



HAL
open science

Transparence et absorption acoustiques des structures microperforées

Thomas Dupont

► **To cite this version:**

Thomas Dupont. Transparence et absorption acoustiques des structures microperforées. Acoustique [physics.class-ph]. INSA de Lyon, 2002. Français. NNT: . tel-00468475

HAL Id: tel-00468475

<https://theses.hal.science/tel-00468475>

Submitted on 30 Mar 2010

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

Transparence et absorption acoustiques des structures microperforées

Présentée devant
L'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon

Pour obtenir
Le grade de docteur

Formation doctorale : Acoustique (Lyon)
École doctorale : Mécanique, Energétique, Génie civil, Acoustique (MEGA) de
Lyon

Par
Thomas DUPONT
Maître ès-sciences (Physique)

Soutenue le 19 décembre 2002 devant:

Jury MM.

	W. DESMET	Professeur (KUL de Louvain)
	M. GARAI	Professeur (Université de Bologne)
	B. LAULAGNET	Maître de conférence (INSA de Lyon)
Rapporteur	A. C. NILSSON	Professeur (KTH de Stockholm)
Rapporteur	J-C. PASCAL	Professeur (Université du Maine)
Directeur	G. PAVIC	Professeur (INSA de Lyon)

Table des matières

TABLE DES MATIERES	1
REMERCIEMENTS	11
CHAPITRE I. INTRODUCTION	13
CHAPITRE II. SYSTEME ABSORBANT BASIQUE COMPOSE D'UNE PLAQUE MICROPERFOREE	17
1. Introduction	18
2. Impédance acoustique de la plaque microperforée seule	18
2.1. Théories et équations de la propagation acoustique dans les tubes fins	18
2.1.1. Principe et bibliographie	18
2.1.2. Les équations de Kirchhoff.....	20
2.1.3. Approximations pour les tubes fins et courts.....	22
2.2. Impédance acoustique des plaques microperforées	24
2.2.1. Impédance acoustique d'une perforation	24
2.2.2. Impédance acoustique de la plaque microperforée.....	25
3. Système absorbant basique composé d'une plaque microperforée	29
3.1. Présentation du système.....	29
3.1.1. Sous incidence normale	29
3.1.2. Sous incidence oblique et champs diffus	31
3.2. Vérification expérimentale.....	32
3.2.1. Mesure au tube de Kundt	32
3.2.2. Méthode du doublet microphonique en chambre sourde.....	38
3.2.3. Autres méthodes expérimentales	41
3.2.4. Conclusion sur les différentes techniques de mesures de α	43
4. Influence de la température et de la présence d'un fluide visqueux à l'intérieur des perforations	44
4.1. Influence de la température de l'air à l'intérieur des perforations.....	44
4.2. Modification du fluide à travers les perforations.....	46
5. Conclusion	49

CHAPITRE III. TRANSPARENCE ACOUSTIQUE DE SYSTEMES COMPRENANT DES PLAQUES MICROPERFOREES	51
1. Introduction.....	52
2. Transparence du système en une dimension, sous incidence normale....	53
2.1. Modèle analytique du système.....	53
2.1.1. Principe et modèle théorique	53
2.1.2. Résultats du modèle	56
3. Transparence du système en deux dimensions, sous incidence oblique et champ diffus	58
3.1. Présentation du modèle analytique	58
3.1.1. Principe et équations	58
3.1.2. Coefficients principaux en incidence oblique.....	61
3.1.3. Coefficients en champ diffus	62
3.2. Prise en compte de la vibration de la plaque microperforée.....	63
3.3. Analyse de la transmission et de l'absorption sur différents cas	66
3.3.1. Plaque microperforée seule.....	67
3.3.2. Plaque microperforée couplée à une plaque fine	68
3.3.3. Plaque microperforée couplée à une plaque épaisse.....	72
3.4. Analyse de la réciprocité de la transmission et de l'absorption du système MPP.....	75
4. Partie expérimentale : transparence acoustique du système en champ diffus.....	77
4.1. Présentation du dispositif expérimental	77
4.1.1. Mesure de l'intensité incidente	78
4.1.2. Mesure de l'intensité transmise	79
4.1.3. Mesure de l'intensité réfléchie.....	81
4.1.4. Présentation des plaques composant le système MPP	82
4.1.5. Influence des conditions limites de la plaque dural	83
4.2. Analyse des résultats et comparaison avec le modèle	85
4.2.1. Analyse de l'affaiblissement.....	85
4.2.2. Analyse du coefficient d'absorption global	91
4.2.3. Analyse de l'absorption propre (dissipation) du système	93
5. Applications à la transparence des systèmes plus complexes	94
5.1. Présentation.....	94
5.2. Système multi plaques microperforées	95
5.2.1. Approche par circuits électriques équivalents	95
5.2.2. Approche analytique du système en transparence	96
5.2.3. Vérifications expérimentales	99
5.3. Intégration des poreux dans les systèmes MPP sous incidence normale 101	
5.3.1. Présentation.....	101

5.3.2.	Système MPP couplée à un poreux et à une plaque sous incidence normale	102
5.3.3.	Vérifications expérimentales	103
5.4.	Système Multi MPP, Poreux, Plaques flexibles	105
5.4.1.	Présentation	105
5.4.2.	Absorption globale en incidence normale	105
5.4.3.	Absorption (globale et propre) et transparence en incidence oblique	106
5.5.	Etudes paramétriques	108
5.5.1.	Présentation	108
5.5.2.	Exemple sur un cas pratique	109
5.6.	Conclusion	115
6.	Conclusion	116
CHAPITRE IV. PROPAGATION ACOUSTIQUE DANS LES TUBES FINS : APPLICATIONS AUX STRUCTURES MICROPERFOREES.....		
119		
1.	Introduction	120
2.	Propagation acoustique dans les tubes fins	121
2.1.	Equations principales et approximations de Stinson	121
2.2.	Résultats expérimentaux et comparaison avec la théorie	122
2.2.1.	Mesures d'atténuation à travers un tuyau rigide	122
2.2.2.	Mesures d'impédance et d'absorption d'un bloc perforé	125
2.3.	Approximations proposées	128
2.3.1.	Présentation des approximations	128
2.3.2.	Résultats et comparaisons	131
2.3.3.	Expressions de la pression, et des grandeurs équivalentes	134
3.	Applications aux structures microperforées	136
3.1.	Principe et équations	136
3.2.	Discussion sur la correction d'épaisseur due aux effets d'embouchure	139
3.2.1.	Correction sur la réactance de la MPP	140
3.2.2.	Correction sur la résistance de la MPP	142
3.2.3.	Interaction entre les perforations	143
3.2.4.	Application aux modèles proposés	144
3.3.	Discussion sur la correction de viscosité	146
3.3.1.	Présentation	146
3.3.2.	Etude expérimentale sur MPP en PVC	147
3.3.3.	Conclusion	149
3.4.	Correction proposée pour les structures microperforées	151
3.4.1.	Structures microperforées minces	151
3.4.2.	Structures microperforées épaisses	156

3.4.3. Conclusion et interprétations	159
4. Conclusion	161
CHAPITRE V. CONCLUSION ET PERSPECTIVES	163
CHAPITRE VI. BIBLIOGRAPHIE.....	165
CHAPITRE VII. NOMENCLATURE.....	170
CHAPITRE VIII. ANNEXES.....	173
1. Tableaux récapitulatifs.....	173
2. Annexes du chapitre III, partie 3	174
3. Annexes du chapitre III, partie 5	177
3.1. Acoustique des Poreux seuls.....	177
3.1.1. Principe et équations	177
3.1.2. Application au système Poreux-Mur rigide	182
3.2. Acoustique des Poreux-MPP-Mur rigide (Annexes)	184
4. Annexes du chapitre IV	187
4.1. Comparaisons entre les profils de vitesse Bessel (LVA) et Stinson....	187
4.2. Opérateurs en coordonnées cylindriques	190

