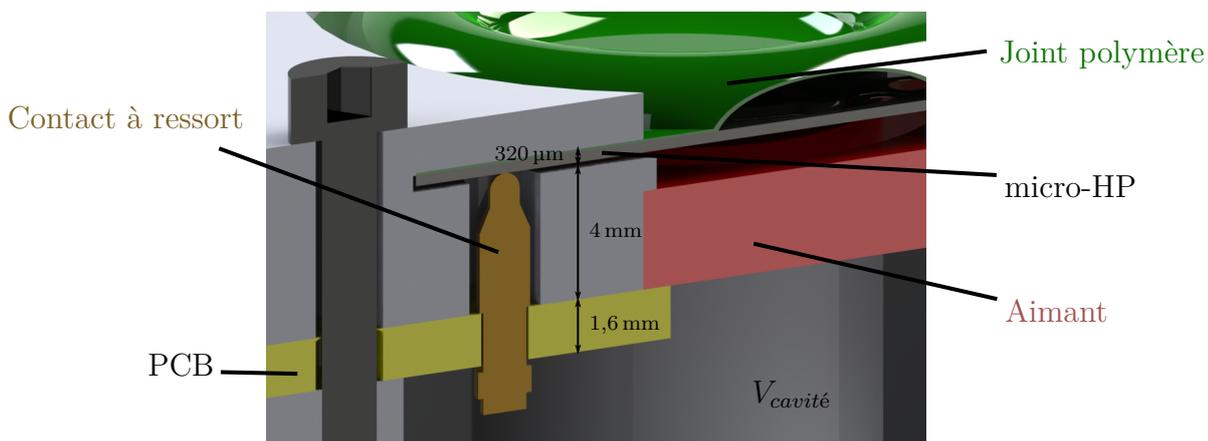


FIGURE 3.31 – Schéma de montage du micro-HP avec prises de contacts électriques par contacts à ressort.

La découpe des micro-HP et l'intégration d'un PCB au système d'assemblage permet d'obtenir un système simplifié sans soudure pouvant être associé à un amplificateur et à une cavité plus facilement. Ce travail d'intégration du micro-HP a permis de réduire les volumes nécessaires et réduire les contraintes d'assemblages (fig. 3.32).

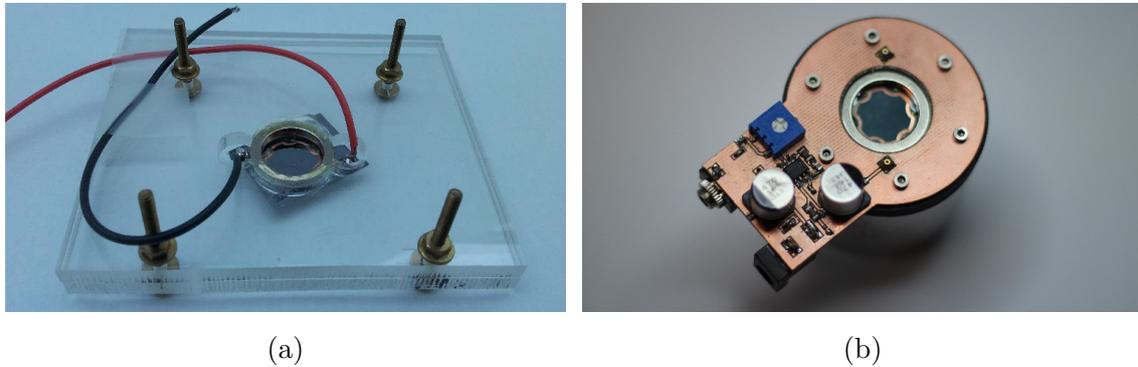


FIGURE 3.32 – Deux présentations de prototype (a) réalisé par clivage du silicium avec des fils soudés sur les pistes électriques (b) réalisé après découpe à la scie avec des contacts à ressorts et intégration d'un amplificateur audio sur le PCB.

3.6 Conclusion

Ce chapitre a mis en avant le procédé de micro-fabrication du micro-HP ainsi que certaines améliorations y afférentes telles que la mise en place d'une nouvelle solution contre les courts-circuits acoustiques, une optimisation du rendement du moteur électrodynamique ainsi qu'une optimisation du procédé de micro-fabrication afin d'obtenir des micro-HP de taille identique.

La première partie a présenté le procédé de micro-fabrication utilisé pour la réalisation des micro-HP en technologie silicium développé par Iman Shahosseini qui a été suivi d'une caractérisation acoustique du micro-HP sans joint permettant de cibler et de quantifier l'origine des phénomènes de courts-circuits acoustiques.

La seconde partie de ce chapitre a développé deux possibilités d'améliorations du rendement électro-acoustique du micro-HP, la première par une nouvelle solution pour la suppression des courts-circuits acoustiques (qui a été comparé à la solution proposée par Iman Shahosseini) et la seconde par l'optimisation de la composante radiale du champ magnétique au niveau de la bobine planaire. Bien que le joint polymère présenté dans ce chapitre apporte plus de raideur que celui utilisé précédemment, la méthode présentée permet d'obtenir une bonne répétabilité au niveau de la raideur ajoutée. Cet avantage est particulièrement intéressant car la solution est appliquée sur des micro-HP (quasiment identiques grâce aux techniques de micro-fabrications) est peu dépendante du procédé de fabrication. Cette stabilité de la raideur ajoutée permet alors d'automatiser la fabrication des micro-HP. Dans notre cas, cette stabilité est particulièrement intéressante pour la création de la paroi acoustique absorbante car elle permet de limiter la caractérisation des paramètres de Thiele & Small à un faible échantillonnage au lieu de faire une caractérisation systématique. L'amélioration du champ magnétique a permis d'améliorer d'un facteur deux le facteur de force, la présence de l'aimant cylindrique crée une fine lame d'air qui limite les déplacements de la partie mobile et qui de ce fait réduit l'effet de l'augmentation du rendement électro-acoustique sur le niveau acoustique généré par le micro-HP.

La dernière partie de ce chapitre a porté sur l'étape de découpe des micro-HP et sur la mise en place de contacts à ressorts utilisés afin d'éviter les soudures sur le silicium. Ces contacts à ressorts permettent également un montage et démontage facilité tout en limitant les contraintes apportées sur le silicium. L'ensemble de ces optimisations a permis de concevoir des prototypes de tailles réduites avec la possibilité de l'intégration d'une partie d'amplification ou de traitement de l'information sur le PCB.

Un point important est mis en avant dans ce chapitre sur les conditions d'optimisations futures du micro-HP. Dorénavant, elles ne doivent plus être réalisées individuellement mais doivent prendre en compte l'ensemble des couplages présents dans le système.

Le chapitre suivant porte sur la caractérisation de la paroi acoustique absorbante pour différentes configurations de transducteurs. Les mesures obtenues seront comparées au modèle analytique, développé dans le chapitre 2, alimenté par les caractérisations des transducteurs réalisées dans ce chapitre.

CHAPITRE 4

CARACTÉRISATION DE LA PAROI ACOUSTIQUE ABSORBANTE

Sommaire

4.1	Introduction	102
4.2	Méthode de caractérisation : le tube de Kundt	103
4.3	Paroi acoustique à base de HP Visaton K16	105
4.3.1	Effet des charges passives	105
4.3.2	Influence de la densité	107
4.3.3	Influence d'une cavité	108
4.3.4	Effet d'une résistance de shunt adaptée	108
4.4	Paroi acoustique à base de microHP en silicium	112
4.4.1	Absorption acoustique du microHP avec joint polymère	113
4.4.2	Absorption acoustique du micro-HP silicium sans joint polymère	115
4.4.2.1	Effet de la cavité	115
4.4.2.2	Cavité en tant que résonateur de Helmholtz	117
4.4.2.3	Effet d'une résistance de shunt adaptée	119
4.5	Conclusion et bilan des performances obtenues	123

4.1 Introduction

Ce chapitre présente les différents résultats obtenus en termes d'absorption pour deux types de transducteurs. Une étude de faisabilité à l'aide de haut-parleurs miniatures du commerce a été entreprise afin de servir de référence pour l'étude des micro-HP silicium présentés dans le chapitre précédent. Durant cette thèse, deux types de parois acoustiques absorbantes ont donc été développées, la première composée de haut-parleurs miniatures commerciaux de marque Visaton K16 a permis de valider le modèle pseudo-analytique développé dans le chapitre 2 sur l'influence de la densité de haut-parleurs ou l'effet du shunt électrique aux bornes des haut-parleurs. Le deuxième type de paroi est composé des micro-HP silicium qui ont la particularité d'être très flexibles, ce qui est l'un des points importants qui sera mis en avant dans ce chapitre.

La première partie de ce chapitre présente la méthode de caractérisation en tube de Kundt utilisée pour déterminer l'efficacité en absorption, des prototypes de paroi acoustique. Cette méthode permet de déterminer l'impédance acoustique de la paroi lorsqu'elle est soumise à une onde plane.

Les résultats d'absorption acoustique obtenues pour les deux types de micro-HP sont ensuite présentés. La partie sur les micro-HP silicium présente deux approches, la première utilise le micro-HP avec le joint polymère thermoformé et la seconde approche, plus originale, consiste à modifier le comportement d'un résonateur de Helmholtz en incluant le micro-HP dans le col.

La dernière partie 4.5 est consacrée à la comparaison de ces deux types de transducteur pour la réalisation de paroi acoustique absorbante.

4.2 Méthode de caractérisation : le tube de Kundt

Le tube de Kundt est un banc de mesure classiquement utilisé pour la détermination de l'absorption acoustique d'un matériau soumis à une onde acoustique plane en incidence normale. Il existe différentes méthodes pour la détermination de l'absorption acoustique du matériau en tube de Kundt :

- mesure de la position des nœuds et ventres de pression dans le tube (mesure à l'aide d'un microphone qui peut être déplacé à l'intérieur du tube).
- mesure de la fonction de transfert en pression entre 2 microphones dont les positions dans le tube sont connues.

Dans notre cas nous utiliserons la méthode à 2 microphones développée par Chung et Blaser [65] qui permet de déterminer l'impédance de la paroi sans manipulation des microphones et de façon automatique grâce à une station d'acquisition et un générateur de signaux.

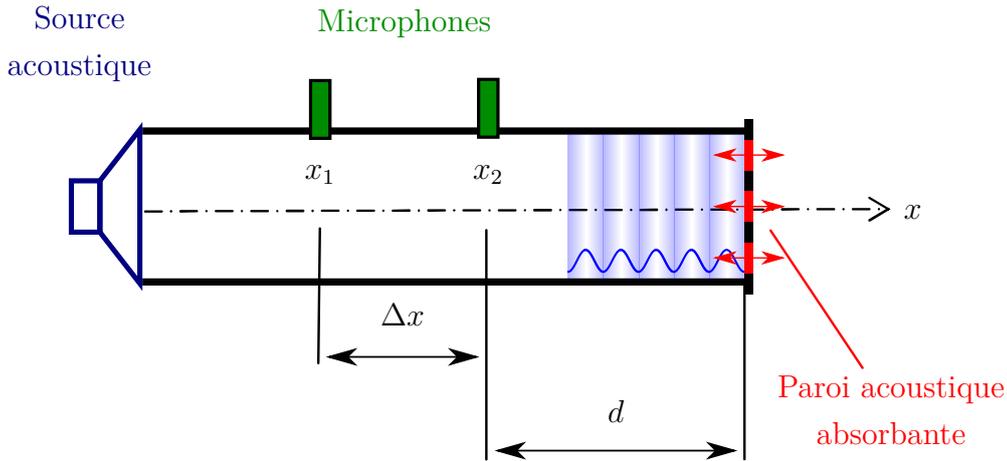


FIGURE 4.1 – Principe de mesure du coefficient d'absorption de la paroi acoustique.

Le mesure consiste à déterminer la fonction de transfert en pression entre les deux microphones (fig. 4.1) afin de déterminer le coefficient de réflexion complexe de la paroi R_{paroi} , calculé à partir de la relation suivante :

$$R_{paroi}(\omega) = \frac{H_{12}(\omega) - e^{-jk\Delta x}}{e^{jk\Delta x} - H_{12}(\omega)} e^{j2k(d+\Delta x)}, \quad (4.1)$$

où k est le nombre d'onde, $H_{12}(\omega) = p_2(\omega)/p_1(\omega)$ est la fonction de transfert en pression entre les 2 microphones utilisés, Δx la distance entre les deux microphones, d la distance entre le microphone en x_2 et la paroi acoustique absorbante.

Ce coefficient de réflexion permet de calculer, soit le coefficient d'absorption α_{paroi} , soit l'impédance acoustique de la paroi Z_{paroi} définies aux équations 2.1 et 1.13 :

$$\alpha_{paroi}(\omega) = 1 - |R_{paroi}(\omega)|^2,$$

$$Z_{paroi} = \rho_0 c_0 \cdot \frac{1 + R_{paroi}(\omega)}{1 - R_{paroi}(\omega)}.$$

Le domaine fréquentiel de caractérisation du coefficient d'absorption de l'échantillon est limité par les dimensions géométriques du tube de Kundt. On considère qu'une onde est plane dans le tube tant que la relation $f \leq c_0/(2 \cdot D_T)$ est vérifiée. Notre tube ayant un diamètre D_t de 100 mm, la fréquence maximale de mesures est donc de 1700 Hz. La fréquence minimale de coupure est déterminée lorsqu'un quart de la longueur d'onde est établi dans le tube. Dans notre cas, le tube étant de 65 cm de long, la fréquence minimale est $f_{c_{min}} = c_0/(4 * L_T)$, c'est-à-dire 130 Hz. Dans la pratique, les résultats obtenus pour des fréquences inférieures à 200 Hz sont trop bruitées pour être exploitées. La caractérisation de la paroi acoustique sera donc limitée à la bande de fréquence allant de 200 Hz à 1700 Hz.

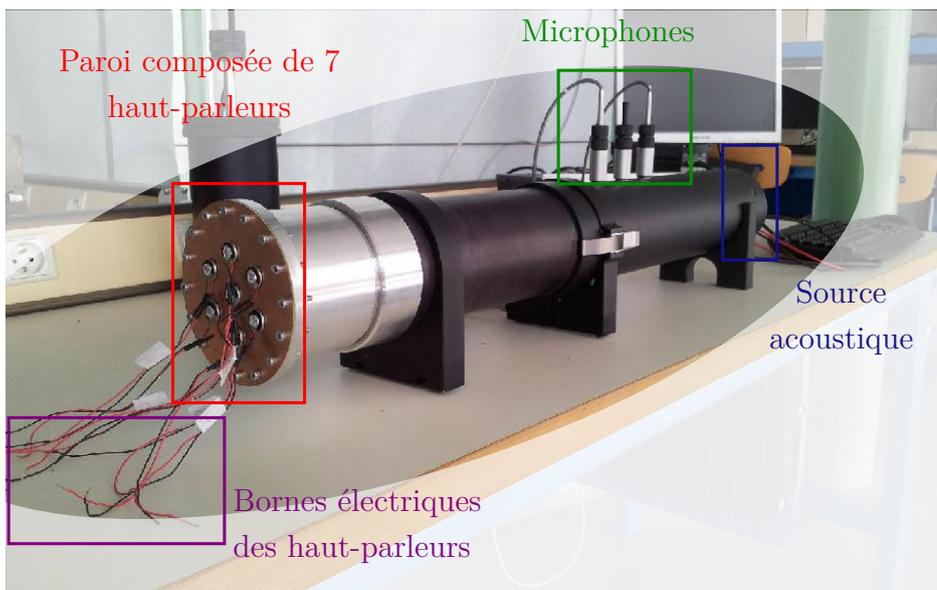


FIGURE 4.2 – Banc de détermination du coefficient d'absorption de la paroi acoustique absorbante par la méthode en tube de Kundt.

La figure 4.2 présente le banc de mesure utilisé pour déterminer l'impédance acoustique de la paroi. Le tube de Kundt est constitué d'une source acoustique à une extrémité, de deux microphones qui permettent de mesurer la fonction de transfert en pression et la paroi acoustique que l'on souhaite caractériser à l'autre extrémité.

4.3 Paroi acoustique à base de HP Visaton K16

Le prototype de paroi présenté à la figure 4.3 est composé de 7 HP Visaton de type K16-50 Ω collés sur le PCB qui est également utilisé pour reporter les connexions électriques de chaque HP à l'extérieur de la carte afin de faciliter l'application des charges électriques qui modifieront leurs comportements en terme d'absorption acoustique.

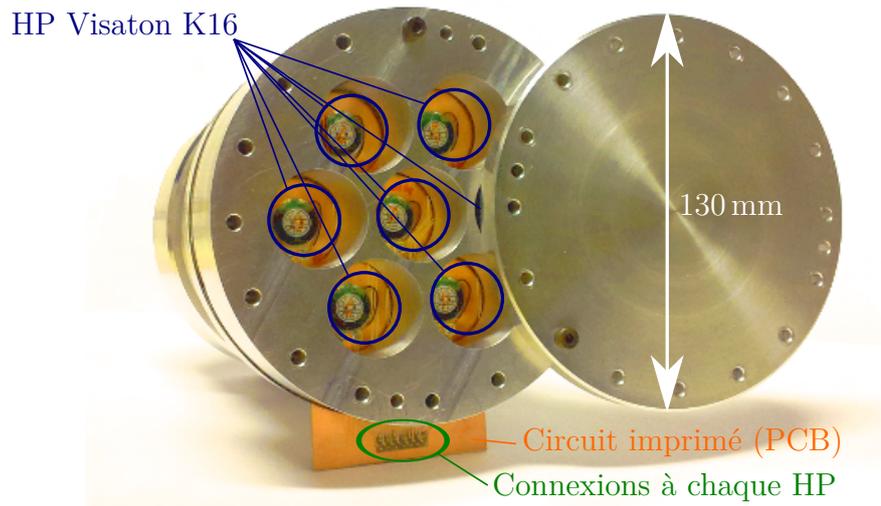


FIGURE 4.3 – Paroi acoustique absorbante composée de 7 HP Visaton K16-50 Ω avec 7 cavités arrières individuelles de 21 cm³.

Les cavités arrières présentes sur la figure sont cylindriques avec un diamètre de 30 mm et une hauteur de 30 mm espacées de 32,5 mm. Ces cavités arrières sont également utilisées pour le montage de certains prototypes de parois acoustiques composés de micro-HP.

4.3.1 Effet des charges passives

Les mesures d'absorption présentées à la figure 4.4 sont les résultats d'absorption obtenus pour une paroi acoustique composée de 7 HP Visaton K16 sans cavités arrières, pour différentes configurations de terminaisons électriques. Dans cette configuration, la surface des HP représente 8,5 % de la surface totale de la paroi (S_{paroi}).

On remarque plusieurs points sur la variation du coefficient d'absorption en fonction de la charge électrique aux bornes des HP :

- l'absorption est plus importante aux alentours de la fréquence de résonance.
- lorsque les HP sont branchés en série le coefficient d'absorption de la paroi acoustique est réduit.
- la connexion des HP en parallèle ne semble pas modifier significativement le comportement par rapport au circuit ouvert.

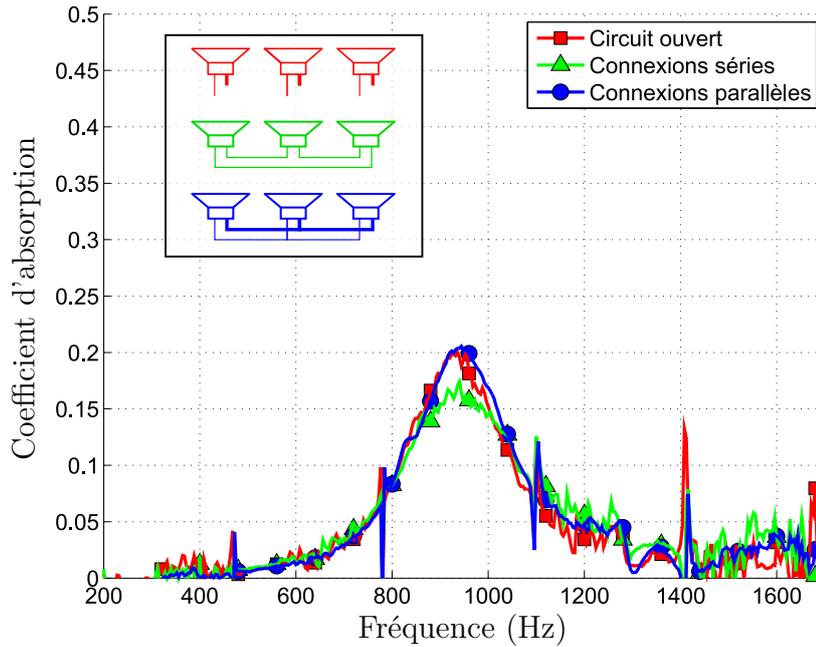


FIGURE 4.4 – Mesures du coefficient d’absorption obtenu pour différentes charges électriques pour une paroi acoustique absorbante composée de 7 HP Visaton K16.