OCTOBRE 2002

INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES DE LYON

Directeur : STORCK A.*Professeurs* :

AUDISIO S.	PHYSICOCHIMIE INDUSTRIELLE
BABOT D.	CONT. NON DESTR. PAR RAYONNEMENT IONISANTS
BABOUX J.C.	GEMPPM***
BALLAND B.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
BAPTISTE P.	PRODUCTIQUE ET INFORMATIQUE DES SYSTEMES MANUFACTURIERS
BARBIER D.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
BASTIDE J.P.	LAEPSI****
BAYADA G.	MATHEMATIQUE APPLIQUEES DE LYON
BENADDA B.	DEPT GEN
BETEMPS M.	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
BIENNIER F.	PRODUCTIQUE ET INFORMATIQUE DES SYSTEMES MANUFACTURIERS
BLANCHARD J.M.	LAEPSI****
BOISSON C.	VIBRATIONS-ACOUSTIQUE
BOIVIN M. (Prof. émérite)	MECANIQUE DES SOLIDES
BOTTA H.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Développement Urbain
BOTTA-ZIMMERMANN M. (Mme)	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Développement Urbain
BOULAYE G. (Prof. émérite)	INFORMATIQUE
BOYER J.C.	MECANIQUE DES SOLIDES
BRAU J.	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Thermique du bâtiment
BREMOND G.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
BRISAUD M.	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE
BRUNET M.	MECANIQUE DES SOLIDES
BRUNIE L.	INGENIERIE DES SYSTEMES D'INFORMATION
BUREAU J.C.	CEGELY*
CAVAILLE J.Y.	GEMPPM***
CHANTE J.P.	CEGELY*- Composants de puissance et applications
CHOCAT B.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Hydrologie urbaine
COMBESCURE A.	MECANIQUE DES CONTACTS
COUSIN M.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Structures
DAUMAS F. (Mme)	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Energétique et Thermique
DOUTHEAU A.	CHIMIE ORGANIQUE
DUFOUR R.	MECANIQUE DES STRUCTURES
DUPUY J.C.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
EMPTOZ H.	RECONNAISSANCE DES FORMES ET VISION
ESNOUF C.	GEMPPM***
EYRAUD L. (Prof. émérite)	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE
FANTOZZI G.	GEMPPM***
FAVREL J.	PRODUCTIQUE ET INFORMATIQUE DES SYSTEMES MANUFACTURIERS
FAYARD J.M.	BIOLOGIE FONCTIONNELLE, INSECTES ET INTERACTIONS
FAYET M.	MECANIQUE DES SOLIDES
FERRARIS-BESSO G.	MECANIQUE DES STRUCTURES
FLAMAND L.	MECANIQUE DES CONTACTS
FLORY A.	INGENIERIE DES SYSTEMES D'INFORMATION
FOUGERES R.	GEMPPM***
FOUQUET F.	GEMPPM***
FRECON L.	REGROUPEMENT DES ENSEIGNANTS CHERCHEURS ISOLES
GERARD J.F.	INGENIERIE DES MATERIAUX POLYMERES
GERMAIN P.	LAEPSI****
GIMENEZ G.	CREATIS**
GOBIN P.F. (Prof. émérite)	GEMPPM***
GONNARD P.	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE
GONTRAND M.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
GOUTTE R. (Prof. émérite)	CREATIS**
GOUJON L.	GEMPPM***
GOURDON R.	LAEPSI****
GRANGE G.	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE
GUENIN G.	GEMPPM***
GUICHARDANT M.	BIOCHIMIE ET PHARMACOLOGIE
GUILLOT G.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
GUINET A.	PRODUCTIQUE ET INFORMATIQUE DES SYSTEMES MANUFACTURIERS
GUYADER J.L.	VIBRATIONS-ACOUSTIQUE
GUYOMAR D.	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE
HEIBIG A.	MATHEMATIQUE APPLIQUEES LYON
JACQUET RICHARDET G.	MECANIQUE DES STRUCTURES
JAYET Y.	GEMPPM***
JOLION J.M.	RECONNAISSANCE DES FORMES ET VISION
JULLIEN J.F.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Structures
JUTARD A. (Prof. émérite)	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
KASTNER R.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Géotechnique

KOULOUMDJIAN J.	INGENIERIE DES SYSTEMES D'INFORMATION
LAGARDE M.	BIOCHIMIE ET PHARMACOLOGIE
LALANNE M. (Prof. émérite)	MECANIQUE DES STRUCTURES
LALLEMAND A.	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Energétique et thermique
LALLEMAND M. (Mme)	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Energétique et thermique
LAREAL P.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Géotechnique
LAUGIER A.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
LAUGIER C.	BIOCHIMIE ET PHARMACOLOGIE
LEJEUNE P.	UNITE MICROBIOLOGIE ET GENETIQUE
LUBRECHT A.	MECANIQUE DES CONTACTS
MASSARD N.	INTERACTION COLLABORATIVE TELEFORMATION TELEACTIVITE
MAZILLE H.	PHYSICOCHIMIE INDUSTRIELLE
MERLE P.	GEMPPM***
MERLIN J.	GEMPPM***
MIGNOTTE A. (Mle)	INGENIERIE, INFORMATIQUE INDUSTRIELLE
MILLET J.P.	PHYSICOCHIMIE INDUSTRIELLE
MIRAMOND M.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Hydrologie urbaine
MOREL R.	MECANIQUE DES FLUIDES ET D'ACOUSTIQUES
MOSZKOWICZ P.	LAEPSI****
MOURA A.	GEMPPM***
NARDON P. (Prof. émérite)	BIOLOGIE FONCTIONNELLE, INSECTES ET INTERACTIONS
NIEL E.	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
NORTIER P.	DREP
ODET C.	CREATIS**
OTTERBEIN M. (Prof. émérite)	LAEPSI****
PARIZET E.	VIBRATIONS-ACOUSTIQUE
PASCAULT J.P.	INGENIERIE DES MATERIAUX POLYMERES
PAVIC G.	VIBRATIONS-ACOUSTIQUE
PELLETIER J.M.	GEMPPM***
PERA J.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Matériaux
PERRIAT P.	GEMPPM***
PERRIN J.	INTERACTION COLLABORATIVE TELEFORMATION TELEACTIVITE
PINARD P. (Prof. émérite)	PHYSIQUE DE LA MATIERE
PINON J.M.	INGENIERIE DES SYSTEMES D'INFORMATION
PONCET A.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
POUSIN J.	MODELISATION MATHEMATIQUE ET CALCUL SCIENTIFIQUE
PREVOT P.	INTERACTION COLLABORATIVE TELEFORMATION TELEACTIVITE
PROST R.	CREATIS**
RAYNAUD M.	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Transferts Interfaces et Matériaux
REDARCE H.	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
REYNOUARD J.M.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Structures
RIGAL J.F.	MECANIQUE DES SOLIDES
RIEUTORD E. (Prof. émérite)	MECANIQUE DES FLUIDES
ROBERT-BAUDOUY J. (Mme) (Prof. émérite)	GENETIQUE MOLECULAIRE DES MICROORGANISMES
ROUBY D.	GEMPPM***
ROUX J.J.	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON – Thermique de l'Habitat
RUBEL P.	INGENIERIE DES SYSTEMES D'INFORMATION
RUMELHART C.	MECANIQUE DES SOLIDES
SACADURA J.F.	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Transferts Interfaces et Matériaux
SAUTEREAU H.	INGENIERIE DES MATERIAUX POLYMERES
SCAVARDA S.	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
SOUIFI A.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
SOUROUILLE J.L.	INGENIERIE INFORMATIQUE INDUSTRIELLE
THOMASSET D.	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
UBEDA S.	CENTRE D'INNOV. EN TELECOM ET INTEGRATION DE SERVICES
THUDEROZ C.	ESCHIL – Equipe Sciences Humaines de l'Insa de Lyon
UNTERREINER R.	CREATIS**
VELEX P.	MECANIQUE DES CONTACTS
VIGIER G.	GEMPPM***
VINCENT A.	GEMPPM***
VRAY D.	CREATIS**
VUILLERMOZ P.L. (Prof. émérite)	PHYSIQUE DE LA MATIERE
<i>Directeurs de recherche C.N.R.S. :</i>	
BERTHIER Y.	MECANIQUE DES CONTACTS
CONDEMIN G.	UNITE MICROBIOLOGIE ET GENETIQUE
COTTE-PATAT N. (Mme)	UNITE MICROBIOLOGIE ET GENETIQUE
FRANCIOSI P.	GEMPPM***
MANDRAND M.A. (Mme)	UNITE MICROBIOLOGIE ET GENETIQUE
POUSIN G.	BIOLOGIE ET PHARMACOLOGIE
ROCHE A.	INGENIERIE DES MATERIAUX POLYMERES
SEGUELA A.	GEMPPM***
<i>Directeurs de recherche I.N.R.A. :</i>	
FEBVAY G.	BIOLOGIE FONCTIONNELLE, INSECTES ET INTERACTIONS
GRENIER S.	BIOLOGIE FONCTIONNELLE, INSECTES ET INTERACTIONS