Le coefficient d’absorption, pour la configuration avec des HP connectés en série, est réduit car la résistance aux bornes de chaque HP correspond à la somme des résistances des HP. La figure 4.5 présente le circuit mécano-acoustique équivalent d’un transducteur. La vitesse de la partie mobile dépend fortement des caractéristiques mécanique du transducteur mais également de la charge électrique appliquée à leurs bornes. Dans le cas des connexions séries, la vitesse de la partie mobile V_m induite par l’actionnement acoustique des transducteurs dépend de la somme des résistances des HP, cet ajout de résistance électrique crée dans le modèle mécano-acoustique une résistance mécanique qui a pour effet de limiter les déplacements des parties mobiles de ces transducteurs d’où la réduction du coefficient d’absorption observée sur la figure 4.4.

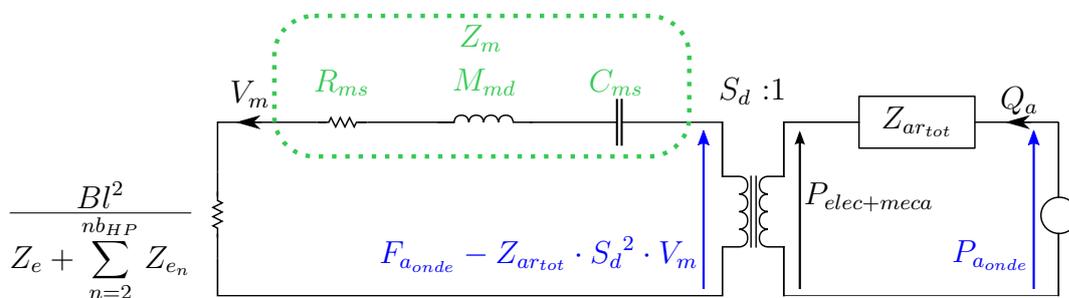


FIGURE 4.5 – Circuit mécano-acoustique équivalent d’un transducteur.

4.3.2 Influence de la densité

La figure 4.6 présente l'influence de la densité de HP sur la paroi acoustique absorbante, sur le coefficient d'absorption. Ces mesures montrent une forte corrélation entre le nombre de HP et les performances d'absorption de la paroi. Le tableau 4.1 présente les configurations des différentes parois réalisées ainsi que le taux de remplissage de HP (pourcentage de surface active de la paroi).

TABLEAU 4.1 – Configurations des parois testées.

Paramètres	Configurations			Unités
nb_{HP}	3	7	13	
R_t	50	50	50	mm
D_{12}	32,5	32,5	24	mm
R_d	5,5	5,5	5,5	mm
Taux de remplissage	3,6	8,5	15,7	%

On remarque que l'absorption acoustique dépend fortement du pourcentage de surface active de la paroi. Cet ensemble de mesures montre que le nombre de transducteurs sur la surface peut être un facteur d'optimisation des performances d'absorption de la paroi et que le modèle analytique développé dans le chapitre 2 représente correctement l'influence du nombre de HP utilisés.

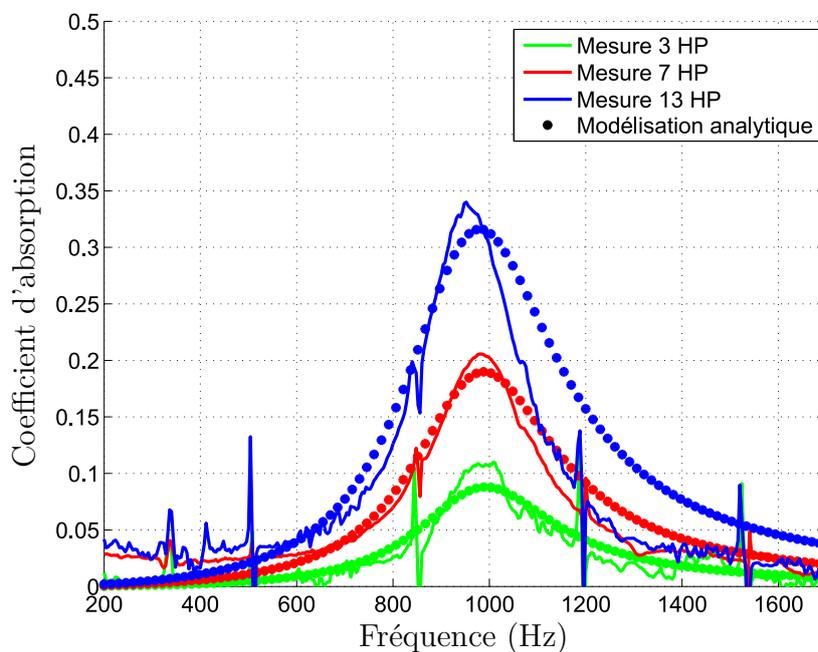


FIGURE 4.6 – Influence de la densité de HP sur le coefficient d'absorption lorsque le circuit électrique de chaque HP est ouvert.

4.3.3 Influence d'une cavité

La figure 4.7 présente l'effet de la cavité sur le coefficient d'absorption de la paroi acoustique absorbante. La cavité placée derrière chaque HP se comporte comme un ajout de raideur supplémentaire qui vient augmenter la fréquence de résonance du système. Le système possède alors une absorption décalée vers les hautes fréquences. On remarque également que la modélisation analytique décrit correctement le phénomène d'ajout de raideur de la cavité sur le coefficient d'absorption.

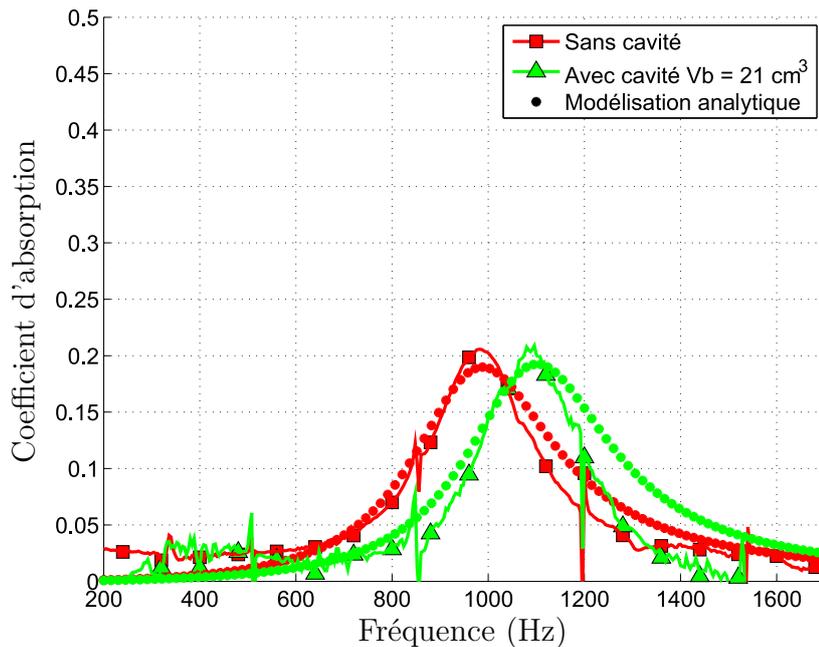


FIGURE 4.7 – Influence de la cavité sur le coefficient d'absorption pour une paroi acoustique absorbante composée de 7 HP Visaton K16.

4.3.4 Effet d'une résistance de shunt adaptée

Afin d'améliorer les performances en absorption de la paroi acoustique, nous avons implémenté l'impédance négative (présentée dans la partie 2.6) aux bornes des 7 HP. Le circuit électronique utilisé est appelé réactif car l'impédance négative, générée par le montage électrique, ne nécessite pas la mesure de la pression ou de la vitesse au niveau de la paroi.

Dans la pratique, il est possible de réaliser une impédance électrique négative à l'aide d'un amplificateur opérationnel avec un déphasage de π . Le schéma de la figure 4.8 présente le montage électrique utilisé afin de générer la partie réelle de l'impédance optimale de shunt pour une déphasage de π . Ce montage ne permet pas, en l'état, de simuler la variation de l'impédance optimale de shunt sur l'ensemble de la gamme de fréquences mais permet d'améliorer l'absorption du système pour une fréquence visée.

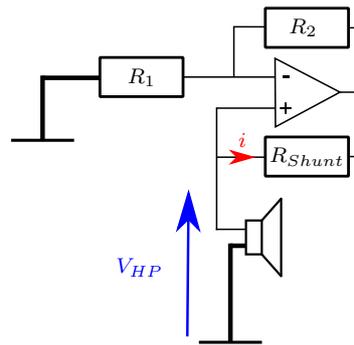


FIGURE 4.8 – Montage électrique de l’amplificateur opérationnel utilisé pour réaliser l’impédance optimale de shunt.

L’impédance négative générée par ce montage peut s’écrire sous la forme :

$$\frac{V_{HP}}{i} = -R_{Shunt} \cdot \frac{R_1}{R_2} \quad (4.2)$$

Dans notre cas, nous prendrons les résistances R_1 et R_2 de même valeur afin de n’avoir à régler que la résistance R_{Shunt} .

La figure 4.9 présente la carte électronique utilisée pour générer l’impédance négative. La carte nécessite pour le moment une alimentation symétrique -12V, 0V et +12V (en rouge) qui pourrait être réduite à 0V et +5V en choisissant un autre amplificateur opérationnel, l’autre partie de la carte (qui possède 7 voies) est branchée sur les 7 HP qui composent la paroi acoustique absorbante. Les évolutions possibles de cette carte sont :

- l’utilisation d’amplificateur ne nécessitant pas d’alimentation symétrique ce qui aurait pour effet de réduire le nombre de connexions.
- l’intégration des amplificateurs sur le PCB où sont soudés les HP.

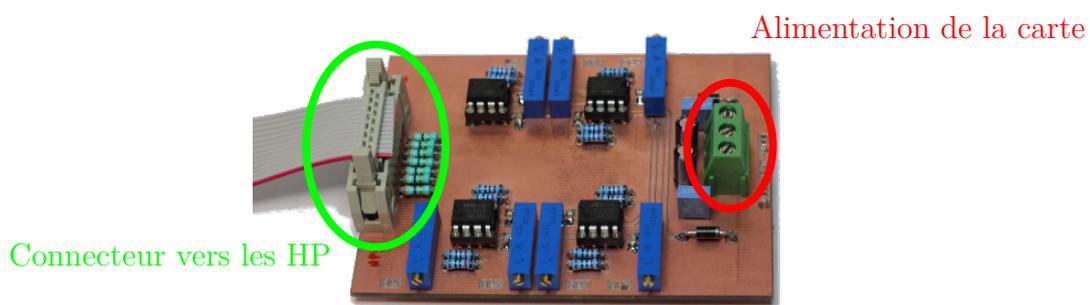


FIGURE 4.9 – Carte électronique utilisée pour réaliser l’impédance de shunt négative pouvant être ajusté pour chaque HP.

Afin de déterminer le réglage de la carte, nous avons simulé l’impédance de shunt optimale grâce au modèle analytique en prenant en compte les caractéristiques de la paroi et les paramètres de Thiele & Small des transducteurs. La figure 4.10 présente

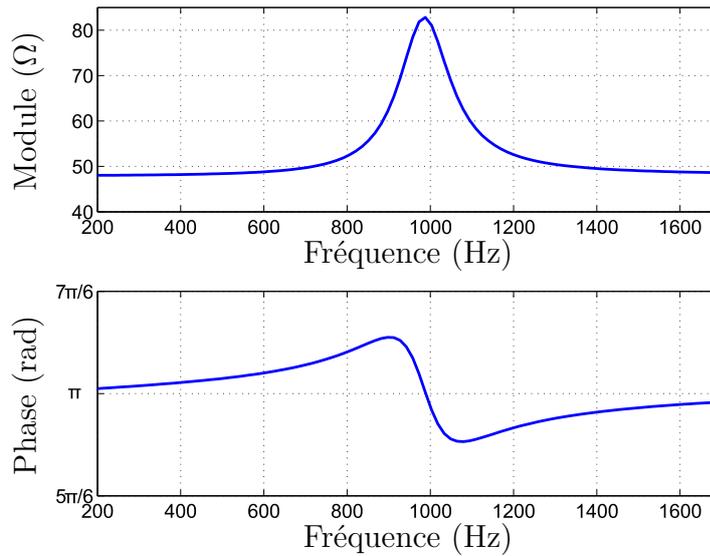


FIGURE 4.10 – Impédance optimale de shunt calculée à partir de la modélisation analytique pour le HP Visaton K16 central.

le module et la phase de l'impédance optimale de shunt pour la configuration de paroi acoustique absorbante utilisée. On remarque que le module de l'impédance de shunt est de 82Ω à la fréquence de résonance des HP. On règle ensuite les potentiomètres utilisés sur la carte afin d'obtenir $R_{shunt} = 82\Omega$ et on connecte la carte à amplificateur opérationnel permettant d'obtenir une impédance négative (NIC) sur le PCB de la paroi acoustique.

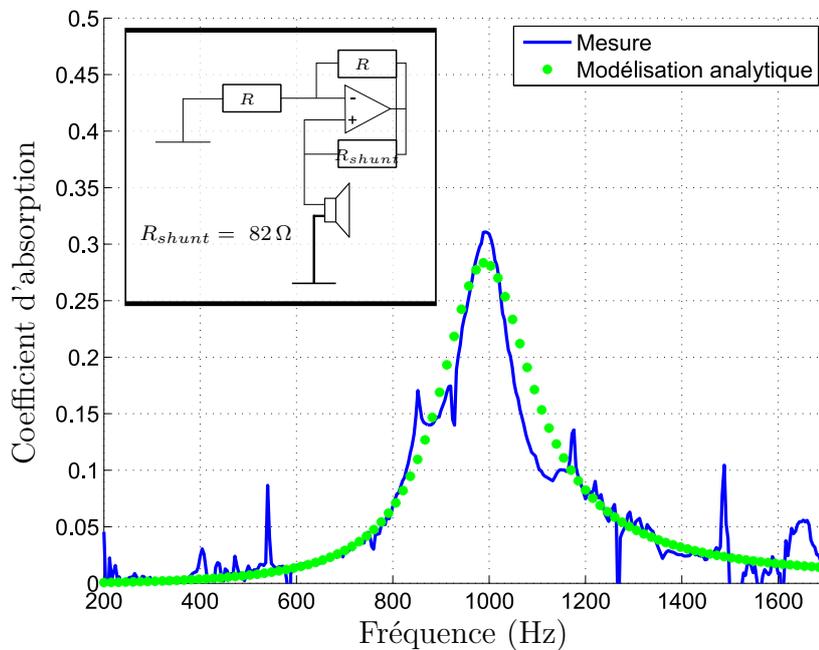


FIGURE 4.11 – Mesure d'absorption de la paroi acoustique constituée de 7 HP Visaton K16 connectés chacun à une impédance négative de -82Ω .

La figure 4.11 présente les résultats obtenus pour une impédance $Z_{shunt} = -82\Omega$ qui correspond à l'impédance optimale de shunt à la résonance des HP. On remarque que l'absorption passe de 0,2 à 0,3 en connectant les bornes des HP aux montages à amplificateur opérationnel. L'augmentation de 50 % du coefficient d'absorption est obtenue avec un système réactif nécessitant seulement un circuit à amplificateur opérationnel très simple et une source électrique.

En connectant les HP à l'impédance optimale de shunt, l'absorption visée était de 1 mais le montage électrique génère seulement la partie réelle de l'impédance optimale de shunt avec un déphasage de π qui n'est pas exactement la phase de l'impédance optimale de shunt à la fréquence de résonance du système. De plus, le module et la phase varient fortement autour de la résonance ce qui implique une difficulté de réglage de cette impédance de shunt. Nous avons également observé que la mise en place de l'impédance de shunt optimale est seulement efficace à proximité de la fréquence de résonance du HP. Ceci peut s'expliquer car l'impédance négative de shunt dépend de la force électromotrice générée par le HP. Cette f.e.m est plus importante autour de la fréquence de résonance car les amplitudes des déplacements de la partie mobile, où est fixée la bobine, sont plus grandes à cette fréquence qu'aux autres.

4.4 Paroi acoustique à base de microHP en silicium

Cette partie présente les résultats d'absorption acoustique obtenus lors de l'utilisation des micro-HP en silicium. La figure 4.12 correspond à une configuration avec un micro-HP placé au centre de la paroi avec un système de PCB, identique au montage utilisé pour les HP Visaton K16, permettant d'extraire l'ensemble des connexions électriques qui seront utilisées pour piloter les transducteurs. Les résultats d'absorption obtenus avec le micro-HP en silicium sont classés en deux parties, la première porte sur l'absorption d'une paroi composé d'un microHP avec joint en polymère qui comme les HP Visaton K16 ont une membrane étanche, c'est à dire qu'il n'y a pas de mélange entre le fluide présent sur la face avant et le fluide présent sur la face arrière des HP ; la seconde partie porte sur les résultats obtenus pour une utilisation de micro-HP en silicium sans le joint en polymère (dans ce cas il y a mélange du fluide entre la face avant et la face arrière).

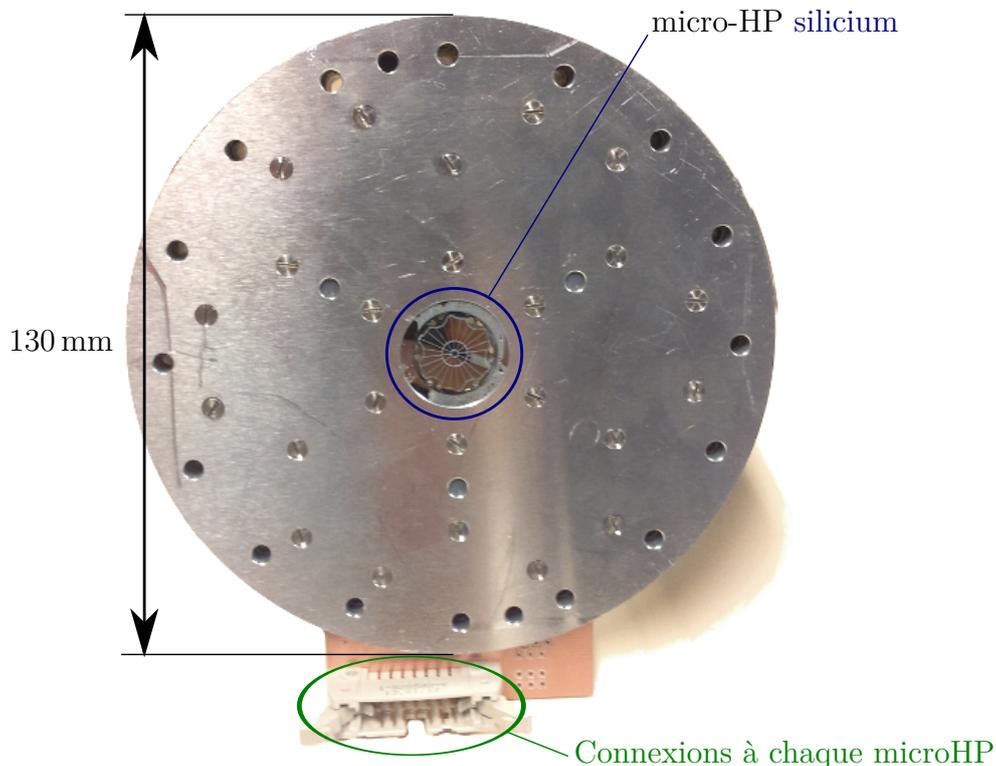


FIGURE 4.12 – Paroi acoustique absorbante composée de 1 micro-HP avec cavité individuelle.

La mesure d'impédance acoustique de la paroi en tube de Kundt est complétée par la mesure de la tension aux bornes des micro-HP et d'une mesure de déplacements des parties mobiles grâce au vibromètre laser à balayage (fig. 4.13). Les mesures au vibromètre laser ont été possibles grâce à l'utilisation d'une plaque transparente qui ferme la cavité placée derrière les microHP. Ces deux mesures complémentaires per-

mettent d'interpréter plus spécifiquement les comportements des micro-HP lorsqu'ils sont excités par une onde acoustique.