RAHBE Y.

BIOLOGIE FONCTIONNELLE, INSECTES ET INTERACTIONS

Directeurs de recherche I.N.S.E.R.M. :

PRIGENT A.F. (Mme)

BIOLOGIE ET PHARMACOLOGIE

MAGNIN I. (Mme)

CREATIS**

* **CEGELY**

CENTRE DE GENIE ELECTRIQUE DE LYON

** **CREATIS**

CENTRE DE RECHERCHE ET D'APPLICATIONS EN TRAITEMENT DE L'IMAGE ET DU SIGNAL

*** **GEMPPM**

GROUPE D'ETUDE METALLURGIE PHYSIQUE ET PHYSIQUE DES MATERIAUX

**** **LAEPSI**

LABORATOIRE D'ANALYSE ENVIRONNEMENTALE DES PROCEDES ET SYSTEMES INDUSTRIELS

INSA DE LYON
 DEPARTEMENT DES ETUDES DOCTORALES
 ET RELATIONS INTERNATIONALES SCIENTIFIQUES
 MARS 2002

Ecoles Doctorales et Diplômes d'Etudes Approfondies

habilités pour la période 1999-2003

ECOLES DOCTORALES n° code national	RESPONSABLE PRINCIPAL	CORRESPONDANT T INSA	DEA INSA n° code national	RESPONSABLE DEA INSA
CHIMIE DE LYON (Chimie, Procédés, Environnement) EDA206	M. D. SINOU UCBL1 04.72.44.62.63 Sec 04.72.44.62.64 Fax 04.72.44.81.60	M. R. GOURDON 87.53 Sec 84.30 Fax 87.17	Chimie Inorganique 910643 Sciences et Stratégies Analytiques 910634 Sciences et Techniques du Déchet 910675	M. R. GOURDON Tél 87.53 Fax 87.17
<u>ECONOMIE, ESPACE ET MODELISATION DES COMPORTEMENTS</u> (E ² MC) EDA417	M.A. BONNAFOUS LYON 2 04.72.72.64.38 Sec 04.72.72.64.03 Fax 04.72.72.64.48	Mme M. ZIMMERMANN 84.71 Fax 87.96	Villes et Sociétés 911218 Dimensions Cognitives et Modélisation 992678	Mme M. ZIMMERMANN Tél 84.71 Fax 87.96 M. L. FRECON Tél 82.39 Fax 85.18
<u>ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE</u> (E.E.A.) EDA160	M. G. GIMENEZ INSA DE LYON 83.32 Fax 85.26		Automatique Industrielle 910676 Dispositifs de l'Electronique Intégrée 910696 Génie Electrique de Lyon 910065 Images et Systèmes 992254	M. M. BETEMPS Tél 85.59 Fax 85.35 M. D. BARBIER Tél 85.47 Fax 60.81 M. J.P. CHANTE Tél 87.26 Fax 85.30 Mme I. MAGNIN Tél 85.63 Fax 85.26
<u>EVOLUTION, ECOSYSTEME, MICROBIOLOGIE, MODELISATION</u> (E2M2) EDA403	M. J.P FLANDROIS UCBL1 04.78.86.31.50 Sec 04.78.86.31.52 Fax 04.78.86.31.49	M. S. GRENIER 79.88 Fax 85.34	Analyse et Modélisation des Systèmes Biologiques 910509	M. S. GRENIER Tél 79.88 Fax 85.34
<u>INFORMATIQUE ET INFORMATION POUR LA SOCIETE</u> (EDIIS) EDA 407	M. J.M. JOLION INSA DE LYON 87.59 Fax 80.97		Documents Multimédia, Images et Systèmes d'Information Communicants 992774 Extraction des Connaissances à partir des Données 992099 Informatique et Systèmes Coopératifs pour l'Entreprise 950131	M. A. FLORY Tél 84.66 Fax 85.97 M. J.F. BOULICAUT Tél 89.05 Fax 87.13 M. A. GUINET Tél 85.94 Fax 85.38
<u>INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-SANTE</u> (EDISS)	M. A.J. COZZONE UCBL1 04.72.72.26.72 Sec 04.72.72.26.75	M. M. LAGARDE 82.40 Fax 85.24	Biochimie 930032	M. M. LAGARDE Tél 82.40 Fax 85.24

EDA205	Fax 04.72.72.26.01			
MATERIAUX DE LYON UNIVERSITE LYON 1 EDA 034	M. J. JOSEPH ECL 04.72.18.62.44 Sec 04.72.18.62.51 Fax 04.72.18.60.90	M. J.M. PELLETIER 83.18 Fax 84.29	Génie des Matériaux : Microstructure, Comportement Mécanique, Durabilité 910527 Matériaux Polymères et Composites 910607 Matière Condensée, Surfaces et Interfaces 910577	M. J.M.PELLETIER Tél 83.18 Fax 85.28 M. H. SAUTEREAU Tél 81.78 Fax 85.27 M. G. GUILLOT Tél 81.61 Fax 85.31
<u>MATHEMATIQUES ET INFORMATIQUE FONDAMENTALE</u> (Math IF) EDA 409	M. NICOLAS UCBL1 04.72.44.83.11 Fax 04.72.43.00.35	M. J. POUSIN 88.36 Fax 85.29	Analyse Numérique, Equations aux dérivées partielles et Calcul Scientifique 910281	M. G. BAYADA Tél 83.12 Fax 85.29
<u>MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL, ACOUSTIQUE</u> (MEGA) EDA162	M. J. BATAILLE ECL 04.72.18.61.56 Sec 04.72.18.61.60 Fax 04.78.64.71.45	M. G.DALMAZ 83.03 Fax 04.72.89.09.80	Acoustique 910016 Génie Civil 992610 Génie Mécanique 992111 Thermique et Energétique 910018	M. J.L. GUYADER Tél 80.80 Fax 87.12 M. J.J.ROUX Tél 84.60 Fax 85.22 M. G. DALMAZ Tél 83.03 Fax 04.78.89.09.80 M. J. F. SACADURA Tél 81.53 Fax 88.11

En grisé : Les Ecoles doctorales et DEA dont l'INSA est établissement principal

Remerciements

Je tiens à remercier Goran Pavic qui a encadré cette thèse pour ses conseils avisés, ses encouragements permanents et son soutien.

Je remercie aussi Bernard Laulagnet pour le suivie de la thèse, pour son encouragement, ses discussions constructives et son intérêt porté à ce travail.

Je remercie Jean Louis Guyader pour m'avoir accueilli au sein du Laboratoire Vibrations Acoustique (LVA) de l'INSA de Lyon.

Je suis très sensible à l'honneur que me font Messieurs les professeurs Anders Nilsson (qui a d'ailleurs aussi proposé le sujet) et Jean Claude Pascal d'avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse et membres du jury, ainsi que W. Desmet et M. Garai pour leur participation au jury.

Je tiens à remercier Antoine Godoy, technicien du Laboratoire Vibrations Acoustique (LVA) qui a aidé à une bonne mise en place des dispositifs expérimentaux, ainsi qu'à Maurice Martinet et Charles Pezerat pour leur aide en informatique.

Je voudrais ainsi remercier l'ensemble du personnel du Laboratoire Vibrations Acoustique pour l'accueil la bonne humeur et les discussions constructives.

Enfin je remercie Claire pour son soutien.

Chapitre I. Introduction

La lutte contre le bruit est aujourd'hui essentielle, et des normes européennes acoustiques et hygiéniques précises ont été définies dans un but écologique. Aussi la tendance actuelle est d'utiliser des structures de plus en plus fines et légères.

Les structures composées de plaques microperforées (MPP) sont de nouvelles solutions écologiques et économiques pour la réduction du bruit. Elles sont utilisées (de façon encore très modérée) dans divers domaines dans le but de créer de l'absorption acoustique par effet visco-thermique. Ces structures ont vocation à remplacer ou compléter dans une certaine mesure les matériaux poreux.

L'avantage de l'utilisation de structures microperforées par rapport à des matériaux poreux classiques vient du fait que les MPP peuvent être, peu épaisses, non inflammables, hygiéniques, facilement nettoyables, résistantes à de fortes températures, peu coûteuses et légères, pouvant être fabriquées avec des matériaux recyclables et/ou ayant des propriétés propres intéressantes (ex : translucide pour le pvc ou plexiglas). De plus les structures comprenant des MPP permettent une absorption acoustique en basses et moyennes fréquences. Ainsi les structures MPP peuvent être utilisées dans des environnements interdisant l'utilisation de poreux (ex : cuisines, discothèques, moteurs, laboratoires ...).

Les domaines d'applications sont divers, mais les MPP sont encore peu répandues car leurs propriétés acoustiques sont pour l'heure trop peu connues. Les principaux domaines sont les suivants :

- **Le bâtiment** : confer l'étude de Fuchs [FUC95] sur le traitement acoustique de la coupole du Bundestag de Berlin. Elle a été revêtue de panneaux MPP translucides. L'acoustique de la salle a été améliorée sans dégrader la luminosité naturelle.
- **Les transports** : l'automobile (confer notre étude pour Peugeot SA [BAC02], ou l'étude sur les échappements [WU97]), l'aéronautique, le ferroviaire...
- **Les silencieux.**
- **L'ingénierie civile** : comme par exemple les panneaux antibruit.
- **La technologie de pointe ...**

Dans ces domaines les MPP sont utilisées en absorption, et pour le moment aucune étude en transparence n'a été menée pour des systèmes microperforés couplés à des plaques flexibles.

Le principe est simple, mais la modélisation est plus délicate. L'onde acoustique incidente rencontre la plaque microperforée (MPP), cette dernière est supposée vibrer très peu. L'onde se propage donc par les perforations. Si les dimensions des

perforations sont de l'ordre de grandeur des couches limites thermiques et visqueuses, une partie de l'énergie acoustique est dissipée par frictions et échanges de chaleur. En dehors de ces couches limites, l'énergie acoustique est très peu dissipée. Il est donc indispensable d'utiliser des perforations ayant des diamètres sub- millimétriques.

Ces plaques microperforées sont généralement couplées à un mur rigide par une cavité d'air dans le but d'augmenter la vitesse des particules dans les perforations. Les modes de résonances de la cavité interagissent avec les effets visco-thermiques de la plaque microperforée (MPP). Nous pouvons faire l'analogie avec un résonateur d'Helmholtz amélioré. A la différence d'un résonateur d'Helmholtz classique qui ne crée qu'une diminution de la pression globale autour d'une fréquence, les systèmes absorbants MPP créent de l'absorption sur une large bande fréquentielle. Un tel système absorbant peut donner en pratique, lorsque ses paramètres sont correctement optimisés, de très bonnes absorptions notamment en basses et moyennes fréquences (par exemple : [MAA75- FUC95- RAN00]).

Les approches pour modéliser l'acoustique de plaques microperforées sont diverses : l'approche théorique et empirique de l'acoustique des orifices, l'approche par les résonateurs d'Helmholtz et enfin l'approche par la propagation acoustique dans des tubes très fins.

L'acoustique des orifices a fait l'objet de nombreuses études théoriques et expérimentales. Les premières études remontent à Crandall [CRA26] en 1926 puis à Sivian en 1935. Thurston [THU52] en 1952 reprend ces approches et propose par des approximations l'impédance acoustique d'un orifice. Son modèle est plus tard repris par Stinson [STI85] et comparé à des mesures expérimentales.

Les effets non linéaires des orifices ont aussi fait l'objet de beaucoup d'études. Ingard en 1950 puis en 1970 [ING50- ING70] est le premier à s'intéresser à ces effets. Il applique son approche aux résonateurs d'Helmholtz. Ces travaux sont repris par Cummings en 1983 [CUM83] et appliqués à la transmission acoustique d'un orifice de plaque mince pour des excitations acoustiques de très forte amplitude. Son approche est appuyée par une étude expérimentale proposée par Salikuddin en 1983 [SAL83] (voir aussi [SAL89]). Il étudie entre autre la transmission expérimentale de plaques microperforées (MPP) seules pour des forts niveaux d'excitation. A l'aide d'un dispositif photographique, il a pu montrer la formation de vortex aux embouchures de la MPP.

Les systèmes absorbants classiques de plaques microperforées (MPP) couplées à une cavité d'air et un mur rigide peuvent être assimilés à une distribution de résonateurs d'Helmholtz prenant en compte la dissipation visco-thermique sur les surfaces et sur le col. Randeberg [RAN00] dans sa thèse résume cette approche.

La première théorie complète sur les résonateurs d'Helmholtz est présentée par Ingard en 1953 [ING53]. Morse et Ingard s'intéressent en 1968 [MOR68] aux systèmes de distribution de résonateurs d'Helmholtz (l'équivalent des systèmes

absorbant MPP). Ils étudient la dissipation d'énergie d'un tel système en séparant l'énergie dissipée par le col (effet visqueux) et celle dissipée par les surfaces (effet visco- thermique). Dernièrement en 2001, Ilinskii [ILI01] a étudié les effets non linéaires dans les résonateurs d'Helmholtz.