Le banc d'essai présenté à la figure 4.13 a été mis en place afin de mesurer simultanément la variation de pression dans le tube avec les 2 microphones mais également de mesurer la vitesse de la partie mobile des micro-HP et la tension aux bornes d'un des micro-HP lorsqu'aucune charge électrique n'est connecté à ses bornes. L'ensemble de ces mesures est centralisé sur la station d'acquisition qui permet de générer le signal envoyé sur le HP source du tube de Kundt et de mesurer, grâce aux quatre voies, les deux tensions des microphones ainsi que la tension image de la vitesse fournie par le vibromètre laser et la tension générée par le mouvement par le micro-HP. Ces mesures nous permettent d'observer le comportement du micro-HP lorsqu'il fonctionne en tant qu'absorbeur acoustique.

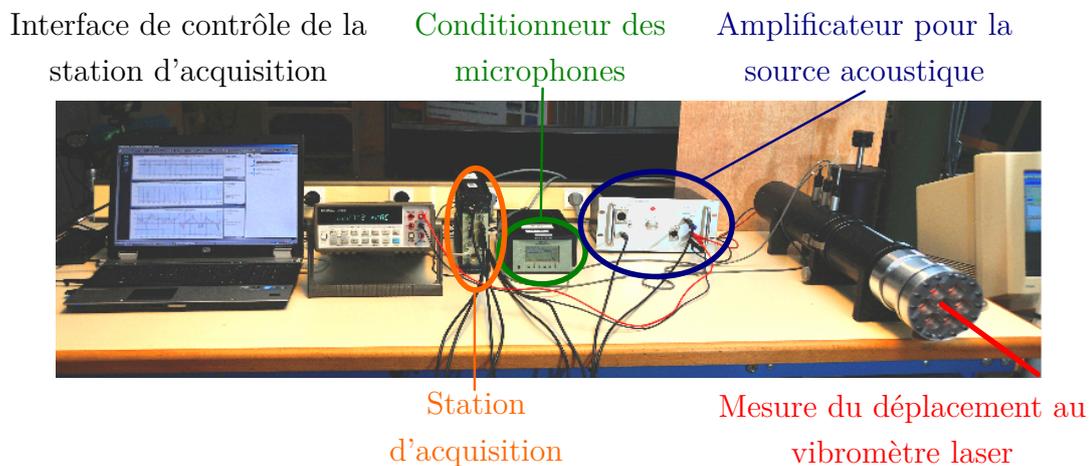


FIGURE 4.13 – Banc d'essai tube de Kundt avec la mesure du déplacement de la partie mobile des micro-HP silicium au vibromètre laser à balayage.

4.4.1 Absorption acoustique du microHP avec joint polymère

Le premier résultat présenté dans cette partie, est l'absorption acoustique obtenue pour un micro-HP avec un joint en polymère et un seul aimant annulaire (configuration D définie dans le tableau 3.7) avec une cavité arrière de 169 cm^3 . Les résultats de la figure 4.14 montrent une absorption maximale, à la résonance du système (micro-HP + cavité), de 0,11 pour une fréquence de 630 Hz. Ce système possède une fréquence de résonance plus basse que celle du système avec les HP Visaton K16 et n'utilise qu'un seul micro-HP et obtient les mêmes performances d'absorption qu'une paroi composée de 3 HP Visaton K16 (précédemment présenté fig. 4.6).

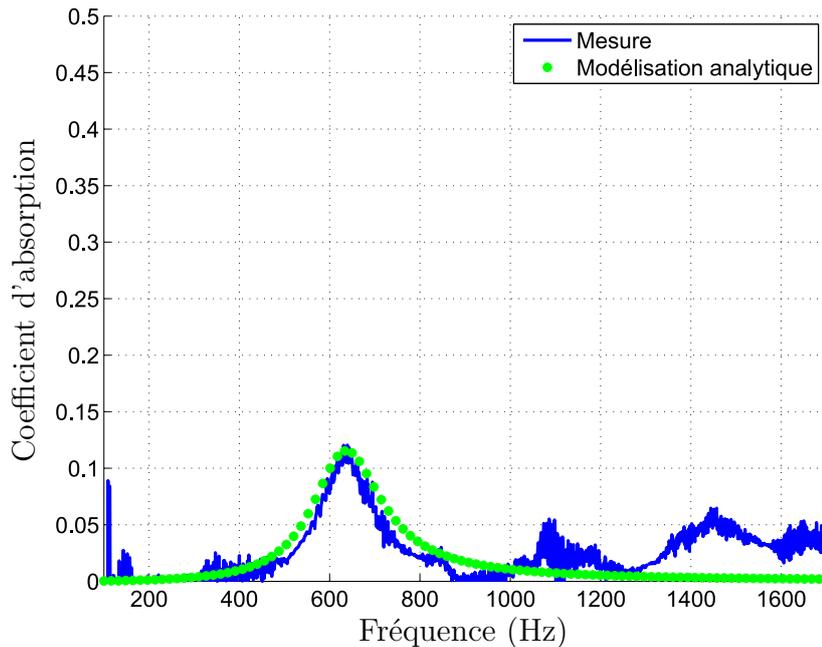


FIGURE 4.14 – Absorption acoustique pour 1 micro-HP silicium (configuration D) et une cavité de 169 cm^3 .

L'ajout du joint en polymère laissait présager d'une meilleure conversion de l'énergie acoustique arrivant sur la partie mobile du transducteur, en énergie électrique. Bien que ce premier essai permette d'atteindre une absorption avec un seul micro-HP silicium équivalente à une absorption avec 3 HP du commerce Visaton K16 avec une fréquence plus basse, les résultats d'absorption de ce montage de paroi acoustique sont très loin d'une absorption maximale à la fréquence de résonance. La conclusion que nous pouvons faire sur ce système est qu'il est trop rigide. Cette forte rigidité implique une forte rupture d'impédance à la surface de la paroi, ce qui génère une réflexion de l'onde acoustique incidente sur la paroi d'où le faible coefficient d'absorption mesuré.

Les résultats présentés dans les parties suivantes sont basés sur des prototypes de parois acoustiques absorbantes à base de micro-HP silicium sans joint polymère thermoformé. La suppression du joint réduit la raideur du système à une valeur de $5,8 \text{ N/m}$ ($C_{ms} = 171,21 \times 10^{-3} \text{ m/N}$) au lieu de $819,7 \text{ N/m}$. La suppression du joint implique également la présence des fuites acoustiques qui ont été étudiées dans le chapitre 3, plus particulièrement dans la partie 3.3.1. De plus, le modèle analytique ne pourra plus être utilisé pour modéliser le comportement des transducteurs à cause des effets de fuites acoustiques qui ne sont pas pris en compte dans le modèle actuel car ces fuites apportent de fortes non-linéarités dans la modélisation. En outre, ces non-linéarités dépendent fortement de l'amplitude des déplacements de la partie mobile (fonction de la fréquence et de la puissance de l'onde acoustique) ce qui complique encore le modèle.

4.4.2 Absorption acoustique du micro-HP silicium sans joint polymère

4.4.2.1 Effet de la cavité

Les résultats d'absorption présentés à la figure 4.15 sont obtenus pour un micro-HP silicium sans joint et différentes cavités. La modélisation analytique est également présentée pour les différentes configurations mais ne permet pas de prédire l'absorption obtenue par ces différentes configurations de parois acoustiques absorbantes.

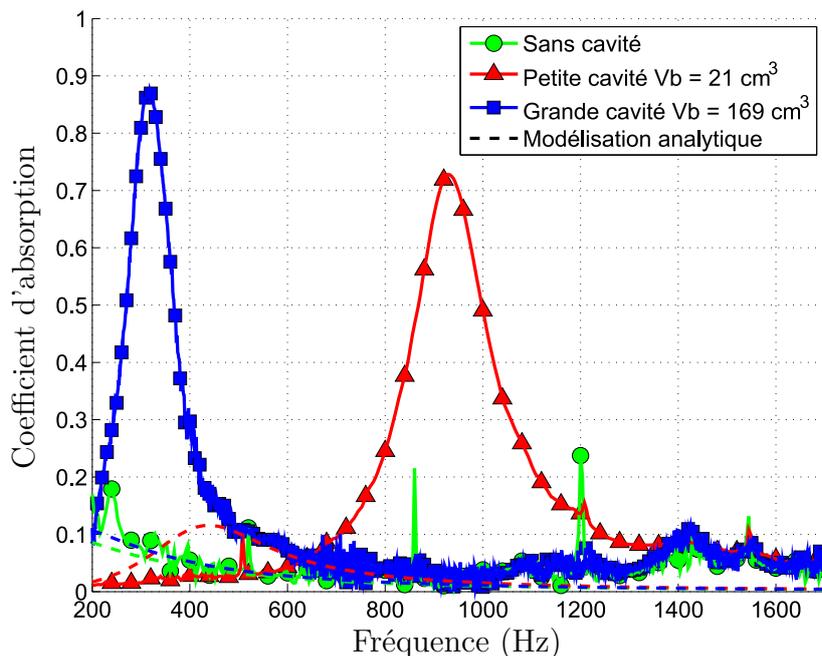


FIGURE 4.15 – Absorption acoustique pour 1 micro-HP silicium sans joint pour différentes cavités.

Sur la figure 4.15, on observe que les maxima d'absorption dépendent fortement de la cavité utilisée. La configuration sans cavité est le cas où le rayonnement arrière du micro-HP est réalisé dans un très grand volume (quelques m^3). On voit pour ce cas que l'absorption est presque nulle sur l'ensemble de la gamme de fréquence observée (200 Hz - 1700 Hz), mais on remarque une faible élévation du coefficient d'absorption proche de 200 Hz qui présage une absorption maximale hors de la gamme de mesures du tube de Kundt utilisé.

Le banc d'essai a la particularité de mesurer d'autres grandeurs que la pression dans le tube tels que la vitesse de la partie mobile du micro-HP silicium et la tension à ses bornes. La mesure de ces 2 grandeurs est présentée à la figure. 4.16) et montre que la tension aux bornes du micro-HP silicium est proportionnelle à la vitesse de la partie mobile. La relation reliant la tension aux bornes du micro-HP silicium peut être

écrite sous la forme :

$$U_{HP} = Z_e \cdot I_{HP} + Bl \cdot V_m, \quad (4.3)$$

avec dans notre cas un courant $I_{HP} = 0$ A car le circuit est ouvert, ce qui conduit à la relation proportionnelle entre la tension et la vitesse :

$$U_{HP} = Bl \cdot V_m, \quad (4.4)$$

avec le facteur force qui, dans le cas de la mesure de la figure 4.16, est $Bl = 0.065$.

La mesure de la tension aux bornes des micro-HP silicium permet alors de s'affranchir du vibromètre laser pour obtenir la vitesse de la partie mobile à partir du moment où le facteur de force Bl est déterminé. Cette mesure de tension aux bornes du transducteur peut être intéressante dans le cas où le contrôle de la paroi est actif et nécessite de connaître la vitesse et la phase de l'onde acoustique à la paroi. L'inconvénient de cette méthode est de monopoliser un des dispositifs pour faire la mesure de la vitesse de l'onde acoustique même si celui-ci participe à l'absorption de l'onde seulement à sa fréquence de résonance comme le montre la figure 4.15.

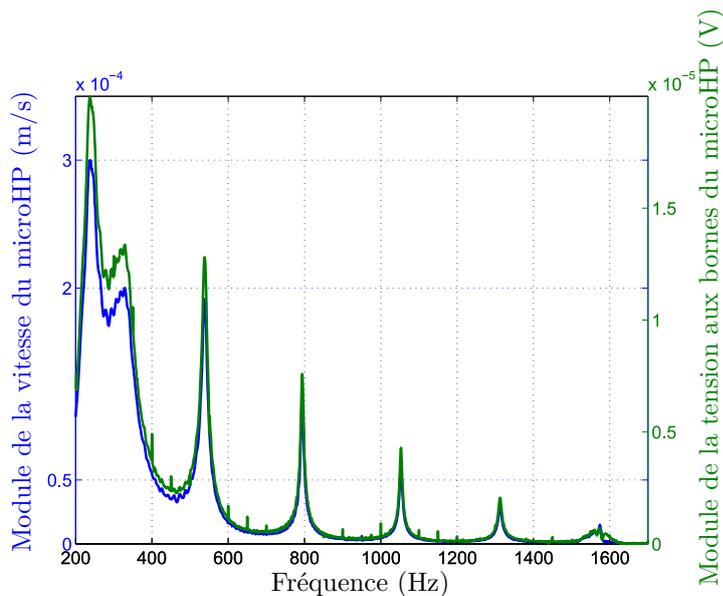


FIGURE 4.16 – Comparaison entre la f.e.m générée par le micro-HP configuration B et la vitesse de la partie mobile du micro-HP silicium pour une cavité de 169 cm^3 .

Les pics observés sur le module de la tension et de la vitesse sur la figure 4.16 proviennent en partie des résonances acoustiques du tube de Kundt couplé à la paroi acoustique absorbante [66]. À chaque résonance, le déplacement de la partie mobile est grand, la terminaison du tube peut donc être considérée comme ouverte. Les pics de résonances peuvent alors être calculés à partir de l'équation suivante :

$$f_{n_{tube}} = \frac{n}{2 \cdot L_t} \cdot c_0, \quad (4.5)$$

avec $f_{n_{tube}}$ la fréquence de résonance du tube ouvert à l'indice n (allant de 1 à l'infini), L_t la longueur du tube (ici 655 mm) et c_0 la vitesse du son dans l'air.

Le tableau suivant présente la fréquence des pics pour la mesure du module de la tension aux bornes de la bobine et pour les fréquences obtenues par l'équation 4.5 :

TABLEAU 4.2 – Fréquence de résonance dans le tube.

Fréquences de résonances	Mesurées (Hz)	Calculées (Hz)
$f_{1_{tube}}$	240	262
$f_{2_{tube}}$	539	525
$f_{3_{tube}}$	795	787
$f_{4_{tube}}$	1053	1049
$f_{5_{tube}}$	1313	1312
$f_{6_{tube}}$	1574	1574

La différence entre les deux colonnes du tableau est due à l'effet du comportement du micro-HP silicium sur la terminaison du tube qui n'est plus considéré comme ouvert pour les basses fréquences proches de la fréquence de résonance du système couplé (micro-HP + cavité) qui est de 318 Hz. Les résonances du tube ont peu d'effet sur la mesure du coefficient d'absorption car ce coefficient est obtenu par la mesure de la fonction de transfert en pression entre deux microphones.

4.4.2.2 Cavité en tant que résonateur de Helmholtz

La figure 4.17 présente la configuration de la paroi acoustique absorbante composée d'un micro-HP silicium et d'une petite cavité. Lorsque le micro-HP silicium est retiré, on observe que le système de support des micro-HP silicium, le support d'aimant et le PCB (en jaune) forme un col (en bleu) suivi d'une cavité (en rouge) qui constituent un résonateur de Helmholtz. Ce résonateur de Helmholtz participe à l'absorption de la paroi acoustique absorbante.

Deux mesures d'absorption sans microHP ont été réalisées pour comprendre l'effet des cavités sur les performances de la paroi acoustique absorbante (fig. 4.18). On observe que les fréquences de résonances, des résonateurs de Helmholtz avec les deux cavités choisies, sont de 1310 Hz pour le résonateur avec la petite cavité et de 420 Hz pour le résonateur avec la grande cavité.

Il est possible de calculer la fréquence de résonance des résonateurs de Helmholtz par la relation 1.16 présentée dans le chapitre 1 :

$$f_{Helmholtz} = \frac{c_0}{2\pi} \sqrt{\frac{A_{col}}{L_{col}V_{cavité}}},$$

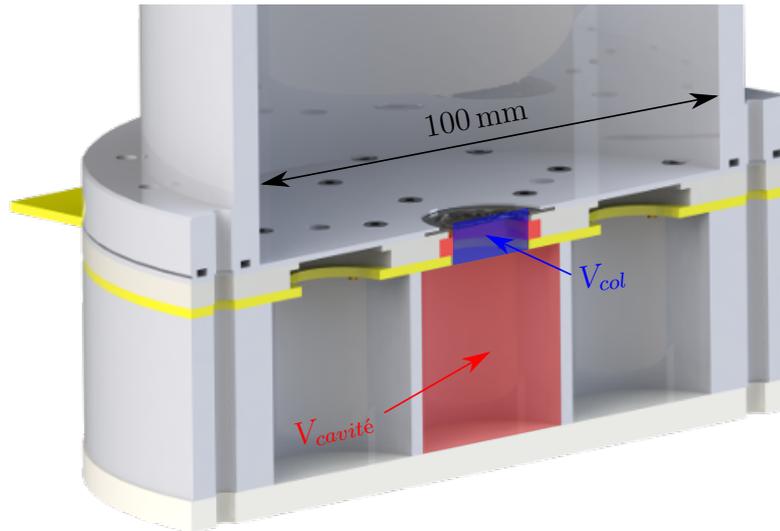


FIGURE 4.17 – Montage de la paroi acoustique absorbante avec 1 seul microHP sans joint polymère thermoformé et couplé à une cavité arrière de 21 cm^3 .

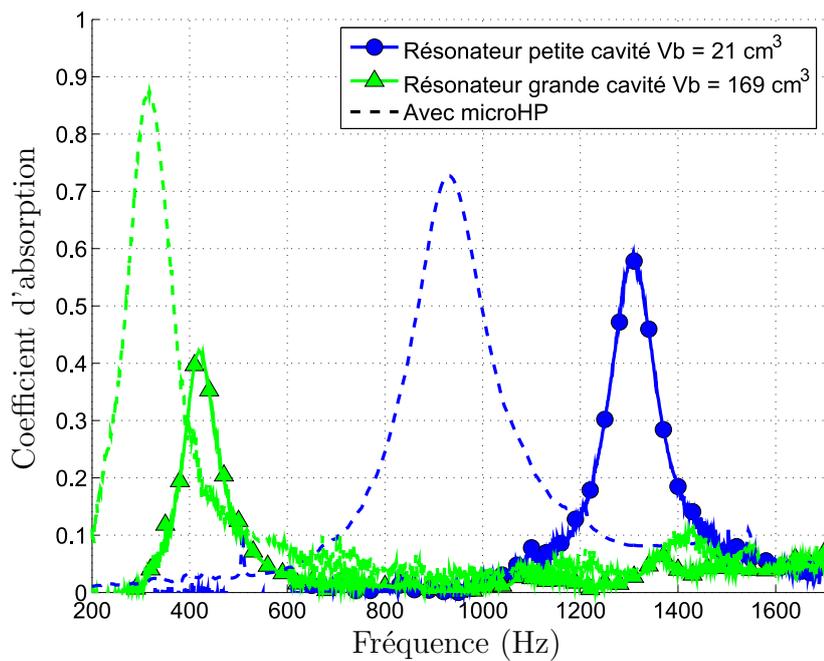


FIGURE 4.18 – Absorption acoustique avec et sans micro-HP silicium des résonateurs de Helmholtz.

avec c_0 la vitesse du son dans l'air, A_{col} la surface du col, L_{col} la longueur du col et $V_{cavité}$ le volume de la cavité. Le tableau 4.3 présente les dimensions géométriques des résonateurs de Helmholtz et leurs fréquences de résonance respectives.

On remarque également sur la figure 4.18 que l'inclusion d'un micro-HP dans le col du résonateur de Helmholtz décale la fréquence de résonance des systèmes vers les basses fréquences mais également améliore l'efficacité du résonateur de Helmholtz en

TABLEAU 4.3 – Dimensions géométriques des résonateurs de Helmholtz.

Paramètres	Petite cavité	Grande cavité	Unités
R_{col}	0,8	0,8	cm
A_{col}	2,0	2,0	cm ²
L_{col}	1,6	2,0	cm
$V_{cavité}$	21	169	cm ³
$f_{Helmholtz}$	1324	417	mm
$f_{mesurée}$	1310	420	mm

terme d'absorption acoustique. Le décalage en basses fréquences est dû principalement à l'ajout de masse dans le col. Le micro-HP silicium a la particularité de ne pas perturber le déplacement du volume d'air dans le col grâce à la faible raideur de sa suspension en silicium. L'augmentation du coefficient d'absorption avec l'inclusion du micro-HP dans le col du résonateur de Helmholtz peut être expliquée par le fait que l'énergie l'onde acoustique est soit :

- transformée en énergie de mouvement la partie mobile du micro-HP silicium (énergie cinétique)
- dissipée par des frottements visqueux
- éventuellement dissipée par effet Joule lorsque le circuit électrique est fermé.