Les approches précédemment citées ne seront pas traitées ici. Pour tous compléments, nous vous reportons aux références données.

L'approche qui nous intéresse est proposée par Maa en 1975 [MAA75]. A partir des travaux de Crandall [CRA26] en 1926, puis de ceux de Melling [MEL72] en 1972, sur la propagation acoustique dans les tubes fins, Maa propose l'impédance acoustique d'une plaque microperforée fine seule. Il applique sa théorie sur des systèmes absorbants classiques, simple et double MPP couplées à un mur rigide par une cavité d'air.

Sa théorie a de nombreuses fois été reprise et appliquée à des systèmes absorbants comprenant des MPP : simple et multi MPP [FUC95-ZHA98-NIL99-RAN00-LEE01], membrane MP [KAN99], silencieux [WU97-NIL99]. Randeberg dans sa thèse [RAN00] généralise l'acoustique des MPP pour différentes géométries de perforations, fentes, embouchures en pavillon.

Toutes les études sont menées en absorption, et pour le moment aucune d'entre elles n'a traité la transparence de structures comprenant des MPP fines.

En plus, la théorie de Maa est limitée aux plaques minces, et aucune étude ne traite de structures microperforées plus épaisses.

Nous nous proposons dans le cadre cette thèse d'appliquer la théorie de Maa à la transparence et à l'absorption des systèmes MPP fines. Le but est de connaître l'influence que peut avoir l'ajout de MPP sur les phénomènes classiques de transparence des plaques simples et doubles. L'étude de systèmes plus complexes comprenant des MPP, des poreux et des plaques flexibles est aussi présentée en transparence.

La théorie de Maa étant limitée aux MPP minces, nous proposons une nouvelle approche afin de pouvoir généraliser l'étude de la transparence et de l'absorption de toutes structures microperforées sans limitation d'épaisseur. Cette approche permet par comparaison, de discuter certains points de la théorie de Maa. Elle permet aussi de bien cerner les phénomènes physiques entrant en jeux.

Ainsi, dans le **chapitre II** nous présentons la théorie de Maa et du système absorbant MPP simple. Cette approche est comparée avec des mesures d'absorption à une et deux dimensions.

Cette approche classique est, dans le **chapitre III**, intégrée à notre modèle analytique de transparence acoustique de plaques infinies. Le système étudié est basique, c'est une plaque microperforée couplée à une plaque rigide par une cavité d'air. Nous présentons un outil de calcul prévisionnel pour des systèmes à une

puis deux dimensions en plaques infinies. Dans le modèle une dimension, nous utilisons le système plaque microperforée séparée d'un piston par une cavité d'air. Le modèle analytique deux dimensions est ensuite développé pour une utilisation facile, il permet de prédire la transparence, l'absorption, la réflexion ainsi que les impédances propres des panneaux légers complexes. Ce modèle prend en compte les vibrations et les impédances spécifiques de chaque élément du système. Une étude paramétrique permet de connaître les propriétés acoustiques de telles structures. Nous soulignons alors les avantages et inconvénients de l'utilisation des plaques microperforées en transparence.

Nous étudions ensuite la validité du modèle à l'aide de la mesure de la transparence et de l'absorption acoustique d'une MPP couplée à une plaque mince en champ diffus.

Dans ce travail sur la transparence acoustique des structures micoperforées, nous ne pouvons pas nous limiter uniquement à l'étude de systèmes basiques. Pour optimiser l'absorption et la transparence de tels structures, nous proposons quelques systèmes MPP plus complexes avec leur modèle associé. Nous présentons aussi un code d'optimisation de ces systèmes, appliqué à un cas industriel.

Ne voulant plus nous limiter à des plaques microperforées minces, dans le **chapitre IV**, nous présentons une nouvelle approche. Nous proposons des approximations pour modéliser l'acoustique dans les tubes très fins. Nous comparons nos résultats de propagation avec les approches de Stinson [STI91]. Nous identifions ensuite le système microperforé à un milieu de propagation équivalent avec des conditions limites de surfaces particulières. Cette approche est intégrée au modèle de transparence et d'absorption acoustique de structures comprenant des systèmes microperforés. Nous étudions et discutons toutes les corrections nécessaires à apporter à notre modèle.

Dans une deuxième partie, avec l'aide de notre approche et des résultats expérimentaux, nous exprimons quelques réserves et critiques de l'approche proposée par Maa. Les MPP fines induisant des phénomènes acoustiques complexes, nous proposons des approximations de notre nouveau modèle pour les MPP fines.

Chapitre II. Système absorbant basique composé d'une plaque microperforée

1. Introduction

Ce chapitre constitue une base théorique des propriétés acoustiques des plaques microperforées (MPP). L'approche détaillée qui a permis à Maa [MAA75-MAA85- MAA97- MAA98] d'exprimer l'impédance acoustique d'une plaque microperforée (MPP) est présentée dans la première partie.

Les systèmes d'absorption simples utilisant les MPP: MPP couplée à un mur rigide par une cavité d'air, sont ensuite présentés dans la deuxième partie du chapitre. Ces systèmes sont actuellement utilisés en acoustique du bâtiment ou dans la conception des silencieux.

Dans une troisième partie, partie expérimentale, des comparaisons théorie/expérience sont menées et plusieurs techniques de mesure du coefficient d'absorption sont présentées et commentées.

La dernière partie concerne l'influence que peut avoir la température ainsi que la nature du fluide sur l'absorption des systèmes MPP.

2. Impédance acoustique de la plaque microperforée seule

Pour bien comprendre les expressions des impédances acoustiques des MPP proposées par Maa, nous présentons les principales étapes qui permettent l'élaboration de cette impédance. Dans un premier temps, nous nous intéressons à la propagation acoustique dans les tubes fins et nous présentons les équations de base. Ces dernières sont ensuite résolues en faisant l'approximation pour des tubes de petite épaisseur. L'impédance d'une perforation est exprimée. De cette impédance l'impédance acoustique de la plaque microperforée (MPP) est déduite.

2.1. Théories et équations de la propagation acoustique dans les tubes fins

2.1.1. Principe et bibliographie

Pour l'étude de la propagation acoustique dans les tubes rigides de moyens et grands diamètres, sur une certaine bande de fréquences, les effets visco-thermiques provoqués par la présence des parois sont négligés. L'épaisseur des couches limites visqueuses et thermiques est très petite devant les dimensions du tube (rayon). Les effets thermo-visqueux propres au fluide sont aussi négligeables. Pour l'étude de la propagation acoustique dans les tubes rigides de petits diamètres, les effets thermo-visqueux sur les parois ne sont plus négligeables

lorsque les dimensions du tube approchent celles des couches limites visqueuses et thermiques. Il existe deux types d'effet :

- Effet de viscosité :

Cet effet est caractérisé par la vitesse tourbillonnaire du fluide proche des parois. Il est non négligeable uniquement dans la couche limite visqueuse. L'épaisseur de cette couche limite dépend de la fréquence et des propriétés de viscosité du fluide de propagation : $d_{\text{visc}} = (2\nu/\omega)^{1/2}$ avec $\nu = \mu/\rho_0$ et ω la pulsation, μ , ρ_0 la viscosité dynamique et la masse volumique du fluide de propagation. Pour l'air, dans les conditions normales, ces épaisseurs sont comprises entre 0.5 et 0.015 mm pour les fréquences audibles 20 Hz- 20 kHz.

- Effet de conduction thermique :

Cet effet est caractérisé par la vitesse laminaire entropique du fluide proche des parois, il est non négligeable uniquement dans la couche limite thermique. L'épaisseur de cette couche limite est donnée par $d_{\text{therm}} = (\nu'/\omega)^{1/2}$ avec $\nu' = \kappa/(\rho_0 C_v)$ où κ est le coefficient de conductivité thermique et C_v la capacité calorifique à volume. Pour l'air dans les conditions normales, ces épaisseurs sont comprises entre 0.58 mm et 0.02 mm pour les fréquences audibles 20 Hz- 20 kHz.

Une solution exacte au problème de propagation dans les tuyaux de diamètres arbitraires, prenant en compte les effets visqueux et les transferts de température, a été proposée au milieu du 19^{ème} siècle par Kirchhoff (1868). Les travaux menés sur ces équations ont simplifié leur notation et leur résolution pour des configurations particulières. Zwicker et Kosten (1949) [ZWI49] ont traité séparément les effets visqueux et les effets de conduction thermique, ils ont pour cela exprimé une densité de fluide complexe. Leur approche analytique n'était valide que pour les « basses » et les « hautes » fréquences, la bande de fréquence intermédiaire n'était pas traitée. Tijdeman (1975) [TIJ75] a étudié de plus près cette approche analytique et l'a comparée à une étude numérique des équations de Kirchhoff. Il a trouvé une bonne comparaison entre ces 2 approches dans ces plages de fréquences. Stinson (1991) [STI91] a constaté que les solutions analytiques de Kirchhoff étaient généralement justes pour toutes les fréquences acoustiques, mais qu'elles étaient difficiles d'utilisation, il a proposé à partir de la base d'équations trouvées par Kirchhoff, des approximations simples trouvées numériquement. Il a ainsi déterminé des solutions approchées applicables. La comparaison de son approche avec les solutions de Zwicker pour certaines bandes de fréquences s'est avérée bonne, ainsi que la comparaison avec le modèle numérique basé sur les équations de Kirchhoff.

D'autres approches d'approximation des équations de Kirchhoff ont été proposées : Crandall (1926) [CRA26] a trouvé les caractéristiques de propagation dans les tubes étroits en négligeant les gradients de température, et en exprimant une distribution de vitesse sur la section du tube. Daniels (1947) [DAN47] a étudié les conductions thermiques dans un cylindre, et en a conclu que les

gradients thermiques le long du tube pouvaient être négligés. Il a ensuite exprimé la propagation acoustique dans les tubes en terme d'impédance équivalente (résistance et réactance). D'autres chercheurs comme Rasmussen (1982) [RAS82] ont utilisé et cherché à améliorer la validité de ces impédances.

Bruneau (1998) [BRU98] propose de résoudre les équations de Kirchhoff dans le cas des tubes de petits diamètres en faisant des hypothèses afin de simplifier la résolution du système. Il suppose que l'écart instantané de pression aux parois est négligeable et que la pression est uniforme sur la section du tube. Il suppose que la composante radiale de la vitesse particulière est négligeable devant sa composante axiale. Il fait l'hypothèse que la variation de la vitesse suivant l'axe axial du tuyau est négligeable devant sa variation suivant l'axe radial. Ces travaux rejoignent ceux de Stinson [STI91] dans les hypothèses et donc dans les résultats. Nous nous pencherons plus en détail sur les travaux de Stinson et Bruneau au chapitre §4. Nous les comparerons avec des résultats expérimentaux et avec notre approche.

2.1.2. Les équations de Kirchhoff

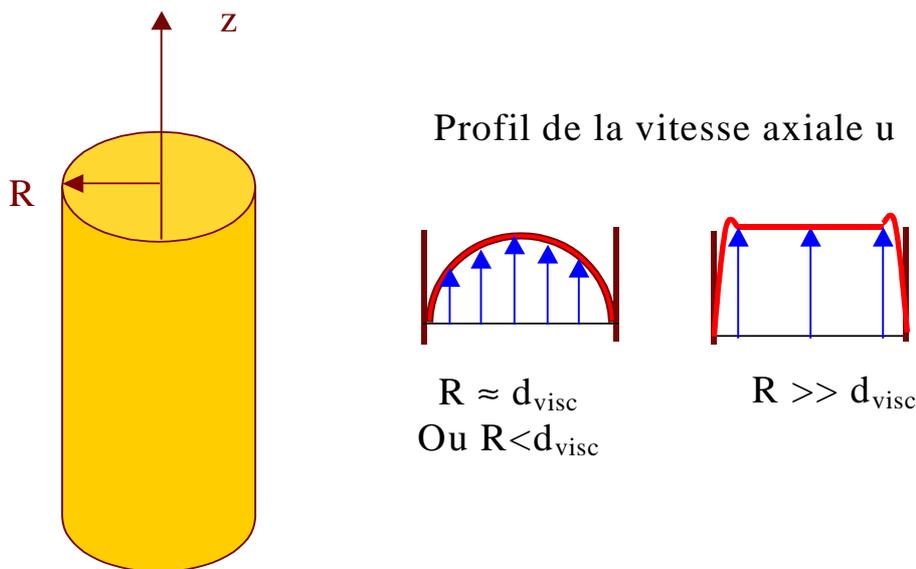


Figure 1. Schéma représentant le système d'axes choisi pour le tube, ainsi que les profils de vitesses acoustiques axiales

Pour un tube cylindrique de rayon R (diamètre a , généralement donné en mm), les équations du premier ordre linéaire proposées par Kirchhoff sont les suivantes : bilan des forces linéaires de Navier- Stokes (conservation de la quantité de mouvement), continuité de la masse, conductivité thermique d'un gaz, et équation d'état d'un gaz :

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\vec{\nabla} P_a + \frac{4}{3} \mu \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{v}) - \mu \vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{v}, \quad (\text{II-1})$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\rho_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{v}, \quad (\text{II-2})$$

$$\kappa \vec{\nabla}^2 T = \frac{T_0}{P_0} \left(\rho_0 C_v \frac{\partial P_a}{\partial t} - P_0 C_p \frac{\partial \rho}{\partial t} \right), \quad (\text{II-3})$$

$$\frac{\partial P_a}{\partial t} = \frac{P_0}{\rho_0 T_0} \left(\rho_0 \frac{\partial T}{\partial t} + T_0 \frac{\partial \rho}{\partial t} \right). \quad (\text{II-4})$$

P_a , v , ρ , T sont la pression absolue, la vitesse acoustique, et la température ; T_0 , P_0 et ρ_0 sont les grandeurs à l'équilibre équivalentes ; μ et κ sont la viscosité dynamique et la conductivité thermique du fluide, C_p et C_v les capacités calorifiques à pression et volume constant pour les gaz.

L'excitation est supposée harmonique, les grandeurs P_a , v , ρ , T prennent la forme :

$$P_a(t) = P_0 + \text{Re}\{P e^{j\omega t}\} = P_0 + \text{Re}\{p\}, \quad (\text{II-5a})$$

$$\rho(t) = \rho_0 + \text{Re}\{\delta e^{j\omega t}\}, \quad (\text{II-5b})$$

$$T(t) = T_0 + \text{Re}\{\tau_t e^{j\omega t}\}, \quad (\text{II-5c})$$

$$\vec{v}(t) = \text{Re}\{\vec{V} e^{j\omega t}\}. \quad (\text{II-5d})$$

Les équations de bases se réécrivent :

$$\rho_0 j\omega \vec{V} = -\vec{\nabla} P + \frac{4}{3} \mu \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{V}) - \mu \vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{V}, \quad (\text{II-6})$$

$$j\omega \delta = -\rho_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{V}, \quad (\text{II-7})$$

$$\kappa \vec{\nabla}^2 \tau_t = \frac{T_0}{P_0} (j\omega \rho_0 C_v P - j\omega \delta P_0 C_p), \quad (\text{II-8})$$

$$P = \frac{P_0}{\rho_0 T_0} (\rho_0 \tau_t + \delta T_0), \quad (\text{II-9})$$

La viscosité cinématique est donnée par : $\nu = \mu / \rho_0$, on pose $\nu' = \kappa / (\rho_0 C_v)$ une constante de transfert thermique et $\gamma = C_p / C_v$ la chaleur spécifique.