4.4.2.3 Effet d'une résistance de shunt adaptée

Afin d'améliorer les performances d'absorption de la paroi composée du microHP, nous avons mis en place le même système d'impédance négative branché aux bornes du microHP. Ce montage micro-HP silicium + NIC permet de passer d'une absorption de 0,87 pour une fréquence de 315 Hz à une absorption de 1 pour une fréquence de 350 Hz comme le montrent les résultats présentés à la figure 4.19.

Grâce au banc d'essai, il est possible de mesurer l'évolution de la vitesse pour les 2 configurations d'absorption (montage micro-HP silicium + NIC et montage sans NIC) qui est présentée à la figure 4.20.

Bien que l'utilisation du montage NIC permette l'augmentation de l'absorption du système à la fréquence de résonance du système (micro-HP silicium + cavité arrière), nous avons remarqué une augmentation irréversible de la résistance de la bobine pré-sageant une détérioration de celle-ci. Les travaux de Moulin *et al.* [67] ont montré qu'à partir d'une certaine puissance électrique appliquée à la bobine planaire, l'augmentation de la résistance normalement dû à l'échauffement de celle-ci, devenait irréversible (fig. 4.21)

Nous observons, lors de l'application de l'impédance négative aux bornes de la bobine, que le système couplé acousto-mécano-électrique devient fortement résonant avec des déplacements pouvant atteindre quelques dizaines de micromètres.

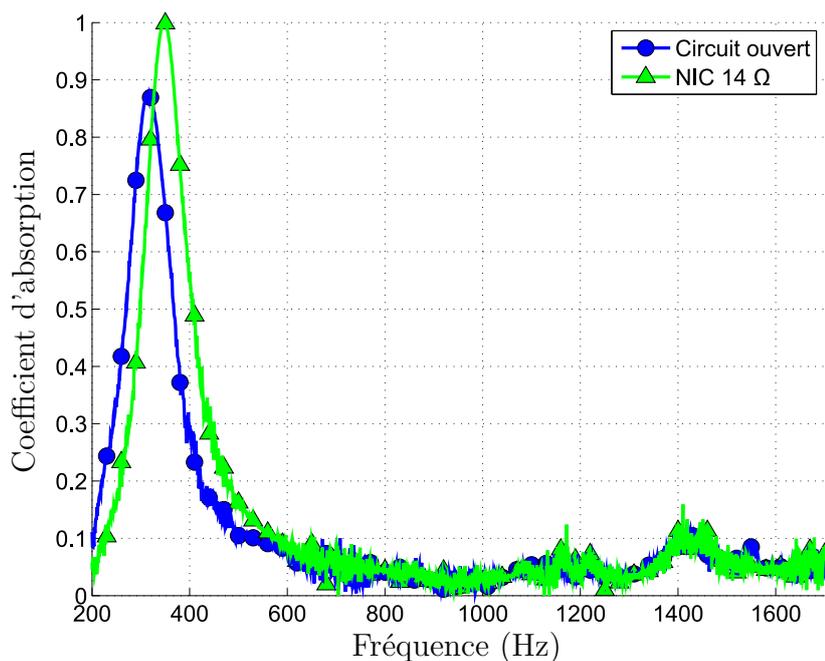


FIGURE 4.19 – Absorption acoustique pour 1 micro-HP silicium sans joint avec et sans NIC.

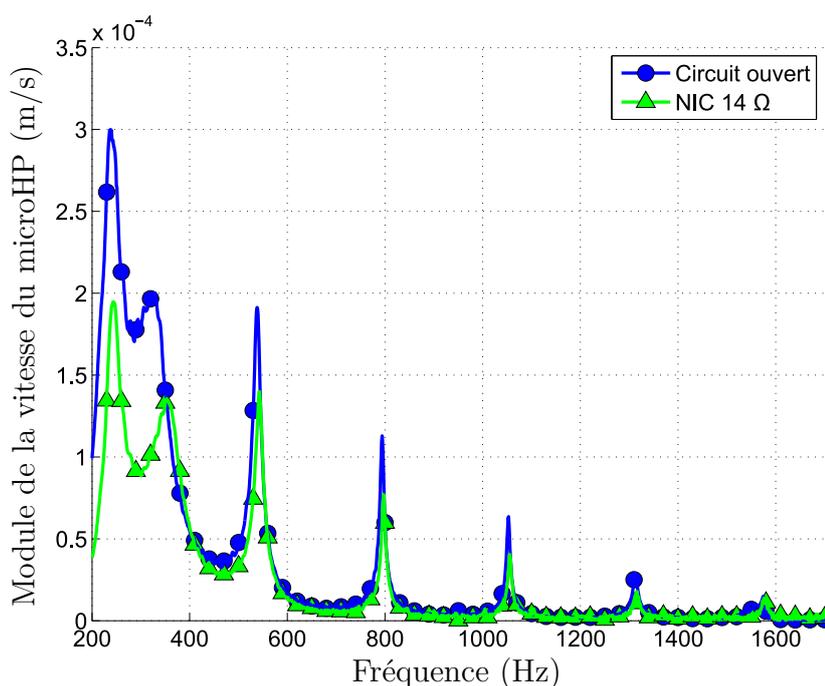


FIGURE 4.20 – Module de la vitesse du micro-HP sans joint avec et sans NIC.

Ces grands déplacements sont observables sur l'amplitude des déplacements mesurés au vibromètre laser figure 4.22 à la fréquence de résonance du système mécanique qui est de 84 Hz. Nous ne pouvons actuellement pas observer l'effet de ce système résonant (micro-HP silicium + NIC -18Ω) sur le coefficient d'absorption car le tube de Kundt

utilisé ne permet pas de déterminer le coefficient d'absorption de la paroi pour une fréquence inférieure à 200 Hz.

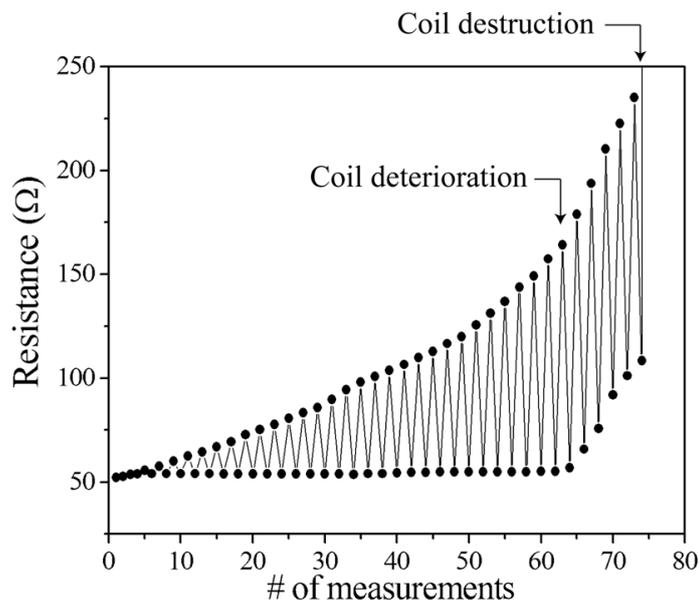


FIGURE 4.21 – Évolution de la résistance d'une bobine plane lorsqu'elle est soumise pour chaque mesure à une augmentation de la puissance injectée [67].

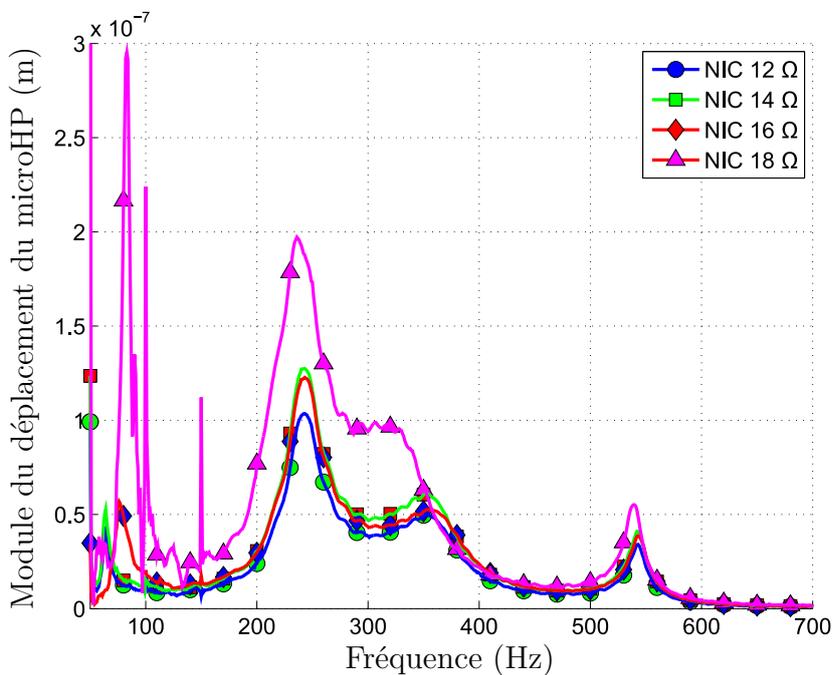


FIGURE 4.22 – Module du déplacement du micro-HP silicium sans joint pour différentes valeurs de NIC.

La résonance du système couplé (micro-HP silicium + NIC), créant de fortes amplitudes de déplacement, génère une forte f.e.m qui induit une forte circulation de courant au sein de la bobine. À la suite de ces différentes mesures d'absorption, la résistance de la bobine du micro-HP silicium est passée de $13,5\ \Omega$ à $18,2\ \Omega$, ce qui présage une détérioration des spires micro-moulées de la bobine. Cette évolution de la résistance n'est pas observée dans le cas d'une utilisation uniquement passive micro-HP silicium.

4.5 Conclusion et bilan des performances obtenues

Ce chapitre a dans un premier temps mis en évidence deux approches de parois acoustiques et l'intérêt de l'utilisation de transducteurs pour l'absorption d'ondes acoustiques.

La première approche de parois acoustiques est composée de HP (Visaton K16-50 ohm et micro-HP silicium avec un joint polymère thermoformé) ne comportant pas de courts-circuits acoustiques. Dans cette partie, nous avons observé l'effet de la densité de haut-parleurs et l'effet de la cavité arrière, ce qui a permis de définir les limites en terme d'absorption acoustique de ce type de paroi. La confrontation des mesures et de la modélisation analytique développée dans le chapitre 2 a mis en évidence qu'elle permettait de décrire le comportement d'une paroi acoustique composée de plusieurs transducteurs en prenant en compte les effets acoustiques (couplage des transducteur), ceux de la charge acoustique (cavité arrière) et ceux de la charge électrique (shunt) appliquée aux bornes du transducteur.

La deuxième approche consiste à modifier le comportement d'un système acoustique résonant (résonateur de Helmholtz) en incluant dans le col du résonateur un système électrodynamique pilotable que l'on peut appeler résonateur de Helmholtz accordable. Grâce aux particularités mécaniques remarquables de la structure en silicium (masse de la partie mobile, souplesse de la suspension) et au moteur électrodynamique, l'ajout d'un micro-HP silicium dans le col du résonateur de Helmholtz a permis :

- de réduire la fréquence de résonance du système grâce à la masse ajoutée dans le col (en passant la fréquence de résonance de 418 Hz à 316 Hz),
- d'augmenter le coefficient d'absorption par rapport à un résonateur de Helmholtz seul (en passant le coefficient d'absorption de 0,42 à 0,86)
- d'obtenir un système pilotable grâce à la transduction électrodynamique du micro-HP silicium.

Le tableau 4.4 présente un bilan des deux approches en comparant leurs avantages et inconvénients pour une application en tant qu'absorbeur acoustique. De plus, l'utilisation de micro-HP silicium pour modifier (et donc potentiellement étendre) les capacités d'absorption de résonateurs de Helmholtz utilisés comme absorbeurs acoustiques par modification de la masse mobile dans le col du haut-parleur est à notre connaissance inédite à ce jour. Le comportement de la paroi acoustique observé lorsqu'un micro-HP silicium sans joint en polymère thermoformé, est placé dans le col d'un résonateur de Helmholtz n'a pu être simulé avec le modèle pseudo-analytique développé dans ce manuscrit du fait de la complexité des couplages entre les sources et aux effets des courts-circuits acoustiques.

Le tableau 4.4 présente les avantages, inconvénients des deux approches de parois acoustiques absorbantes.

TABLEAU 4.4 – Comparaison des deux approches de parois acoustiques absorbantes.

Approche	Avantages	Inconvénients
Utilisation de haut-parleurs	Répond à un modèle linéaire présenté dans le chapitre 2 Utilisable pour réaliser de l'anti-bruit car le système est efficace pour la production sonore	Peu efficace en absorption passive Fréquence de résonance haute dû à la raideur du haut-parleur
Modification de résonateurs de Helmholtz	Système passif efficace Réduction de la fréquence d'absorption de la cavité de Helmholtz par l'inclusion d'un microHP dans le col de la cavité Efficace même avec un seul transducteur	Comportement non linéaire (fuites acoustiques) Grande dépendance de la cavité (volume) Détérioration de la bobine (pouvant être résolu en intégrant un limiteur de courant dans le circuit électrique)

CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES

Aujourd'hui l'une des plus grandes nuisances reconnues par le public concerne le bruit de voisinage ou lié aux transports. C'est dans l'objectif de proposer de nouveaux moyens de réduction de bruit que le travail de thèse présenté dans ce manuscrit, s'inscrit. Les problèmes rencontrés dans la réduction de bruit concernent principalement la réduction du bruit basses fréquences qui nécessite actuellement de solutions volumineuses parfois problématique à installer. Les solutions passives que l'on pourrait retenir pour ce type d'application sont l'utilisation de matériaux poreux avec des épaisseurs importantes ou l'utilisation de résonateurs de Helmholtz avec des cavités ayant de grands volumes. Ce travail de thèse, sur la conception d'une paroi acoustique absorbante capable d'absorber les basses fréquences tout en ayant un faible encombrement a été conduit afin de déterminer l'intérêt de l'utilisation d'un réseau de transducteurs pour la réduction de nuisances sonores dans la gamme allant de 500 Hz à 1500 Hz avec une épaisseur inférieure à 50 mm. L'étude préliminaire sur les moyens actuels d'absorption acoustique, nous a permis de cibler les différentes méthodes de réduction du bruit, c'est-à-dire la réduction ou l'annulation de l'onde réfléchie sur le matériau ou le système utilisé. Cet état de l'art a d'ailleurs mis en évidence deux techniques d'absorption acoustique, la première à base de systèmes ou de matériaux passifs plutôt efficace dans les hautes fréquences et dont la taille est très dépendant de la limite basse fréquence. La deuxième, à base de systèmes actifs, est capable d'absorber l'énergie d'une onde basse fréquence mais nécessite l'utilisation de moyens de caractérisations de l'onde acoustique incidente et d'un montage électronique pilotant le transducteur utilisé. L'étude des différentes solutions a permis de mettre en évidence que peu de solutions de faibles encombrements étaient capables d'absorber les bruits dans la gamme de fréquence allant de 500 Hz à 1500 Hz. Cet état de l'art a également montré que l'encombrement élevé des systèmes actifs était principalement dû à la taille des transducteurs utilisées car pour obtenir un système actif capable d'absorber une onde acoustique de 100 Hz, il est nécessaire d'utiliser un transducteur capable de reproduire une onde sonore à cette fréquence.

C'est sur les travaux de recherche du projet ANR SAIPON sur la conception d'un micro-Haut-Parleur réalisés durant la thèse d'Iman Shahosseini, que le système de réduction de bruit présenté dans ce manuscrit, repose. Ces micro-HP électro-dynamiques en silicium possèdent la particularité d'avoir une épaisseur inférieure au centimètre tout en ayant une fréquence de résonance comparable à celle d'un haut-parleur médium classique (500 Hz). Ces qualités en font un bon candidat pour une intégration dans un dispositif absorbant pilotable (fig. 4.23)

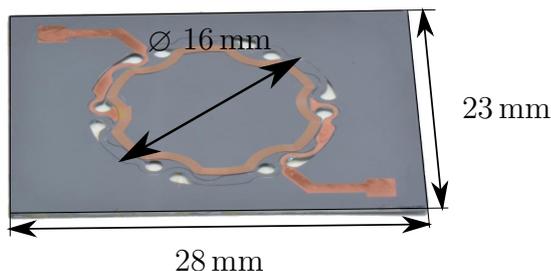


FIGURE 4.23 – micro-HP en technologie MEMS

Suivant ces objectifs et ce choix technologique, la deuxième phase de ce travail propose une modélisation analytique d'une paroi acoustique absorbante composée de transducteurs électro-dynamiques utilisés comme absorbeur acoustique. Cette modélisation pseudo-analytique prend en compte l'ensemble des couplages présents entre l'onde acoustique à absorber et la partie mobile du transducteur mais également les interactions entre les mouvements de la partie mobile de chaque transducteur et de l'effet de la cavité arrière. Le mouvement de la partie mobile qui couple l'ensemble mécano-acoustique à la partie électrique du transducteur, induit alors une f.e.m qu'il est possible de dissiper dans une charge électrique. L'ensemble de ces interactions entre les différents domaines sont pris en compte dans la modélisation pseudo-analytique qui a été confrontée à une modélisation par éléments finis et aux mesures réalisées. Cette modélisation a permis d'observer l'effet des différents paramètres tels que les paramètres intrinsèques du transducteur et la disposition des sources, sur l'efficacité de la paroi acoustique absorbante. Celle-ci a également permis de définir la charge électrique optimale afin d'améliorer l'absorption acoustique de la paroi.

La troisième partie de ce travail a été consacrée à la présentation du procédé de micro-fabrication du micro-HP silicium et des optimisations développées durant cette thèse. Des mesures acoustiques en chambre anéchoïque ont montré que la réponse acoustique du transducteur avec et sans joint, n'avait pas du tout le même niveau ni le même profil. Nous avons pu déterminer grâce à des mesures au vibromètre laser, le fort couplage entre la suspension en silicium et la cavité arrière utilisée. Ce couplage a aussi été observé sur les performances du micro-HP lorsqu'il est utilisé en tant qu'absorbeur. Une méthode d'optimisation du champ magnétique par l'ajout d'un aimant

cylindrique à l'intérieur de l'aimant annulaire a permis d'améliorer le facteur de force d'un facteur 2 par rapport à une configuration avec 2 aimants annulaires. Cette configuration a l'avantage de réduire presque par 2 le volume du dispositif. En contrepartie, lors de grands déplacements de la partie mobile, la présence de l'aimant limite le rendement obtenu par cette optimisation. Les mesures des non-linéarités du transducteur dans cette configuration et les simulations ont montré un ajout de raideur dû à la lame d'air formée entre la partie mobile et le nouvel aimant. Ce couplage acoustique et géométrique (position de l'aimant) montre l'importance de réaliser une optimisation non plus indépendante l'une des autres mais d'optimiser un problème complet couplé. Dans partie est également présentée une méthode de caractérisation des différents transducteurs utilisés pour la fabrication des prototypes de parois acoustiques. Cette caractérisation non-invasive, a permis de définir les paramètres intrinsèques des transducteurs afin d'alimenter la modélisation analytique développé dans ce travail. Cette phase de caractérisation a également permis de mettre en évidence les différentes non-linéarités de réponse des transducteurs. La modélisation analytique a permis de définir des cas de charges électriques capables d'améliorer les performances d'absorption des transducteurs jusqu'à une absorption maximale à la résonance des transducteurs qui a été vérifiée par la mesure en tube de Kundt.

Dans un quatrième temps, deux approches de parois acoustiques absorbantes ont été présentées, l'une base de haut-parleurs capable de restituer correctement un signal sonore, la seconde en modifiant un résonateur de Helmholtz par l'inclusion d'un transducteur MEMS dans le col de celui-ci. Cette modification a permis d'obtenir un décalage de sa fréquence de résonance dans les basses fréquences. Grâce aux caractéristiques mécaniques particulières du transducteur MEMS, seule la masse ajoutée dans le col a un effet car la suspension est très souple et ne perturbe pas le comportement du résonateur. Cette modification du résonateur de Helmholtz apporte la possibilité de pouvoir contrôler le comportement du transducteur en jouant sur la charge électrique placée à ses bornes. Des mesures ont montré qu'il était possible d'atteindre une absorption maximale à la résonance du système couplé (transducteur MEMS + grande cavité de 169 cm^3) qui se situe à la fréquence de 350 Hz pour ce type de système hybride.

Les parois acoustiques absorbantes à base de transducteur MEMS semblent donc avoir leur place dans la gamme des solutions contre les bruits basses fréquences. Des améliorations sont encore à prévoir avant une utilisation possible des prototypes présentés dans ce manuscrit comme l'optimisation du contrôle des transducteurs. Dans les prototypes caractérisés, on peut différencier deux types de parois acoustiques absorbantes, le premier basé sur l'utilisation de sources acoustiques tels que des haut-parleurs utilisée comme des sources pilotables. Cette solution nécessite l'ajout d'un système de traitement électronique afin de réduire la rupture d'impédance entre le milieu de propagation de l'onde acoustique à absorber et la paroi (contrer la raideur de suspension

des haut-parleurs pour limiter la réflexion de l'onde sur sa surface). Le deuxième basé sur la modification de résonateur de Helmholtz en incluant un système pilotable avec une forte masse pour décaler la fréquence de résonance vers les basses fréquences et avec une faible raideur de suspension pour ne pas perturber mouvement de l'air dans le col du résonateur. Les deux approches possèdent leurs avantages et inconvénients, l'utilisation de haut-parleurs permet d'avoir un système dont le pilotage est possible à partir de la fréquence de résonance, l'absorption à base de transducteur et de résonateur de Helmholtz est conditionné principalement par la dimension de la cavité à cause des forts couplages acoustiques.

La solution à base de transducteurs et de résonateurs de Helmholtz semble la plus prometteuse car elle permet d'avoir un système très efficace dès l'utilisation d'un seul transducteur pour une surface de diamètre 100 mm. Cette configuration est également plus simple à fabriquer et peut être modifiée au niveau du processus de micro-fabrication afin d'ajuster la masse de la partie mobile ou de modifier la bobine pour améliorer les performances d'absorption dans la gamme de fréquences souhaitée. Les fuites acoustiques, pour cette approche, peuvent être bénéfiques car elles réduisent l'effet de raideur de la cavité placée à l'arrière ce qui présagerait de pouvoir réduire l'encombrement de la paroi acoustique absorbante actuelle qui possède une épaisseur de 50 mm, sans modifier la fréquence de résonance du système (transducteur + résonateur de Helmholtz). Pour le moment le système est limité à une absorption à sa fréquence de résonance qui pourrait être étendue à une gamme de fréquence plus large grâce à un contrôle actif du système comme le montrent Lissek *et al.* dans leurs travaux.

Différentes interrogations apparaissent à la suite de ce travail, quelle sont la densité de micro-HP silicium optimale (aujourd'hui 2,4 % de la surface totale de la paroi) et l'efficacité de ce type de système pour l'absorption d'ondes acoustiques en incidence rasante avec ou sans écoulement ? L'une des voies permettant de comprendre et d'optimiser ce système passe par l'élaboration d'un modèle analytique ou numérique qui permette de définir l'effet des nombreux paramètres nécessaires à la description du système tels que : les paramètres linéaires ou non-linéaires du transducteur, la densité de transducteurs sur la paroi, la taille du résonateur de Helmholtz (col et cavité), la forme des bras de suspension couplant la raideur de la suspension du transducteur mais également responsable des court-circuits acoustiques, ...

Tables des annexes

A	Modèle de Delany-Bazley	130
B	Paramètres du modèle de Biot-Allard	131
C	Impédance acoustique de rayonnement d'un piston plan .	132
D	Discrétisation d'un disque par la méthode de Bresenham	134
E	Calcul de l'impédance mécanique mutuelle de rayonnement	135
F	Formulation de Pritchard	137
G	Calcul d'impédance de la paroi acoustique absorbante . .	139
H	Méthodes générales de micro-fabrication	144
	H.1 Méthodes de gravure	144
	H.2 Méthodes de dépôt	144
	H.3 Protection de zone du substrat	145
I	Méthode de réalisation d'un joint souple en PDMS	146
J	Calcul du champ magnétique d'un aimant axisymétrique	148
	J.1 Cylindrique	148
	J.2 Annulaire	149

A Modèle de Delany-Bazley

Les expressions de l'impédance caractéristique et du nombre d'onde obtenue par le modèle empirique de Delany et Bazley [20] sont :

$$Z_c = \rho_0 c_0 \left[1 + 9.08 \left(10^3 \frac{f}{\sigma} \right)^{-0.75} - j 11.9 \left(10^3 \frac{f}{\sigma} \right)^{-0.73} \right], \quad (6)$$

$$k = \frac{\omega}{c_0} \left[1 + 10.8 \left(10^3 \frac{f}{\sigma} \right)^{-0.70} - j 10.3 \left(10^3 \frac{f}{\sigma} \right)^{-0.59} \right], \quad (7)$$

où ρ_0 et c_0 sont respectivement la masse volumique de l'air et la vitesse du son dans l'air, $\omega = 2\pi f$ est la pulsation de l'onde acoustique et σ est la résistance au passage de l'air dans la direction de propagation de l'onde (exprimée en Ns/m^4).

Les conditions aux frontières proposées par les auteurs, pour la validité de la loi sont :

$$0.01 < \frac{f}{\sigma} < 1.00. \quad (8)$$

Dans ces conditions, le modèle empirique permet d'estimer les paramètres k et Z_c à partir du coefficient σ propre au matériau poreux considéré.

B Paramètres du modèle de Biot-Allard

La modélisation des matériaux poreux de Biot-Allard [4, 5, 9] est une modélisation phénoménologique qui décrit les matériaux grâce à de nombreux paramètres qui peuvent être classés en 2 parties :

- Paramètres mécaniques classiques :
 - La masse volumique du squelette (notée en général ρ)
 - Le module d'Young du squelette dans le vide (noté en général E)
 - Le coefficient de Poisson du squelette dans le vide (noté en général ν)
 - L'amortissement structural (noté en général η)
- Paramètres spécifiques aux matériaux poreux :
 - La porosité (notée Φ_P), égale à la fraction volumique occupée par l'air dans le poreux
 - La résistivité (notée σ_R), exprimée en général en Ns/m^4 , qui représente l'intensité avec laquelle le poreux s'oppose au passage de l'air
 - La tortuosité (notée α), supérieure à 1, qui représente le rapport entre la distance entre deux points en suivant les chemins définis par les pores, et la distance entre les deux points "à vol d'oiseau"
 - La longueur caractéristique visqueuse (notée λ), représentant l'échelle où se produisent les phénomènes de dissipation visqueuse.
 - La longueur caractéristique thermique (notée λ'), représentant l'échelle où se produisent les phénomènes de dissipation thermique, toujours supérieure à la précédente.

C Impédance acoustique de rayonnement d'un piston plan

Cette partie présente la mise en forme de l'équation d'impédance mécanique de rayonnement Z_{mr} pour une disque de rayon R sous la forme analytique utilisant les fonctions de Bessel et de Struve, tirée des travaux de Merhaut [68] :

$$Z_{mr} = j2\omega\rho_0 \int_0^R Qx \, dx, \quad (9)$$

avec

$$Q = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{2x \cos(\psi)} e^{-jk\xi} \, d\psi d\xi, \quad (10)$$

$$Q = \frac{1}{jk} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} 1 - e^{-j2kx \cos(\psi)} \, d\psi, \quad (11)$$

$$Q = \frac{\pi}{jk} - \frac{1}{jk} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} e^{-j2kx \cos(\psi)} \, d\psi. \quad (12)$$

Si on prend Λ de la forme suivante :

$$\Lambda = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} e^{-j2kx \cos(\psi)} \, d\psi, \quad (13)$$

Q peut être écrit sous cette forme :

$$Q = \frac{1}{jk}(\pi - \Lambda). \quad (14)$$

L'expression de l'exponentielle de Λ peut être mis sous la forme sinus et cosinus :

$$e^{-jX} = \cos(X) - j \sin(X), \quad (15)$$

$$e^{-j2kx \cos(\psi)} = \cos(2kx \cos(\psi)) - j \sin(2kx \cos(\psi)), \quad (16)$$

$$\Lambda = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos(2kx \cos(\psi)) - j \sin(2kx \cos(\psi)) \, d\psi, \quad (17)$$

$$\Lambda = \int_0^\pi \cos(2kx \sin(\psi)) \, d\psi - j \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \sin(2kx \cos(\psi)) \, d\psi. \quad (18)$$

Les fonctions générales de Bessel et Struve sont respectivement :

$$J_\alpha(X) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi/2} \sin(\alpha\theta - X \sin(\theta)) \, d\theta, \quad (19)$$

$$H_\alpha(X) = \frac{2(x/2)^\alpha}{\sqrt{\pi}\Gamma(\alpha + \frac{1}{2})} \int_0^{\pi/2} \sin(x \cos \tau) \sin^{2\alpha}(\tau) \, d\tau. \quad (20)$$

avec α l'ordre de ces deux fonctions. À l'ordre 0 les fonctions s'écrivent :

$$J_0(X) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \cos(X \sin(\psi)) d\psi, \quad (21)$$

$$H_0(X) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} \sin(X \cos(\psi)) d\psi. \quad (22)$$

Λ devient :

$$\Lambda = \pi J_0(2kx) - j2\left(\pi \frac{H_0(2kx)}{2}\right), \quad (23)$$

$$\Lambda = \pi [J_0(2kx) - jH_0(2kx)], \quad (24)$$

$$Q = \frac{\pi}{jk} (1 - [J_0(2kx) - jH_0(2kx)]). \quad (25)$$

$$Z_{mr} = j2\omega\rho_0 \int_0^R \frac{\pi}{jk} (1 - J_0(2kx) + jH_0(2kx))x dx, \quad (26)$$

$$Z_{mr} = \frac{2\pi\omega\rho_0}{k} \int_0^R (1 - J_0(2kx) + jH_0(2kx))x dx, \quad (27)$$

$$Z_{mr} = 2\pi c_0\rho_0 \int_0^R (1 - J_0(2kx) + jH_0(2kx))x dx, \quad (28)$$

$$\int_0^\infty X dX J_0(X) = X J_1(X), \quad (29)$$

$$\int_0^\infty X dX H_0(X) = X H_1(X), \quad (30)$$

$$Z_{mr} = 2\pi c_0\rho_0 \left[\int_0^R x dx - \left(\frac{1}{2k}\right)^2 \int_0^X \alpha d\alpha J_0(\alpha) + j\left(\frac{1}{2k}\right)^2 \int_0^X \alpha d\alpha H_0(\alpha) \right], \quad (31)$$

le changement de variable suivant $\alpha = 2kx$ et $X = 2kR$ permet d'aboutir à la forme :

$$Z_{mr} = 2\pi c_0\rho_0 \left[\frac{R^2}{2} - \frac{R}{2k} J_1(X) + j\frac{R}{2k} H_1(X) \right], \quad (32)$$

$$Z_{mr} = \pi R^2 c_0\rho_0 \left[1 - \frac{J_1(2kR)}{kR} + j\frac{H_1(2kR)}{kR} \right]. \quad (33)$$

L'impédance mécanique de rayonnement peut alors être mis sous la forme :

$$Z_{mr} = S_d c_0\rho_0 [R_{11} + jX_{11}], \quad (34)$$

avec $R_{11} = 1 - J_1(2kR)/kR$ la résistance et $X_{11} = H_1(2kR)/kR$ la réactance mécanique de rayonnement

D Discrétisation d'un disque par la méthode de Bresenham

Le programme suivant permet la discrétisation d'un disque par la méthode Bresenham.

```

1  function R = bresenham_full_circle( nb_xy )
2  %Détermine la matrice disque avec nb_xy elements
3      R = zeros(nb_xy,nb_xy);
4
5      x_centre = round(nb_xy/2);
6      y_centre = round(nb_xy/2);
7
8      %%Trace du cercle de Bresenham
9      rayon = round(nb_xy/2)-1;
10     x = 0 ;
11     y = rayon ;           % on se place en haut du cercle
12     m = 5 - 4*rayon ;    % initialisation
13     while x <= y        % tant qu'on est dans le second octant
14         R( y_centre + y , x_centre + x )=1;
15         R( y_centre + x , x_centre + y )=1;
16         R( y_centre + y , x_centre - x )=1;
17         R( y_centre + x , x_centre - y )=1;
18         R( y_centre - y , x_centre + x )=1;
19         R( y_centre - x , x_centre + y )=1;
20         R( y_centre - y , x_centre - x )=1;
21         R( y_centre - x , x_centre - y )=1;
22         if m > 0 %choix du point F
23             y = y - 1 ;
24             m = m - 8*y ;
25         end
26         x = x + 1 ;
27         m = m + 8*x + 4 ;
28     end
29
30     %%Remplissage du cercle
31     for ( i=2:nb_xy-1)
32         ind = find(R(:,i)==1);
33         R(ind(1):ind(end),i)=1;
34     end
35 end

```

E Calcul de l'impédance mécanique mutuelle de rayonnement

Le programme suivant permet de déterminer l'impédance mécanique mutuelle de rayonnement entre deux sources discrétisées sous la forme de matrice.

```

1  function [Zmr] = Zray12_disque_disque_approche_matrice(R1,R2,D12,freq,
      matR1,matR2)
2  %R1 rayon du cercle 1
3  %R2 rayon du cercle 2
4  %Distance entre les deux centres des cercles D12 >= R1+R2
5  %freq vecteur frequence
6  %matR1 matrice de la forme de la source 1
7  %matR2 matrice de la forme de la source 2
8  %-----
9  % Impedance mecanique mutuelle de rayonnement d'une la source R1 sur la
10 % source R2
11 %-----
12 %%Source 1
13 [nb_matR1, c_nb_matR1] = size(matR1);
14 dS1 = (2*R1 / nb_matR1)^2;
15 R1_centre = round(nb_matR1/2);
16 %%Source 2
17 [nb_matR2, c_nb_matR2] = size(matR2);
18 dS2 = (2*R2 / nb_matR2)^2;
19 R2_centre = round(nb_matR2/2);
20
21 try %Recuperation d'un fichier de resultats si deja etabli
22     directory = strcat(pwd, '\Zray');
23     NomFichier = strcat(directory, '\Zray12_am_', 'R1=', num2str(R1*1000), '_
      _R2=', num2str(R2*1000), '_D12=', num2str(D12*1000), '_f=', num2str(
      freq(1)), 'a', num2str(freq(end)), '_ii=', num2str(length(freq)), '_
      num2str(matR1), num2str(nb_matR2), '.mat');
24     disp(NomFichier);
25     Zray12 = load(NomFichier);
26     Zmr = Zray12.Zmr;
27
28 catch
29
30     rho0 = 1.2; % masse volumique de l'air
31     c0 = 344; % vitesse du son dans l'air
32     Z0 = rho0*c0; % impedance caracteristique du milieu
33     k = (2*pi*freq)/c0; %nombre d'onde
34
35     %%Source 1
36     vecR1_x = ((1:nb_matR1)-R1_centre)*(2*R1)/(nb_matR1-1);
37     vecR1_y = (R1_centre-(1:nb_matR1))*(2*R1)/(nb_matR1-1);

```

```

38
39 %%Source 2
40 vecR2_x = ((1:nb_matR2)-R2_centre)*(2*R2)/(nb_matR2-1) + D12;
41 vecR2_y = (R2_centre-(1:nb_matR2))*(2*R2)/(nb_matR2-1);
42
43 %%Initialisation de la matrice de xi
44 xi_x = zeros(nb_matR1*nb_matR2,nb_matR1*nb_matR2);
45 xi_y = zeros(nb_matR1*nb_matR2,nb_matR1*nb_matR2);
46 xi_mask = zeros(nb_matR1*nb_matR2,nb_matR1*nb_matR2); %% Masque des
    valeurs nulles
47
48 for i=1:nb_matR1
49     for j=1:nb_matR1
50         xi_x(((j-1)*nb_matR2)+1:((j-1)*nb_matR2)+nb_matR2,((i-1)*
            nb_matR2)+1:((i-1)*nb_matR2)+nb_matR2) = (meshgrid(vecR2_x
            ,vecR2_x)- vecR1_x(i));
51         xi_y(((i-1)*nb_matR2)+1:((i-1)*nb_matR2)+nb_matR2,((j-1)*
            nb_matR2)+1:((j-1)*nb_matR2)+nb_matR2) = (meshgrid(vecR2_y
            ,vecR2_y)'- vecR1_y(i));
52         xi_mask(((j-1)*nb_matR2)+1:((j-1)*nb_matR2)+nb_matR2,((i-1)*
            nb_matR2)+1:((i-1)*nb_matR2)+nb_matR2) = matR1(i,j) *
            matR2;
53     end
54 end
55
56 xi = (xi_x.^2 + xi_y.^2).^(1/2);
57 Zray12_temp = zeros(length(freq),1); %% Vecteur resultat
58 for l=1:length(freq)
59     Zray12_temp(l) = sum(sum(((exp(-1i*k(l)*xi)./xi).*xi_mask)*dS1)*
        dS2); %% Sommmation discrete
60 end
61
62 Zmr = ((1i * k * c0 * rho0)/(2*pi)) .* (Zray12_temp); % Impedance
    mecanique de rayonnement Ns/m
63
64 save(NomFichier, 'Zmr', 'freq', 'D12', 'R1', 'R2', 'matR1', 'matR2');
65 end

```

F Formulation de Pritchard

Le programme suivant permet de déterminer l'impédance mécanique mutuelle de rayonnement entre deux sources circulaire de même diamètre grâce à la formulation de Pritchard utilisant les fonctions de Bessel.

```

1  function [ZmvA] = Zray12_disque_disque_Pritchard(R,D12,freq)
2  %R %rayon des cercles 1 et 2
3  %Distance entre les deux centres des cercles D12 >= R+R
4  %freq vecteur frequence
5  Nb_p = 10; %Ordre d'integration
6  p=0:1:Nb_p; %Vecteur d'integration
7  % -----
8  % Impedance mecanique mutuelle de rayonnement d'un disque sur un disque
9  % -----
10 try %Recuperation d'un fichier de resultats si deja etabli
11     directory = strcat(pwd, '\Zray');
12     NomFichier = strcat(directory, '\Zray12_P_', 'R1=', num2str(R*1000), '_
        _D12=', num2str(D12*1000), '_f=', num2str(freq(1)), 'a', num2str(freq(
        end)), '_ii=', num2str(length(freq)), '.mat');
13     Zray12_disque_disque = load(NomFichier);
14     Zmrln = Zray12_disque_disque.Zmrln;
15 catch
16
17     global rho0 c0
18     Z0 = rho0*c0;
19
20     %%Source
21     Sd = pi*R^2;
22     k = (2*pi*freq)/c0; %nombre d'onde
23     ka = k*R1;
24     kd = k*D12;
25
26     Sigma = Sigma_ray(Nb_p,ka);
27     Zeta = Zeta_ray(Nb_p,kd);
28
29     Zmrln = (Z0 * Sd * sum((Sigma.* meshgrid((R/D12).^p),freq).*Zeta)')')
        ; %Ns/m %Impedance mecanique de rayonnement (somme de Nb_p indice
        de result transpose car result(f,p) et retranspose pour obtenir en
        colonne)
30
31     save(NomFichier, 'Zmrln', 'freq', 'D12', 'R');
32 end

1  function [ result ] = Sigma_ray(P,X)
2  % Sigma Calculation
3     result = zeros(length(X),P);
4     for p=0:P

```

```

5         sum_for_Sigma = 0;
6         for n=0:p
7             sum_for_Sigma = sum_for_Sigma + (besselj(n+1,X).*besselj(p-n
              +1,X))./(factorial(n)*factorial(p-n));
8         end
9         result(:,p+1) = (2*gamma(p+1/2)/sqrt(pi()))*sum_for_Sigma;
10    end
11 end

1 function [ result ] = Zeta_ray(P,X)
2 % Zeta Calculation
3     result = zeros(length(X),P);
4     for p=1:P+1
5         result(:,p) = ((pi()./(2*X)).^(1/2)).*(besselj((p-1)+1/2,X)+1i
              *((-1)^(p-1))*besselj(-(p-1)-1/2,X));
6     end
7 end