Pour un gaz idéal, les relations suivantes sont données : $C_p - C_v = P_0 / (\rho_0 T_0)$ et $\rho_0 c^2 = \gamma P_0$.

Le système étant résolu en coordonnées cylindriques, la vitesse est décomposée en une composante radiale q et axiale u : $\vec{V} = q\hat{r} + u\hat{z}$.

Les conditions limites sur les bords du tube étant vitesse et excès de température nuls, le système d'équations (II-6, II-7, II-8, II-9) doit être simplifié et exprimé en q , u et τ_t . Le système suivant est ainsi obtenu :

$$j\omega \vec{V} = -\frac{c^2}{\gamma T_0} \vec{\nabla} \tau_t + \left(\frac{4}{3} \nu + \frac{c^2}{j\omega \gamma} \right) \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{V}) - \nu \vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{V}, \quad (\text{II-10})$$

$$\nu' \Delta \tau_t = j\omega \tau_t + (\gamma - 1) T_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{V}. \quad (\text{II-11})$$

2.1.3. Approximations pour les tubes fins et courts

2.1.3.1. Approximations tubes fins

Crandall [CRA26] définit la propagation acoustique dans les tubes fins comme le déplacement suivant l'axe z de fines tranches cylindriques coaxiales d'air. Ce déplacement est soumis à des forces de frictions proportionnelles au gradient radial de la vitesse. La première approximation proposée par Crandall est que la vitesse radiale q est négligeable devant la vitesse axiale u : $q \ll u$.

En ne considérant que la composante axiale u , l'équation différentielle (II-10) est la suivante :

$$\Delta u - \frac{j\omega}{v} u = \frac{1}{\mu} \frac{\partial}{\partial z} \left(p - \frac{1}{3} \mu \vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla} \right), \quad (\text{II-12})$$

par définition: $\Delta = \Delta_s + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ où Δ_s est le laplacien de surface :

$$\Delta_s = \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right).$$

La deuxième hypothèse (proposée par Crandall) est que la variation de la vitesse axiale u est beaucoup plus importante suivant l'axe radial que suivant l'axe z . De plus, u ne dépend pas, par hypothèse de symétrie, de la composante θ :

$$\Delta u \approx \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) u. \quad (\text{II-13})$$

Reprenons l'équation de conservation de la masse (II-2) : $j\omega\delta = -\rho_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla}$.

Pour la propagation dans les tubes fins et peu épais, Maa néglige les échanges de chaleur au sein du fluide : $\frac{\tau_t}{T_0} \ll \frac{P}{P_0}, \frac{\delta}{\rho_0}$. A l'aide de l'équation (II-9),

l'expression de δ est:

$$\frac{\delta}{\rho_0} \approx \frac{P}{P_0}. \quad (\text{II-14})$$

Nous modifions ainsi le terme de l'équation (II-12) :

$$\frac{1}{3} \mu \vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla} = -\frac{1}{3} (j\omega\mu/\rho_0) \delta \approx -\frac{1}{3} (j\omega v \gamma / c^2) P. \quad (\text{II-15})$$

A l'aide de la relation (II-13) et (II-15) nous réécrivons l'équation (II-12) :

$$j\omega\rho_0 u - \frac{\mu}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} u \right) = \frac{\partial P}{\partial z}. \quad (\text{II-16})$$

2.1.3.2. Approximations tubes courts

Le tube est maintenant supposé très court (longueur t très petite). Le gradient de p suivant z peut s'écrire comme suit : $\frac{\partial P}{\partial z} \approx \frac{\Delta P}{t}$. t est généralement donné en mm mais exprimé en m dans les équations.

Remarques : pour les tubes courts on retrouve bien : $\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \ll 1$; c'est l'hypothèse de continuité des vitesses de part et d'autre de la perforation proposée par Maa.

L'équation différentielle sur u (II-12) devient :

$$j\omega\rho_0 u - \frac{\mu}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} u \right) = \frac{\Delta P}{t}. \quad (\text{II-17})$$

Nous reconnaissons une équation différentielle de Bessel :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{j\omega\rho_0}{\mu} \right) u = -\frac{\Delta P}{t\mu}. \quad (\text{II-18})$$

Pour résoudre cette équation différentielle sans second membre, il faut développer u en série entière, puis identifier ses coefficients. Des fonctions de Bessel de première espèce et d'ordre 0 (J_0) sont trouvées. A l'aide de la condition limite vitesse nulle $u(r = R) = 0$ sur les parois du tube, la solution générale de cette équation est déterminée:

$$u(r) = \frac{\Delta P}{j\omega\rho_0 t} \left(1 - \frac{J_0(\sqrt{-j\omega\rho_0/\mu}r)}{J_0(\sqrt{-j\omega\rho_0/\mu}R)} \right). \quad (\text{II-19})$$

Remarque : ce profil de vitesse axiale $u(r)$ est valide jusqu'au premier mode radial de tuyau.

r étant petit, il est préférable d'utiliser des moyennes sur la section de u dans les équations :

$$\langle u \rangle = \frac{1}{A} \iint u(r) dS = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R u(r) 2\pi r dr.$$

Nous savons par définition sur les fonctions Bessel que : $\frac{\partial}{\partial r} (r^\lambda J_\lambda(r)) = r^\lambda J_{\lambda-1}(r)$ et

$$J_1(0) = 0.$$

L'expression de la vitesse axiale moyenne est alors :

$$\langle u \rangle = \frac{\Delta P}{j\omega\rho_0 t} \left(1 - \frac{2}{\sqrt{-j\omega\rho_0/\mu}R} \frac{J_1(\sqrt{-j\omega\rho_0/\mu}R)}{J_0(\sqrt{-j\omega\rho_0/\mu}R)} \right). \quad (\text{II-20})$$

2.2. Impédance acoustique des plaques microperforées

2.2.1. Impédance acoustique d'une perforation

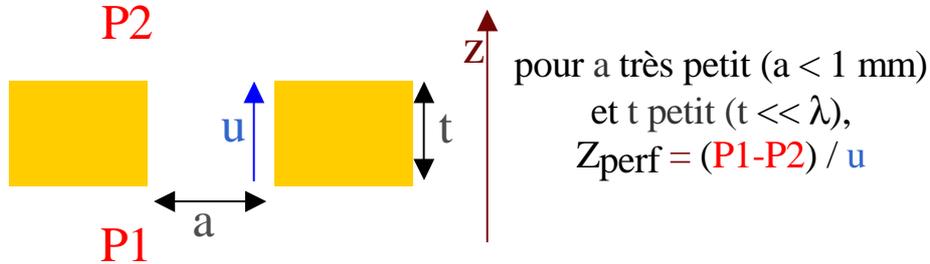


Figure 2. Schéma représentant une perforation

Des résultats précédemment trouvés (II-20), nous déduisons par identification l'impédance acoustique d'une perforation :

$$Z_{\text{perf}} = \frac{\Delta P}{\langle u \rangle} = j\omega\rho_0 t \left(1 - \frac{2}{x\sqrt{-j}} \frac{J_1(x\sqrt{-j})}{J_0(x\sqrt{-j})} \right)^{-1}, \quad (\text{II-21})$$

avec $x = \sqrt{\frac{\rho_0 \omega}{\mu}} \cdot \frac{a}{2}$.