```

G Calcul d'impédance de la paroi acoustique absorbante

Afin de d'obtenir un programme modulable, les différentes fonctions utiles à la détermination de l'impédance de la paroi ont été séparé en objet. Chaque objet est défini comme une entité physique, nous créons dans la plus par des cas un seul objet paroi qui est lui même composé de plusieurs objet HP possédant une cavité arrière (pouvant être infiniment grande). Il est donc possible de créer un objet paroi de 7 objets HP tous différents ayant chacun une cavité. Les programmations des objets utilisés afin de déterminer le coefficient d'absorption de la paroi acoustique sont définis par la suite :

```

1 classdef Paroi
2     %Objet Paroi
3     properties (Constant)
4         c0 = 343.5; %m/s Vitesse du son dans l'air
5         rho0 = 1.2; %kg/m^3 Masse volumique de l'air
6     end
7     properties
8         Frequence %Frequences definies
9         Nb_HP %Nombre de Haut-Parleurs
10        Rt
11        HPs
12        Positions_HPs %colonne1 x_position colonne2 y_position
13    end
14    properties (GetAccess='private', SetAccess='private')
15        omega % Pulsation
16        St
17    end
18    properties (Dependent = true)
19        alpha_Paroi %Absorption acoustique a la surface
20    end
21    methods
22        function obj=Paroi(Nb_HP,Rt,HPs,Positions_HPs,Frequence)
23            obj.Frequence=Frequence;
24            obj.Nb_HP=Nb_HP;
25            obj.Rt=Rt;
26            obj.HPs=HPs;
27            obj.Positions_HPs=Positions_HPs;
28            obj.omega = 2 * pi * obj.Frequence;
29            obj.St = pi * obj.Rt^2;
30        end
31        function alpha_Paroi = get.alpha_Paroi(obj)
32            absorption_HP_temp = zeros(length(obj.Frequence),1);
33            for i=1:length(obj.HPs)

```

```

34         absorption_HP_temp = absorption_HP_temp + obj.HPs(i).
           alpha_HP * pi*obj.HPs(i).Rd^2;
35     end
36     alpha_Paroi = absorption_HP_temp/obj.St;
37 end
38 end
39 end

1 classdef HP
2     % Classe et definition du comportement en absorption d'un haut-
           parleur
3     % Calcul de l'admittance d'un haut-parleur
4
5     properties
6         Frequence % Vecteur frequences
7
8         %%Definition mecanique
9         Mmd %kg Masse mecanique de l'equipage mobile charge d'air exclue
10        Rms %N.s/m Resistance mecanique des pertes de la suspension du HP
11        Kms %N/m Raideur de la suspension
12
13        %%Couplage mecano-electrique
14        Bl %N/A Facteur de force
15
16        %%Definition de la charge electrique
17        Re % ohm
18        Le % H
19        Zshunt % ohm
20
21        %%Definition geometrique
22        Rd %m Rayon de la partie mobile
23        Vcavite %m^3 Volume de la cavite arriere si Vcavite = 0 => sans
           cavite
24
25        %%Definition environnement
26        Env %Liste rayons et distances entre les differents HPs Colonne 1
           Rd, Colonne 2 D12
27        rho0HP = 1.2;
28        c0HP = 340;
29        Kab %N/m Raideur equivalente de la cavite arriere
30 end
31
32 properties (GetAccess='private', SetAccess='private')
33     omega % Pulsation
34     Cms % Souplesse de la suspension
35     Sd % Surface de la partie mobile
36     Zmr11 % Impedance mecanique de rayonnement de la partie mobile
           seule

```

```

37     Zmr12 % Impedance mecanique de rayonnement de couplage seule
38     Nb_HP %Nombre de Haut-Parleurs
39 end
40
41 properties (Dependent = true)
42     Zm % Impedance mecanique
43     Ze % Impedance electrique
44     Zmrtot % Impedance mecanique de rayonnement avec couplage
45     alpha_HP % Absorption acoustique a la surface
46     Y_HP % Admittance specifique du Haut-Parleur
47     Zshunt_opt % Impedance de shunt optimale
48 end
49
50 methods
51     function obj=HP(Mmd,Rms,Kms,Bl,Re,Le,Zshunt,Rd,Vcavite,Env,
                    Frequence)
52         obj.Frequence=Frequence;
53         obj.Mmd=Mmd;
54         obj.Rms=Rms;
55         obj.Kms=Kms;
56         obj.Bl=Bl;
57         obj.Re=Re;
58         obj.Le=Le;
59         obj.Zshunt=Zshunt;
60         obj.Rd=Rd;
61         obj.Vcavite=Vcavite;
62         obj.Env=Env;
63         [obj.Nb_HP c]=size(Env);
64         obj.omega = 2*pi*Frequence;
65         obj.Cms = 1/Kms;
66         obj.Sd = pi*obj.Rd^2;
67         obj.Kab = obj.Sd^2./(obj.Vcavite./(obj.rho0HP*obj.c0HP^2));
68     end
69     function Ze = get.Ze(obj)
70         if (isempty(obj.Frequence))
71             disp('Please enter the frequency axe');
72             Ze=[];
73         else
74             Ze = obj.Re + 1i*obj.omega * obj.Le;
75         end
76     end
77     function Zm = get.Zm(obj)
78         if (isempty(obj.Frequence))
79             disp('Please enter the frequency axe');
80             Zm=[];
81         else

```

```

82         Zm = (1i*obj.omega.*obj.Mmd + obj.Rms + 1./(1i*obj.omega
           .*obj.Cms));
83     end
84 end
85 function Zmrtot = get.Zmrtot(obj)
86     Zmrtot_temp = zeros(length(obj.Frequence),1);
87     obj.Zmr11 = Zray11_disque(obj.Rd,obj.Frequence); % Ns/m
           impedance mecanique de rayonnement
88     if(obj.Env(1,1)==0)
89         Zmrtot = obj.Zmr11;
90         obj.Zmr12 = Zmrtot_temp;
91     else
92         for i=1:obj.Nb_HP
93             Zmrtot_temp = Zmrtot_temp +
           Zray12_disque_disque_approche_matrice(obj.Rd,obj.
           Env(i,1),obj.Env(i,2),obj.Frequence,41,41);
94         end
95         obj.Zmr12 = Zmrtot_temp;
96         Zmrtot = obj.Zmr11 + obj.Zmr12;
97     end
98 end
99 function alpha_HP = get.alpha_HP(obj)
100     if(obj.Vcavite==1/0) %Baffle
101         Y_HP = obj.rho0HP*obj.c0HP*obj.Sd*1./(((obj.Bl^2)./(obj.
           Ze+obj.Zshunt)) + obj.Zm + 2*obj.Zmrtot);
102     else
103         Y_HP = obj.rho0HP*obj.c0HP*obj.Sd*1./(((obj.Bl^2)./(obj.
           Ze+obj.Zshunt)) + obj.Zm + 1*obj.Zmrtot + (obj.Kab./(1
           i*obj.omega)));
104     end
105     r_HP = (1-Y_HP)./(1+Y_HP);
106     alpha_HP = 1-abs(r_HP).^2;
107 end
108 function Y_HP = get.Y_HP(obj)
109     if(obj.Vcavite==1/0) %Baffle
110         Y_HP = obj.c0HP*obj.rho0HP*obj.Sd*1./(((obj.Bl^2)./(obj.
           Ze+obj.Zshunt)) + obj.Zm + 2*obj.Zmrtot);
111     else
112         Y_HP = obj.c0HP*obj.rho0HP*obj.Sd*1./(((obj.Bl^2)./(obj.
           Ze+obj.Zshunt)) + obj.Zm + 1*obj.Zmrtot + (obj.Kab./(1
           i*obj.omega)));
113     end
114 end
115 function Zshunt_opt = get.Zshunt_opt(obj)
116     if(obj.Vcavite==1/0) %Baffle
117         Zmr = obj.Zm + 2*obj.Zmrtot;
118     else

```

```

119             Zmr = obj.Zm + obj.Zmrtot + (obj.Kab./(1i*obj.omega));
120         end
121         Zshunt_opt = ((obj.Bl^2)./(obj.rho0HP*obj.c0HP*obj.Sd-Zmr))-
            obj.Ze;
122     end
123 end
124 end

1 classdef Cavite
2     %Objet cavite
3     properties
4         %%Definition mecanique
5         n %Nombre de cote du polygon
6         R %m Rayon du cerlce dans lequel le polygone est inscrit
7         H %m Hauteur de la cavite
8     end
9     properties (Dependent = true)
10         Vcavite %m^3 Volume de la cavite
11     end
12     methods
13         function obj=Cavite(n,R,H)
14             %Example
15             %HP centre
16             %Cavite1=cavite(6,10e-3)
17             obj.n=n;
18             obj.R=R;
19             obj.H=H;
20         end
21         function Vcavite = get.Vcavite(obj)
22             if obj.n<=1
23                 if obj.n==0
24                     Vcavite = 0;
25                 else
26                     Vcavite = pi*obj.R^2*obj.H;
27                 end
28             else
29                 Vcavite = obj.n*obj.R^2*sqrt(1-sin(pi/obj.n)^2)*sin(pi/
                    obj.n);
30             end
31         end
32     end
33 end

```

H Méthodes générales de micro-fabrication

L'ensemble des opérations de fabrication en micro-technologie peuvent être classées en trois catégories, le dépôt, la protection, la gravure. Différentes combinaisons peuvent exister pour la réalisation d'une étape de micro-fabrication, par exemple, dans le processus de fabrication du micro-HP l'étape de réalisation des croix d'alignement dans le silicium, débute par la protection du silicium par une couche de résine puis d'une structuration de celle-ci pour finir par une gravure sèche du silicium. L'étape de réalisation de la bobine est défini par, un dépôt de couche métallique, une protection avec de la résine, une gravure de la résine, un dépôt électrolytique, une gravure de la résine inutile et pour finir une gravure physique de la première couche métallique. Les parties suivantes présentent succinctement les trois catégories.

H.1 Méthodes de gravure

Il existe principalement deux grandes voies de gravure. La première voie est dite "gravure chimique" : on produit une réaction chimique entre l'espèce que l'on souhaite enlever de la surface et une autre espèce que l'on apporte. Ce type de gravure existe sous deux formes, soit humide, soit sèche (en présence d'un gaz réactif). Chaque voie de gravure possède ses avantages et ses inconvénients. Dans le procédé de fabrication de microHP les deux voies de gravure seront utilisées à différentes étapes.

La seconde voie est la gravure physique. Pour cette voie, il n'y a pas ou peu de réaction chimique. Le principe est de bombarder la surface avec des espèces telles que des ions. Les ions viennent arracher mécaniquement les atomes à la surface du dispositif. Cette méthode est particulière car elle met en compétition les réactions physiques et les réactions chimiques. Par exemple, en utilisant un bâti de RIE (Reactive Ion Etching), il est possible, en changeant les paramètres de vide, de plasma, d'apport de gaz, de privilégier les réactions physiques ou les réactions chimiques.

Dans le cas du microHP, nous souhaitons cibler le phénomène de gravure dans certaines zones et l'interdire dans d'autres. Il est donc nécessaire de disposer de méthodes de protection de zone du substrat de silicium pour pouvoir réaliser les opérations souhaitées.

H.2 Méthodes de dépôt

Elles consistent à déposer partiellement ou totalement sur la surface d'un substrat, une espèce chimique donnée. Par exemple, une opération de la fabrication de microHP consiste en un dépôt de cuivre sur toute la surface du substrat. Cette opération est réalisée à l'aide d'un bâti de pulvérisation cathodique. Le principe de fonctionnement de la pulvérisation est identique à celui du procédé de gravure, si ce n'est que les atomes

sont arrachés non pas du substrat de silicium mais d'un disque de matériau très pur appelé cible. Les atomes arrachés à cette cible se déposent ensuite sur le substrat en silicium.

D'autres méthodes de dépôt sont possibles. L'évaporation d'un métal sous très faible pression se produit pour des températures relativement basses. La surface d'un substrat situé au-dessus du creuset recueillera les atomes évaporés.

Pour obtenir des couches métalliques plus épaisses on peut également recourir à des techniques de dépôt électrolytique. Alors que la technique du dépôt électrolytique permet l'obtention des couches de quelques dizaines de micromètres, les autres techniques sont limitées à des épaisseurs de l'ordre du micromètre.

H.3 Protection de zone du substrat

Lorsque l'on souhaite localiser la gravure, il est nécessaire de protéger la partie que l'on souhaite conserver. Pour cela, l'utilisation la plus courante est l'utilisation d'une résine photosensible. L'application de cette résine sur le substrat peut être réalisée par centrifugation ou par spray sur la surface. Par centrifugation, l'épaisseur de résine est définie par la viscosité de celle-ci, par la vitesse et la durée de centrifugation. Il est ensuite nécessaire de faire polymériser la résine. Cela est réalisé en la chauffant. Durant cette étape le solvant présent dans la résine est libéré. La structuration de la résine, c'est à dire la définition de motifs est ensuite obtenu par insolation aux UVs à travers un masque opaque contenant des ouvertures. Il est possible avec les résines classiques d'obtenir des motifs de quelques micromètres. Une fois la résine insolée, elle est plongée dans un développeur qui dissout la résine insolée pour une résine positive et non insolée pour une résine négative. Cette couche de résine permet donc de protéger une partie de la surface du substrat durant les différentes étapes du procédé. Pour chaque étape du procédé de fabrication, des épaisseurs différentes de résine seront employées en fonction du but poursuivi.

I Méthode de réalisation d'un joint souple en PDMS

Des essais de réalisation d'un joint en PDMS ou polydiméthylsiloxane ont été réalisés. Ce matériau polymère formé à partir d'un réticulant et d'un prépolymère possède la particularité d'être très souple lorsque le ratio réticulant : prépolymère est de 1 :10. Ce mélange est en phase liquide jusqu'à polymérisation du composé. Les caractéristiques mécaniques du polymère obtenue sont listées dans le tableau 5.

TABLEAU 5 – Caractéristiques mécaniques du PDMS (10 :1)[69]

Masse volumique (kg/m ³)	Module d'Young (MPa)	Coefficient de Poisson	Élongation
950	1	0,5	>100 %

Les difficultés rencontrées pour la réalisation du joint en PDMS ont été la réalisation d'un film fin et l'application de ce film sur la surface en silicium du transducteur. L'obtention du film a été réalisée par enduction centrifuge du composé liquide puis par recuit du film dans une étuve à 75 °C durant 30 min. L'étape qui détermine l'épaisseur de film obtenue est l'étape d'enduction centrifuge. L'utilisation du PDMS est courante à l'IEF et des courbes d'épaisseur en fonction de la vitesses de centrifugation ont été réalisées et sont présentées à la figure 24.

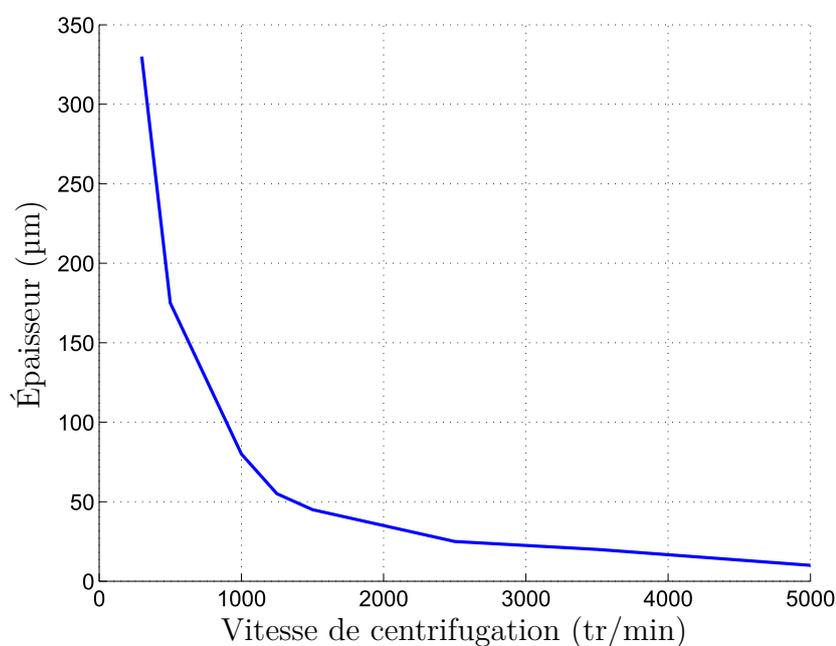


FIGURE 24 – Épaisseur de PDMS obtenue en fonction de la vitesse de centrifugation.

Le processus de micro-fabrication, du film en PDMS envisagé et testé, est présenté à la figure 25.

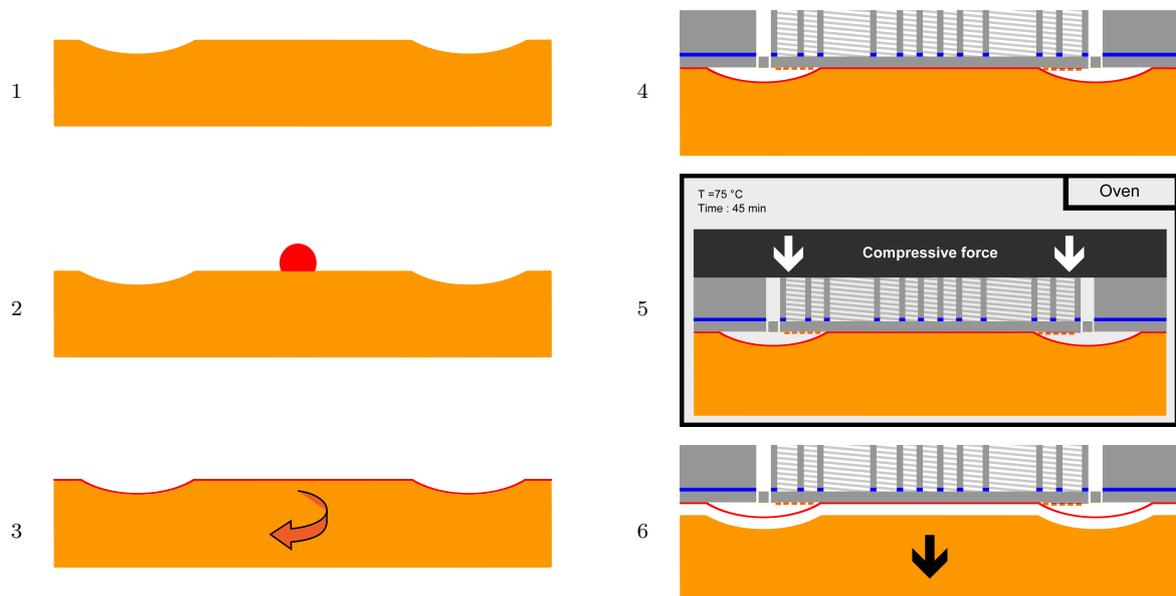


FIGURE 25 – Processus de micro-fabrication du film en PDMS réalisé pour supprimer les court-circuits acoustiques.

Les résultats de collage obtenus montrent une adhérence du film sur une partie de la surface du micro-HP (fig. 26). Après avoir vérifié les dimensions du moule, il a été constaté que la partie centrale du moule a été plus usinée que prévue ce qui a participé au mauvais transfert du film PDMS sur la surface de la partie mobile du micro-HP.



FIGURE 26 – Essai de transfert du film PDMS sur la surface d'un micro-HP, (a) micro-HP et (b) film + moule en téflon.

J Calcul du champ magnétique d'un aimant axisymétrique

Le modèle de calcul de la composante radiale du champ magnétique présenté dans cette annexe est basé sur l'approche coloubienne du champ, c'est-à-dire que nous considérons les pôles d'un aimant comme des surfaces chargées positivement et négativement. La formulation présentée ci-dessous est extraite des travaux de Babic *et al.* [70] et Ravaud *et al.* [71]. Nous modéliserons dans notre cas, l'effet des deux pôles de l'aimant afin de connaître le champ magnétique généré par la totalité de l'aimant et pas seulement l'effet d'un seul pôle. Dans la suite de cette annexe, les indices p et n représentent l'effet du pôle + et - de l'aimant.

J.1 Cylindrique

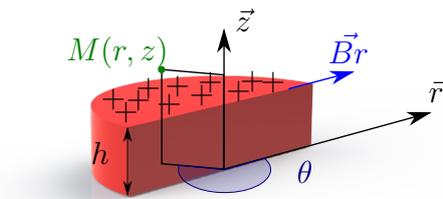


FIGURE 27 – Schéma et notations de l'aimant cylindrique.

Influence du pôle positif

$$A_p = \frac{\sigma}{2\pi\mu_0} \cdot \frac{\sqrt{(R+r)^2 + (z-h)^2}}{r},$$

$$k_p = \frac{2\sqrt{R \cdot r}}{\sqrt{(R+r)^2 + (z-h)^2}},$$

$$E_p(t) = \sqrt{1 - \left(\frac{2\sqrt{R \cdot r}}{\sqrt{(R+r)^2 + (z-h)^2}} \right)^2 \sin^2(t)}, \quad E_n(t) = \sqrt{1 - \left(\frac{2\sqrt{R \cdot r}}{\sqrt{(R+r)^2 + z^2}} \right)^2 \sin^2(t)},$$

$$K_p(t) = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{2\sqrt{R \cdot r}}{\sqrt{(R+r)^2 + (z-h)^2}} \right)^2 \sin^2(t)}}, \quad K_n(t) = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{2\sqrt{R \cdot r}}{\sqrt{(R+r)^2 + z^2}} \right)^2 \sin^2(t)},$$

$$K_p^* = \int_0^{\pi/2} K_p(t) dt,$$

$$K_n^* = \int_0^{\pi/2} K_n(t) dt,$$

$$E_p^* = \int_0^{\pi/2} E_p(t) dt.$$

$$E_n^* = \int_0^{\pi/2} E_n(t) dt.$$

Influence du pôle positif

$$H_{r_p} = A_p \cdot \left(\left(1 - \frac{k_p^2}{2} \right) \cdot K_p^* - E_p^* \right). \quad (35)$$

Influence du pôle négatif

$$H_{r_n} = A_n \cdot \left(\left(1 - \frac{k_n^2}{2} \right) \cdot K_n^* - E_n^* \right). \quad (36)$$

La composante radiale du champ magnétique généré par les deux pôles de l'aimant peut être déterminée à partir des équations 35 et 36. Il est ensuite possible de calculer la force résultante au passage d'un courant I dans la spire n plongée dans une champ magnétique Br puis de déterminer le facteur de force Bl .

$$B_{r_{cylindrique}}(r, z) = \mu_0 \cdot \mu_r \cdot (H_{r_p} + H_{r_n}), \quad (37)$$

$$F_{n_{Lorentz}} = 2\pi r \cdot B_{r_{cylindrique}}(r, z) * I, \quad (38)$$

$$Bl = \sum_0^{n_{spire}} \frac{F_{n_{Lorentz}}}{I}. \quad (39)$$

J.2 Annulaire

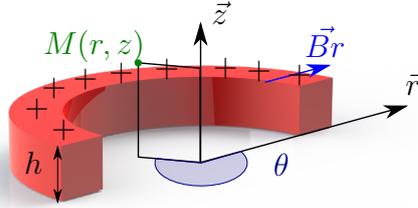


FIGURE 28 – Schéma et notations de l'aimant annulaire.

Influence du pôle positif

$$A_{p_{ext}} = \frac{\sigma}{2\pi\mu_0} \cdot \frac{\sqrt{(R_{ext} + r)^2 + (z - h)^2}}{r},$$

$$A_{p_{int}} = \frac{\sigma}{2\pi\mu_0} \cdot \frac{\sqrt{(R_{int} + r)^2 + (z - h)^2}}{r},$$

$$k_{p_{ext}} = \frac{2\sqrt{R_{ext} \cdot r}}{\sqrt{(R_{ext} + r)^2 + (z - h)^2}},$$

$$k_{p_{int}} = \frac{2\sqrt{R_{int} \cdot r}}{\sqrt{(R_{int} + r)^2 + (z - h)^2}},$$

$$E_{p_{ext}}(t) = \sqrt{1 - \left(\frac{2\sqrt{R_{ext} \cdot r}}{\sqrt{(R_{ext} + r)^2 + (z - h)^2}} \right)^2} \sin^2(t), \quad E_{n_{ext}}(t) = \sqrt{1 - \left(\frac{2\sqrt{R_{ext} \cdot r}}{\sqrt{(R_{ext} + r)^2 + z^2}} \right)^2} \sin^2(t),$$

$$E_{p_{int}}(t) = \sqrt{1 - \left(\frac{2\sqrt{R_{int} \cdot r}}{\sqrt{(R_{int} + r)^2 + (z - h)^2}} \right)^2} \sin^2(t), \quad E_{n_{int}}(t) = \sqrt{1 - \left(\frac{2\sqrt{R_{int} \cdot r}}{\sqrt{(R_{int} + r)^2 + z^2}} \right)^2} \sin^2(t),$$

Influence du pôle positif

$$K_{p_{ext}}(t) = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{2\sqrt{R_{ext} \cdot r}}{\sqrt{(R_{ext}+r)^2 + (z-h)^2}} \right)^2 \sin^2(t)}},$$

$$K_{p_{int}}(t) = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{2\sqrt{R_{int} \cdot r}}{\sqrt{(R_{int}+r)^2 + (z-h)^2}} \right)^2 \sin^2(t)}},$$

$$K_{p_{ext}}^* = \int_0^{\pi/2} K_{p_{ext}}(t) dt,$$

$$K_{p_{int}}^* = \int_0^{\pi/2} K_{p_{int}}(t) dt,$$

$$E_{p_{ext}}^* = \int_0^{\pi/2} E_{p_{ext}}(t) dt,$$

$$E_{p_{int}}^* = \int_0^{\pi/2} E_{p_{int}}(t) dt,$$

$$H_{r_{p_{ext}}} = A_{p_{ext}} \cdot \left(\left(1 - \frac{kp_{ext}t^2}{2} \right) \cdot K_{p_{ext}}^* - E_{p_{ext}}^* \right),$$

$$H_{r_{p_{int}}} = A_{p_{int}} \cdot \left(\left(1 - \frac{kp_{int}t^2}{2} \right) \cdot K_{p_{int}}^* - E_{p_{int}}^* \right).$$

Influence du pôle négatif

$$K_{n_{ext}}(t) = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{2\sqrt{R_{ext} \cdot r}}{\sqrt{(R_{ext}+r)^2 + z^2}} \right)^2 \sin^2(t)}},$$

$$K_{n_{int}}(t) = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{2\sqrt{R_{int} \cdot r}}{\sqrt{(R_{int}+r)^2 + z^2}} \right)^2 \sin^2(t)}},$$

$$K_{n_{ext}}^* = \int_0^{\pi/2} K_{n_{ext}}(t) dt,$$

$$K_{n_{int}}^* = \int_0^{\pi/2} K_{n_{int}}(t) dt,$$

$$E_{n_{ext}}^* = \int_0^{\pi/2} E_{n_{ext}}(t) dt,$$

$$E_{n_{int}}^* = \int_0^{\pi/2} E_{n_{int}}(t) dt,$$

$$H_{r_{n_{ext}}} = A_{n_{ext}} \cdot \left(\left(1 - \frac{kn_{ext}t^2}{2} \right) \cdot K_{n_{ext}}^* - E_{n_{ext}}^* \right),$$

$$H_{r_{n_{int}}} = A_{n_{int}} \cdot \left(\left(1 - \frac{kn_{int}t^2}{2} \right) \cdot K_{n_{int}}^* - E_{n_{int}}^* \right).$$

Influence du pôle positif

$$H_{r_p} = H_{r_{p_{ext}}} - H_{r_{p_{int}}}. \quad (40)$$

Influence du pôle négatif

$$H_{r_n} = H_{r_{n_{ext}}} - H_{r_{n_{int}}}. \quad (41)$$

La composante radiale du champ magnétique générée par les deux pôles de l'aimant peut être déterminée à partir des équations 40 et 41. Il est ensuite possible de calculer la force résultant au passage d'un courant I dans la spire n plongée dans une champ magnétique Br puis de déterminer le facteur de force Bl .

$$B_{r_{anneau}}(r, z) = \mu_0 \cdot \mu_r \cdot (H_{r_p} + H_{r_n}), \quad (42)$$

$$F_{n_{Lorentz}} = 2\pi r \cdot B_{r_{anneau}}(r, z) * I, \quad (43)$$

$$Bl = \sum_0^{n_{spire}} \frac{F_{n_{Lorentz}}}{I}. \quad (44)$$

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] C. Perrault, *Les dix livres d'Architecture*. Jean Baptiste Coignard, 1684.
- [2] B. Palazzo-Bertholon and J. Valière, *Archéologie du son : Les dispositifs de pots acoustiques dans les édifices anciens*. Bulletin monumental : Supplément, Société française d'archéologie, 2012.
- [3] Wikipédia, “Épidaure (dème)”, septembre 2013.
- [4] M. A. Biot, “Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. i. low frequency range”, *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 28, no. 2, pp. 168–178, 1956.
- [5] M. A. Biot, “Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. ii. higher frequency range”, *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 28, no. 2, pp. 179–191, 1956.
- [6] Y. Champoux and J. Allard, “Dynamic tortuosity and bulk modulus in air-saturated porous-media”, *Journal of Applied Physics*, vol. 70, pp. 1975–1979, AUG 15 1991.
- [7] COLAS, “Surfacing apparatus and method”, Brevet : EP19950306372 19950912, 05 1996.
- [8] T. D. Rossing, *Handbook of Acoustics*. Springer, 2007.
- [9] J. Allard and N. Atalla, *Propagation of Sound in Porous Media : Modelling Sound Absorbing Materials 2e*. Wiley, 2009.
- [10] R. H. Bolt, “On the design of perforated facings for acoustic materials”, *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 19, no. 5, pp. 917–921, 1947.
- [11] M. S. Kushwaha, P. Halevi, L. Dobrzynski, and B. Djafari-Rouhani, “Acoustic band structure of periodic elastic composites”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 71, pp. 2022–2025, Sep 1993.

- [12] H. von Helmholtz and A. Wangerin, *Theorie der Luftschwingungen in Röhren mit offenen Enden*. Ostwalds Klassiker der exakten Wissenschaften, W. Engelmann, 1896.
- [13] U. Ingard, “On the theory and design of acoustic resonators”, *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 25, no. 6, pp. 1037–1061, 1953.
- [14] R. Chanaud, “Effects of geometry on the resonance frequency of Helmholtz resonators”, *Journal of Sound and Vibration*, vol. 178, no. 3, pp. 337 – 348, 1994.
- [15] R. Chanaud, “Effects of geometry on the resonance frequency of Helmholtz resonators, part II”, *Journal of Sound and Vibration*, vol. 204, no. 5, pp. 829 – 834, 1997.
- [16] N. Atalla and F. Sgard, “Modeling of perforated plates and screens using rigid frame porous models”, *Journal of Sound and Vibration*, vol. 303, no. 1–2, pp. 195 – 208, 2007.
- [17] D.-Y. Maa, “Potential of microperforated panel absorber”, *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 104, no. 5, pp. 2861–2866, 1998.
- [18] B. Hayne Lecocq, *Contribution à l'étude du comportement acoustique de matériaux présentant des cavités débouchantes*. PhD thesis, École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers, 12 2006.
- [19] O. Lépine, M. Birot, and H. Deleuze, “Preparation of macrocellular pu–ps interpenetrating networks”, *Polymer*, vol. 46, no. 23, pp. 9653 – 9663, 2005.
- [20] M. Delany and E. Bazley, “Acoustical properties of fibrous absorbent materials”, *Applied Acoustics*, vol. 3, no. 2, pp. 105 – 116, 1970.
- [21] M. S. Kushwaha, P. Halevi, G. Martinez, L. Dobrzynski, and B. Djafari-Rouhani, “Theory of acoustic band structure of periodic elastic composites”, *Phys. Rev. B*, vol. 49, pp. 2313–2322, Jan 1994.
- [22] A. Khelif, A. Choujaa, S. Benchabane, B. Djafari-Rouhani, and V. Laude, “Guiding and bending of acoustic waves in highly confined phononic crystal waveguides”, *Applied Physics Letters*, vol. 84, no. 22, pp. 4400–4402, 2004.
- [23] S. Liu, W. Chen, and Y. Zhang, “Design optimization of porous fibrous material for maximizing absorption of sounds under set frequency bands”, *Applied Acoustics*, vol. 76, no. 0, pp. 319 – 328, 2014.

- [24] J.-P. Groby, W. Lauriks, and T. E. Vigran, “Total absorption peak by use of a rigid frame porous layer backed by a rigid multi-irregularities grating”, *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 127, no. 5, pp. 2865–2874, 2010.
- [25] C. Lagarrigue, J. P. Groby, V. Tournat, O. Dazel, and O. Umnova, “Absorption of sound by porous layers with embedded periodic arrays of resonant inclusions”, *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 134, no. 6, pp. 4670–4680, 2013.
- [26] H. F. Olson and E. G. May, “Electronic sound absorber”, *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 25, pp. 1130–1136, 1953.
- [27] R. Boulandet and H. Lissek, “Optimization of electroacoustic absorbers by means of designed experiments”, *Applied Acoustics*, vol. 71, no. 9, pp. 830 – 842, 2010.
- [28] B. Betgen and M.-A. Galland, “A new hybrid active/passive sound absorber with variable surface impedance”, *Mechanical Systems and Signal Processing*, vol. 25, no. 5, pp. 1715 – 1726, 2011.
- [29] M. Melon, P. Herzog, A. Sittel, and M.-A. Galland, “One dimensional study of a module for active/passive control of both absorption and transmission”, *Applied Acoustics*, vol. 73, no. 3, pp. 234 – 242, 2012.
- [30] H. Lissek, “Electroacoustic metamaterials : Achieving negative acoustic properties with shunt loudspeakers”, *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 133, no. 5, pp. 3267–3267, 2013.
- [31] H. Lissek, R. Boulandet, and R. Fleury, “Electroacoustic absorbers bridging the gap between shunt loudspeakers and active sound absorption”, *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 129, pp. 2968–2978, 2011.
- [32] H. Lissek, *Les matériaux actifs à propriétés acoustiques variables*. PhD thesis, Laboratoire d’Acoustique de l’Université du Maine, 2002.
- [33] M. Furstoss, D. Thenail, and M. Galland, “Surface impedance control for sound absorption : Direct and hybrid passive/active strategies”, *Journal of Sound and Vibration*, vol. 203, no. 2, pp. 219 – 236, 1997.
- [34] I. Shahosseini, E. Lefeuvre, M. Woytasik, J. Moulin, X. Leroux, S. Edmond, E. Dufour-Gergam, A. Bosseboeuf, G. Lemarquand, and V. Lemarquand, “Towards high fidelity high efficiency mems microspeakers”, *IEEE International conference on sensors*, pp. 2426–2430, 2010.
- [35] S. H. Yi and E. S. Kim, “Micromachined piezoelectric microspeaker”, *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 44(6A), pp. 3836–3841, 2005.

- [36] H. C. Cho, S. C. Ur, M. S. Yoon, and S. Yi, “Dependence of material properties on piezoelectric microspeakers with aln thin film”, *IEEE 3rd International Conference on Nano/Micro Engineered and Molecular Systems (NEMS)*, pp. 637–640, 2008.
- [37] S. C. Ko, Y. C. Kim, S. S. Lee, S. H. Choi, and S. R. Kim, “Micromachined piezoelectric membrane acoustic device”, *Sensors and Actuators A : Physical*, vol. 103, pp. 130–134, 2003.
- [38] S. S. Lee and R. M. White, “Piezoelectric cantilever voltage-to-frequency converter”, *Sensors and Actuators A : Physical*, vol. 71, pp. 153–157, 1998.
- [39] P. Rangsten, L. Smith, L. Rosengren, and B. Hok, “Electrostatically excited diaphragm driven as a loudspeaker”, *Sensors and Actuators A*, vol. 52, pp. 211–215, 1996.
- [40] R. C. Roberts, J. Du, A. O. Ong, D. Li, C. A. Zorman, and N. C. Tien, “Electrostatically driven touch-mode poly-sic microspeaker”, *IEEE Sensors*, pp. 284–287, 2007.
- [41] R. Heydt, R. Kornbluh, R. Pelrine, and V. Mason, “Design and performance of an electrostrictive-polymer-film acoustic actuator”, *Journal of Sound and Vibration*, vol. 215, pp. 297–311, 1998.
- [42] L. Xiao, Z. Chen, C. Feng, L. Liu, Z. Q. Bai, Y. Wang, L. Qian, Y. Zhang, Q. Li, K. Jiang, and S. Fan, “Flexible, stretchable, transparent carbon nanotube thin film loudspeakers”, *Nano Letters*, vol. 8 (12), pp. 4539–4545, 2008.
- [43] M. C. Cheng, W. S. Huang, and S. R. S. Huang, “A silicon microspeaker for hearing instruments”, *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 14, pp. 859–866, 2004.
- [44] S. S. Je, F. Rivas, R. E. Diaz, J. Kwon, and J. Kim, “A compact and low-cost mems loudspeaker for digital hearing aids”, *IEEE Transactions on Biomedical Circuits and Systems*, vol. 3(5), pp. 348–358, 2009.
- [45] I. Shahosseini, E. Lefeuvre, J. Moulin, E. Martincic, M. Woytasik, and G. LeMarquand, “Optimization and microfabrication of high performance silicon-based mems microspeaker”, *Sensors Journal, IEEE*, vol. 13, no. 1, pp. 273–284, 2013.
- [46] J. Strutt and J. Rayleigh, *The Theory of Sound*. No. vol. 1, Macmillan and Company, 1937.
- [47] S. J. Klapman, “Interaction impedance of a system of circular pistons”, *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 11, no. 3, pp. 289–295, 1940.

- [48] M. Rossi, *Electro-acoustique*, vol. XXI of *Traité d'électricité, d'électronique et d'électrotechnique*. Dunod, 1986.
- [49] N. Thiele, "Loudspeakers in vented boxes : Part 1", *J. Audio Eng. Soc.*, vol. 19, no. 5, pp. 382–392, 1971.
- [50] N. Thiele, "Loudspeakers in vented boxes : Part 1", *J. Audio Eng. Soc.*, vol. 19, no. 5, pp. 382–392, 1971.
- [51] R. H. Small, "Closed-box loudspeaker systems-part 1 : Analysis", *J. Audio Eng. Soc.*, vol. 20, no. 10, pp. 798–808, 1972.
- [52] D. H. Robey, "On the radiation impedance of an array of finite cylinders", *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 27, no. 4, pp. 706–710, 1955.
- [53] R. L. Pritchard, "Mutual acoustic impedance between radiators in an infinite rigid plane", *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 32, no. 6, pp. 730–737, 1960.
- [54] J. E. Bresenham, "Algorithm for computer control of a digital plotter", *IBM Systems Journal*, vol. 4, no. 1, pp. 25–30, 1965.
- [55] I. Shahosseini, *Vers des micro-haut-parleurs à hautes performances électroacoustiques en technologie silicium*. PhD thesis, Institut d'Electronique Fondamentale, 2012.
- [56] I. Shahosseini, E. Lefeuvre, J. Moulin, E. Martincic, M. Woytasik, B. Belier, and G. Lemarquand, "Silicon-based mems microspeaker with large stroke electromagnetic actuation", in *Design, Test, Integration and Packaging of MEMS/MOEMS (DTIP), 2012 Symposium on*, pp. 8–12, 2012.
- [57] K. R. Williams and R. S. Muller, "Etch rates for micromachining processing", *Journal of Microelectromechanical Systems*, vol. 5(4), pp. 256–269, 1996.
- [58] M. Woytasik, J.-P. Grandchamp, E. Dufour-Gergam, J.-P. Gilles, S. Megherbi, E. Martincic, H. Mathias, and P. Crozat, "Two- and three-dimensional microcoil fabrication process for three-axis magnetic sensors on flexible substrates", *Sensors and Actuators A : Physical*, vol. 132, no. 1, pp. 2 – 7, 2006. The 19th European Conference on Solid-State Transducers.
- [59] Y. Watanabe, M. Edo, H. Nakazawa, and E. Yonezawa, "A new fabrication process of a planar coil using photosensitive polyimide and electroplating", *Sensors and Actuators A : Physical*, vol. 54, no. 1–3, pp. 733 – 738, 1996.

- [60] G. Sassine, I. Shahosseini, M. Woytasik, E. Martincic, J. Moulin, and E. Lefeuvre, “Novel magnets configuration toward a high performance electrodynamic micro-electro-mechanical-systems microspeaker”, *Journal of Applied Physics*, vol. 115, pp. 17E525–17E525–3, May 2014.
- [61] É. Durand, *Électrostatique*. No. vol. 1 in *Électrostatique*, Masson, 1964.
- [62] J. P. Yonnet, “Permanent magnet bearings and couplings”, *Magnetics, IEEE Transactions on*, vol. 17, pp. 1169–1173, Jan 1981.
- [63] Z. Zhu, G. Jewell, and D. Howe, “Design considerations for permanent magnet polarised electromagnetically actuated brakes”, *Magnetics, IEEE Transactions on*, vol. 31, pp. 3743–3745, Nov 1995.
- [64] I. Shahosseini, E. Lefeuvre, E. Martincic, M. Woytasik, J. Moulin, S. Megherbi, R. Ravaut, and G. Lemarquand, “Microstructured silicon membrane with soft suspension beams for a high performance mems microspeaker”, *Microsystem Technologies*, vol. 18, no. 11, pp. 1791–1799, 2012.
- [65] J. Y. Chung and D. A. Blaser, “Transfer function method of measuring induct acoustic properties. ii. experiment”, *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 68, no. 3, pp. 914–921, 1980.
- [66] H. Bailliet, P. Lotton, M. Bruneau, and V. Gusev, “Coupling between electrodynamic loudspeakers and thermoacoustic cavities”, *Acta Acustica united with Acustica*, vol. 86, no. 2, pp. 363–373, 2000.
- [67] J. Moulin, M. Woytasik, J.-P. Grandchamp, E. Dufour-Gergam, and A. Bosseboeuf, “High current densities in copper microcoils : influence of substrate on failure mode”, *Microsystem Technologies*, vol. 13, no. 11-12, pp. 1553–1558, 2007.
- [68] J. Merhaut, *Theory of electroacoustics*. Advanced book program, McGraw-Hill International Book Co., 1981.
- [69] A. Mata, A. J. Fleischman, and S. Roy, “Characterization of polydimethylsiloxane (pdms) properties for biomedical micro/nanosystems”, *Biomedical microdevices*, vol. 7, no. 4, pp. 281–293, 2005.
- [70] S. Babic and C. Akyel, “An improvement in the calculation of the magnetic field for an arbitrary geometry coil with rectangular cross section”, *INTERNATIONAL JOURNAL OF NUMERICAL MODELLING-ELECTRONIC NETWORKS DEVICES AND FIELDS*, vol. 18, pp. 493–504, NOV-DEC 2005.

- [71] R. Ravaud, G. Lemarquand, V. Lemarquand, and C. Depollier, “Analytical calculation of the magnetic field created by permanent-magnet rings”, *Magnetics, IEEE Transactions on*, vol. 44, pp. 1982–1989, Aug 2008.

TABLE DES FIGURES

1.1	Solutions acoustiques utilisées dans l'antiquité [3].	6
1.2	Réflexion acoustique sur une surface rigide telle que le bitume d'une route.	7
1.3	Changement de milieu de propagation.	10
1.4	Système à 1 Degré De Liberté (DDL) avec amortissement.	13
1.5	Modélisation du résonateur de Helmholtz par un système à 1 DDL Masse/Ressort.	14
1.6	Schéma d'une structure en nid d'abeille (NIDA).	15
1.7	Image provenant d'un Microscope Électronique à Balayage (MEB) d'une structure poreuse en silicone de porosité 85 % [19].	16
1.8	Coefficient d'absorption typique de mousses absorbantes d'épaisseur (E) de 20 mm et de 50 mm de référence AA2020 et AA2050 du fabricant Spectra.	16
1.9	Coefficient d'absorption acoustique en fonction de la périodicité ($w = 30 \mu\text{m}$, $50 \mu\text{m}$ et $60 \mu\text{m}$) des fibres de rayon $50 \mu\text{m}$ et d'une épaisseur totale de 25 mm [23].	18
1.10	Coefficient d'absorption de la mousse sans modification (épaisseur 8 mm) [---], collée sur une surface rigide plane et [—] collée sur quatre cavités de différentes tailles (1 grande $5 \times 9 \times 12 \text{ cm}^3$ et 3 petites $1 \times 2.5 \times 8 \text{ cm}^3$) [24].	18
1.11	Comparaison du coefficient d'absorption d'une mousse Fireflex (Recticel, Belgique) (épaisseur de 20 mm) avec une inclusion rigide en incidence normale (1) et avec 2 inclusions "supercell" (2) (tube de diamètre 15 mm) [25].	19
1.12	Comparaison du coefficient d'absorption mesuré et simulé, obtenu pour une valeur de shunt optimale (cas 1) (avec une chaîne d'asservissement sur la vitesse (cas 2c) et avec un contrôle complet de l'impédance (cas 3b)) [31].	21
1.13	Schéma d'une chaîne d'asservissement d'un système d'absorption actif.	21

1.14	Mesure du rapport de l'amplitude du déplacement sur la tension d'alimentation en fonction de la fréquence pour un Haut-Parleur (HP) électrodynamique de type médium de diamètre 100 mm réalisé sur le banc Klippel présenté dans le chapitre 3.	22
1.15	Plage de fréquences d'absorption acoustiques des solutions existantes en fonction de leurs épaisseurs.	23
1.16	Descriptif d'un micro-Haut-Parleur en silicium.	25
2.1	Intéactions mécano-acoustiques de la paroi acoustique absorbante. . .	29
2.2	Schéma de spécification des variables utilisées pour le calcul des interactions entre l'élément dS' (rouge) et l'élément dS (bleu)	31
2.3	Comparaison entre un transducteur électrodynamique MEMS (micro-HP silicium) et un Haut-Parleur (HP) traditionnel.	33
2.4	Schéma d'un système mécanique du premier ordre.	35
2.5	Schéma électrique équivalent de l'impédance mécanique du micro-HP .	36
2.6	Bobine en mouvement plongée dans un champ magnétique.	37
2.7	Schéma de la partie électrique du micro-HP en fonctionnement récepteur.	39
2.8	Schéma équivalent du fonctionnement du micro-HP.	40
2.9	Schéma de spécification des variables pour le calcul de l'impédance de rayonnement d'une surface circulaire.	42
2.10	Modèle sous COMSOL [®]	43
2.11	Impédance mécanique de rayonnement $Z_{mr_{11}}$ d'une source circulaire (Ns/m) de rayon $R_d = 8,75$ mm : (a) partie réelle ; (b) partie imaginaire.	45
2.12	MicroHP avec 2 aimants (annulaire et cylindrique) et un joint en polymère thermoformé.	46
2.13	Impédance électrique du microHP comparée au modèle analytique. . .	46
2.14	Schéma de spécification des variables pour le calcul de l'impédance mutuelle de rayonnement entre deux surfaces circulaires.	49
2.15	Méthode de Bresenham pour le tracer d'un cercle sur un espace discrétisé.	51
2.16	Représentation géométrique matriciel d'une source circulaire.	51
2.17	Erreur en % entre l'aire du disque discrétisé et l'aire réelle du disque. .	52
2.18	Mise en place de la matrice des distances inter-éléments dS / dS'	53
2.19	Partie réelle de l'impédance mécanique mutuelle de rayonnement $Z_{mr_{12}}$ obtenue avec l'approche matricielle.	54
2.20	Partie imaginaire de l'impédance mécanique mutuelle de rayonnement $Z_{mr_{12}}$ obtenue avec l'approche matricielle.	54

2.21	Comparaison de la partie réelle de $Z_{mr_{12}}$ ($\Re_e(Z_{mr_{12}})$) obtenue par la formulation analytique de Pritchard par rapport (a) à l'approche matricielle; (b) à la résolution FEM sous COMSOL [®]	55
2.22	Comparaison de la partie imaginaire de $Z_{mr_{12}}$ ($\Im_m(Z_{mr_{12}})$) obtenue par la formulation analytique de Pritchard par rapport (a) à l'approche matricielle; (b) à la résolution FEM sous COMSOL [®]	55
2.23	Participation de l'impédance mécanique mutuelle de rayonnement $Z_{mr_{12}}$ sur l'impédance de rayonnement totale $Z_{mr_{tot}}$ pour deux sources circulaires de rayon 8,75 mm.	57
2.24	Schéma présentant la répartition des sources sur la paroi acoustique absorbante.	58
2.25	Participation de l'impédance mécanique mutuelle de rayonnement $Z_{mr_{12}}$ sur l'impédance de rayonnement totale $Z_{mr_{tot}}$ de la source centrale pour six sources circulaires de rayon 8,75 mm.	58
2.26	Comparaison des résultats obtenues entre (a) le modèle développé dans ce manuscrit dans le cas d'un seul haut-parleur et (b) la modélisation réalisée par Lissek <i>et al.</i> [31] (case 0 = ($Z_{Shunt} = \infty$) et case 1 = ($Z_{Shunt} = 5\Omega$)).	60
2.27	Comparaison des résultats d'absorption obtenus pour chaque configurations (deux modélisations et mesure).	61
2.28	Impédance optimale de shunt $Z_{Shunt_{opt}}$ calculée à partir de la modélisation analytique.	63
3.1	Photographie du micro-HP silicium.	67
3.2	Schéma de la structure d'un substrat SOI.	70
3.3	Réalisation des pistes de connexions à la bobine.	71
3.4	Réalisation de l'isolation piste/bobine.	72
3.5	Réalisation des bras de suspension.	72
3.6	Réalisation de la bobine.	73
3.7	Représentation des différents cas de dépôt électrolytique.	73
3.8	Réalisation des raidisseurs en face arrière.	74
3.9	Libération de la membrane en retirant la couche "Box" du SOI.	74
3.10	Déplacement hors plan.	75
3.11	Caractérisation acoustique réalisée en chambre anéchoïque.	76
3.12	Niveaux acoustiques mesurés à une distance de 10 cm sans joint avec une cavité de 21 cm ³ pour les micro-HP de configuration B et C.	77
3.13	Mesures au vibromètre laser du système couplé micro-HP silicium de configuration B + cavité de 21 cm ³ pour une excitation électrique de 5 mW mesurée à 1 kHz.	78

3.14	Simulation d'un modèle couplé micro-HP silicium configuration B + cavité de 21 cm ³ , couplage fort entre la cavité et les modes de bras à 1656 Hz.	79
3.15	Simulation d'un modèle couplé micro-HP silicium configuration C + cavité de 21 cm ³ , couplage fort entre la cavité et les modes de bras à 1649 Hz.	79
3.16	Transducteur avec film en latex.	81
3.17	Caractéristiques statiques force-déplacement mesurés sur des transducteurs équipés du film de latex [56].	81
3.18	Niveau acoustique mesuré à une distance de 10 cm pour le micro-HP silicium avec joint en latex et placé sur une cavité de 100 cm ³ pour une puissance électrique injectée de 500 mW [45].	82
3.19	Récapitulatif des solutions de suppression du court-circuit acoustique.	83
3.20	(a) Support pour maintenir le vide et moule en téflon [®] micro-perforé; (b) micro-Haut-Parleur muni d'un joint en polymère côté bobine.	84
3.21	Caractéristiques statiques force-déplacement mesurés sur des transducteurs équipés du joint en polymère.	84
3.22	Niveau acoustique, mesuré à une distance de 10 cm, produit par le micro-HP E placé sur une cavité arrière de 21 cm ³ pour une puissance électrique injectée de 500 mW.	85
3.23	Schéma de principe de la détermination par simulations de la composante radiale du champ magnétique $\vec{B}r$	87
3.24	Composante radiale Br du champ magnétique simulé (a) pour l'aimant annulaire n°3 et (b) pour l'aimant cylindrique n°2.	88
3.25	Simulations du facteur de force pour différentes configurations d'aimants placées à 0,5 mm de la bobine.	88
3.26	Photo du haut-parleur Visaton K16-50 Ω	89
3.27	Caractérisation des transducteurs par le banc KLIPPEL [®]	90
3.28	Mesures des non-linéarités de différentes configurations de micro-HP pour : (a) le facteur de force Bl , (b) la souplesse de la suspension C_{ms}	92
3.29	Niveau acoustique mesuré à 10 cm en salle anéchoïque pour la configuration E du micro-HP couplé à une cavité de 21 cm ³	94
3.30	Évolution du niveau acoustique mesuré à 2 kHz à 10 cm en fonction de la puissance électrique injectée.	94
3.31	Schéma de montage du micro-HP avec prises de contacts électriques par contacts à ressort.	96

3.32	Deux présentations de prototype (a) réalisé par clivage du silicium avec des fils soudés sur les pistes électriques (b) réalisé après découpe à la scie avec des contacts à ressorts et intégration d'un amplificateur audio sur le PCB.	97
4.1	Principe de mesure du coefficient d'absorption de la paroi acoustique. .	103
4.2	Banc de détermination du coefficient d'absorption de la paroi acoustique absorbante par la méthode en tube de Kundt.	104
4.3	Paroi acoustique absorbante composée de 7 HP Visaton K16-50 Ω avec 7 cavités arrières individuelles de 21 cm ³	105
4.4	Mesures du coefficient d'absorption obtenu pour différentes charges électriques pour une paroi acoustique absorbante composée de 7 HP Visaton K16.	106
4.5	Circuit mécano-acoustique équivalent d'un transducteur.	106
4.6	Influence de la densité de HP sur le coefficient d'absorption lorsque le circuit électrique de chaque HP est ouvert.	107
4.7	Influence de la cavité sur le coefficient d'absorption pour une paroi acoustique absorbante composée de 7 HP Visaton K16.	108
4.8	Montage électrique de l'amplificateur opérationnel utilisé pour réaliser l'impédance optimale de shunt.	109
4.9	Carte électronique utilisée pour réaliser l'impédance de shunt négative pouvant être ajusté pour chaque HP.	109
4.10	Impédance optimale de shunt calculée à partir de la modélisation analytique pour le HP Visaton K16 central.	110
4.11	Mesure d'absorption de la paroi acoustique constituée de 7 HP Visaton K16 connectés chacun à une impédance négative de -82Ω	110
4.12	Paroi acoustique absorbante composée de 1 micro-HP avec cavité individuelle.	112
4.13	Banc d'essai tube de Kundt avec la mesure du déplacement de la partie mobile des micro-HP silicium au vibromètre laser à balayage.	113
4.14	Absorption acoustique pour 1 micro-HP silicium (configuration D) et une cavité de 169 cm ³	114
4.15	Absorption acoustique pour 1 micro-HP silicium sans joint pour différentes cavités.	115
4.16	Comparaison entre la f.e.m générée par le micro-HP configuration B et la vitesse de la partie mobile du micro-HP silicium pour une cavité de 169 cm ³	116
4.17	Montage de la paroi acoustique absorbante avec 1 seul microHP sans joint polymère thermoformé et couplé à une cavité arrière de 21 cm ³ . . .	118

4.18	Absorption acoustique avec et sans micro-HP silicium des résonateurs de Helmholtz.	118
4.19	Absorption acoustique pour 1 micro-HP silicium sans joint avec et sans NIC.	120
4.20	Module de la vitesse du micro-HP sans joint avec et sans NIC.	120
4.21	Évolution de la résistance d'une bobine planaire lorsqu'elle est soumise pour chaque mesure à une augmentation de la puissance injectée [67].	121
4.22	Module du déplacement du micro-HP silicium sans joint pour différentes valeurs de NIC.	121
4.23	micro-HP en technologie MEMS	126
24	Épaisseur de PDMS obtenue en fonction de la vitesse de centrifugation.	146
25	Processus de micro-fabrication du film en PDMS réalisé pour supprimer les court-circuits acoustiques.	147
26	Essai de transfert du film PDMS sur la surface d'un micro-HP, (a) micro-HP et (b) film + moule en téflon.	147
27	Schéma et notations de l'aimant cylindrique.	148
28	Schéma et notations de l'aimant annulaire.	149

LISTE DES TABLEAUX

1.1	Performances de transducteurs électroacoustiques miniatures [34].	25
1.2	Récapitulatif des solutions d'absorption acoustique présentées dans l'état de l'art de ce chapitre.	26
2.1	Description des transducteurs électrodynamiques.	33
2.2	Paramètres du modèle à constantes localisées.	41
2.3	Paramètres de modélisation de l'impédance mécanique de rayonnement sous COMSOL [®]	44
2.4	Paramètres du modèle analytique.	45
2.5	Paramètres de modélisation de l'impédance mécanique mutuelle de rayonnement sous COMSOL [®]	56
2.6	Paramètres de Thiele & Small du haut-parleur utilisé [31].	59
2.7	Paramètres de modélisations utilisés pour les 3 configurations de paroi acoustique absorbante.	61
3.1	Comparaison des caractéristiques mécaniques de l'acier, du silicium et de l'aluminium.	68
3.2	Étapes de micro-fabrication classées par catégorie.	70
3.3	Conditions de mesures du niveau acoustique.	76
3.4	Comparaison des deux solutions contre les courts-circuits acoustiques.	86
3.5	Configurations et dimensions des aimants étudiées.	86
3.6	Paramètres linéaires obtenus pour différents haut-parleurs et différentes configurations.	91
3.7	Configurations des micro-HP étudiées dans ce manuscrit.	91
4.1	Configurations des parois testées.	107
4.2	Fréquence de résonance dans le tube.	117
4.3	Dimensions géométriques des résonateurs de Helmholtz.	119
4.4	Comparaison des deux approches de parois acoustiques absorbantes.	124

5	Caractéristiques mécaniques du PDMS (10 :1)[69]	146
---	---	-----

Thèse de Doctorat

Alexandre HOUDOUIN

Vers une paroi acoustique absorbante en technologie MEMS

Toward an absorbing acoustic liner in MEMS technology

Résumé

Les travaux présentés portent sur l'élaboration d'une paroi acoustique absorbante de faible épaisseur capable d'absorber des ondes acoustiques de basses fréquences (500 - 1500 Hz). Le bruit est en effet la première source de nuisances environnementales évoquée par le public. Cette gêne nécessite la mise en place de traitements acoustiques dans le but d'améliorer le confort. Cependant, dans certaines conditions, les contraintes portant sur l'encombrement des solutions absorbantes limitent fortement leur utilisation. En effet, de manière générale, plus les fréquences du son à atténuer sont basses plus les éléments à utiliser doivent être épais. La paroi acoustique absorbante conçue dans le cadre de cette thèse est basée sur un réseau de transducteurs électrodynamiques, réalisés en technologie MEMS. Ce type de paroi permet de contrôler l'absorption obtenue à partir de charges électriques adaptées, connectées aux bornes des transducteurs. Afin de dimensionner les différents éléments de cette paroi absorbante, un modèle analytique de l'absorption de la paroi prenant en compte le comportement des transducteurs électrodynamique utilisés ainsi que les couplages acoustiques entre les différentes sources qui sont particulièrement importants dans le domaine des basses fréquences, a été développé. Ce modèle a été validé par 2 moyens : i) des modélisations par éléments finis et ii) la mesure de l'absorption acoustique des prototypes réalisés, mesure obtenue pour deux types de transducteurs. L'une est basée sur des micro-haut-parleurs commerciaux, l'autre sur un transducteur miniature MEMS de dimensions similaires mais dont le rendement de conversion est d'un ordre de grandeur supérieur aux micro-haut-parleurs conventionnels. La modélisation analytique a montrée deux voies d'améliorations qui ont été entreprises, la première sur la suppression des courts-circuits présents au niveau du transducteur, la seconde sur l'optimisation du facteur de force permettant l'amélioration du rendement de conversion électro-mécanique. Les résultats d'absorption acoustique obtenus à partir des transducteurs MEMS montrent que la solution possède un réel intérêt dans le domaine des basses fréquences là où les solutions conventionnelles sont peu efficaces.

Mots clés

Acoustique, absorption, transducteur, méta-matériaux

Abstract

The work presented in this thesis focuses on the development of a sound absorbent thin solution able to absorb sound waves of low frequency (500 - 1500 Hz). Noise is, actually, the primary source of environmental pollution raised by the public. This discomfort requires the establishment of acoustic solutions in order to improve the acoustic comfort. However, under certain conditions, the thickness of absorbent solutions strongly limit their use. Indeed, in general, more frequencies are low more the acoustic solutions used must be thick. The sound absorption noise of the solution presented in this work is based on a network of miniature electrodynamic transducers controlled from appropriate electrical loads connected to the terminals of the transducers. An analytical model of the behavior of sound absorbing wall was developed. This model takes into account the behavior of electrodynamic transducers used and the acoustic coupling between the various sources that are particularly important in the area of low frequencies. This model has been validated by two means : i) finite element modeling and ii) measuring the absorption of acoustic prototypes. Two types of absorbent walls were made. One is based on commercial micro-speakers, the other on a miniature MEMS transducer of similar dimensions but the conversion efficiency is an order of magnitude greater than conventional micro-speakers. Analytical modeling has shown two ways of improvements that have been undertaken, the first on the removal of short circuits present at the transducer, the second on optimizing the force factor for improving the conversion efficiency of electro-mechanics. The results sound absorption obtained from the MEMS transducers show that the solution has a real interest in the low frequency range where conventional solutions are not very effective.

Key Words

Acoustic, absorption, transducer, advanced materials