Après plusieurs approximations sur les Bessel pour des diamètres de tube très petits ou très larges, Maa trouve une expression de l'impédance pour un tube d'épaisseur faible :

$$Z_{\text{perf}} = \frac{32\nu\rho_0 t}{a^2} \sqrt{1 + \frac{x^2}{32}} + j\omega\rho_0 t \left[1 + \frac{1}{\sqrt{3^2 + x^2/2}} \right]. \quad (\text{II-22})$$

A cause de la présence d'un rayonnement sonore à la terminaison des tubes, Rayleigh a montré qu'une correction sur la réactance (partie imaginaire de l'impédance de la perforation) devait être apportée en augmentant l'épaisseur du tube de $0.85a$ sur la masse ajoutée. C'est un effet réactif du tube au passage d'une onde sonore. En d'autres termes, pour prendre en compte ce phénomène de rayonnement acoustique de terminaison, le système est identifié au rayonnement d'un piston bafflé. L'impédance de ce dernier système est donné par [LES88] :

$$Z_{\text{ray}} = j \frac{8k_0 a}{6\pi} + \frac{(k_0 a)^2}{8}. \quad (\text{II-23})$$

Or, ici, nous considérons des diamètres suffisamment petits ainsi que des fréquences suffisamment basses pour que $(ka)^2 \ll 1$. Le terme réel peut donc être négligé. Il est nécessaire d'ajouter à Z_{perf} le terme $2 Z_{\text{ray}}$ car il y a deux terminaisons.

Aux embouchures du tube, un autre effet provoqué par la vibration des molécules d'air du tube se propageant sur le baffle de terminaison doit être pris en compte. Ainsi, les particules d'air se trouvant à proximité du baffle vibrent dans les couches limites thermo-visqueuses provoquant une viscosité supplémentaire. Cet effet doit être pris en compte par l'ajout d'un facteur proposé par Ingard [ING53] $2\sqrt{2\omega\rho_0\mu}$ sur la résistance (partie réelle de l'impédance) du tube.

2.2.2. Impédance acoustique de la plaque microperforée

2.2.2.1. Pour des perforations circulaires

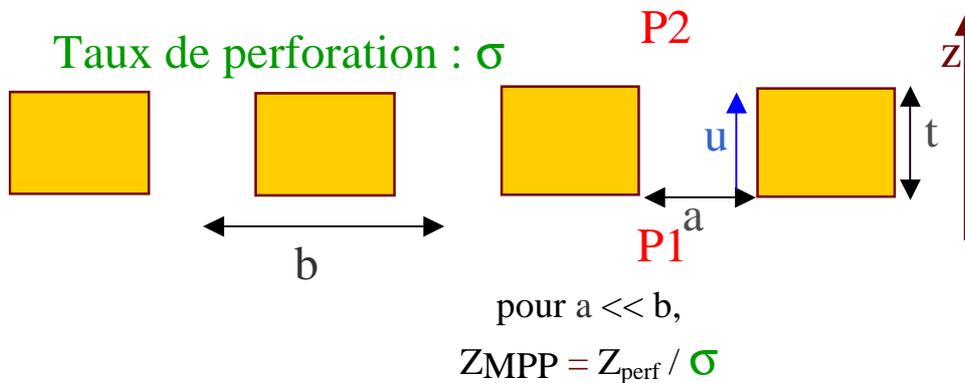


Figure 3. Schéma représentant la plaque microperforée (MPP)

Si la distance entre les perforations est très petite devant les longueurs d'ondes utilisées, nous pouvons négliger les réflexions dues à la partie solide de la plaque.

De plus, en supposant que les perforations n'interfèrent pas entre elles, c'est à dire que le diamètre de perforation (a) est plus petit que l'espacement entre les trous, alors l'impédance de plaque MPP est obtenue en divisant l'impédance d'une perforation par le taux de perforation (σ) :

$$Z_{MPP} = \frac{Z_{\text{perf}}}{\sigma} \quad (\text{II-24a})$$

Nous normalisons l'impédance par $\rho_0 c$:

$$Z_{MPP} = Z_{\text{mpp}} \rho_0 c = \text{Re } s + j\omega \text{ Mass} , \quad (\text{II-24b})$$

$$Z_{\text{mpp}} = Y + j\omega m , \quad (\text{II-24c})$$

$$m = \frac{\text{Mass}}{\rho_0 c} = \frac{t}{\sigma c} \left[1 + \frac{1}{\sqrt{3^2 + x^2/2}} + 0.85 \frac{a}{t} \right], \quad (\text{II-24d})$$

$$Y = \frac{\text{Res}}{\rho_0 c} = \frac{32vt}{\sigma c a^2} \left[\sqrt{1 + \frac{x^2}{32}} + \frac{\sqrt{2} xa}{8t} \right], \quad (\text{II-24e})$$

$$\text{avec } x = \sqrt{\frac{\omega}{v}} \frac{a}{2}.$$

Mass (m) et Res (Y) sont la réactance (*normalisée*) (ou aussi masse ajoutée) et la résistance (*normalisée*) de la MPP.

x est appelé le nombre d'onde de cisaillement ou encore la constante de perforation.

Maa prétend prendre en compte les effets d'échanges de chaleur entre le fluide et le solide en augmentant la viscosité du fluide. Cet effet apparaît lorsqu'on utilise pour la MPP un matériau très bon conducteur thermique (métallique : acier...). Il se base pour cela sur les travaux de Crandall [CRA26] à propos de la propagation acoustique dans les tubes fins métalliques. Ce dernier montre que l'air à l'intérieur du tube est comprimé de façon adiabatique. Mais dans le cas d'un matériau conducteur, les particules d'air proches des limites ont la même température que la paroi et un échange de chaleur s'effectue du fluide interne vers le tube.

Cet échange de chaleur représente donc une perte d'énergie compensée par une augmentation du coefficient de viscosité, trouvée de façon empirique par Crandall [CRA29], améliorée par Melling [MEL73], et reprise par Maa [MAA75]. D'après ce dernier, cet effet ne concerne logiquement que les matériaux métalliques et la correction n'est pas nécessaire pour l'utilisation de matériaux peu conducteurs thermiques tels le pvc ou le plastique.

Par une approche empirique, il remarque que cette correction n'est pas nécessaire pour les matériaux métalliques si la taille des perforations est égale ou légèrement inférieure à l'épaisseur.

2.2.2.2. Pour des perforations carrées et des fentes

- Pour les perforations dont la section est carrée, Kang [KAN99] propose d'utiliser des trous de diamètres équivalents : $a_{\text{carré}} = 2L_{\text{carré}} \sqrt{\frac{1}{\pi}}$ où $L_{\text{carré}}$ représente un côté de la perforation.
- Pour les perforations en fentes, Randeberg [RAN00] dans sa thèse résume les travaux d' Allard [ALL93] qui, à partir des densités effectives, trouve un équivalent de l'impédance d'une perforation (II-21) pour une fente :

$$Z_{\text{perf-fente}} = \frac{\Delta p}{\langle u \rangle} = j\omega\rho_0 t \left(1 - \frac{\tanh(x_f \sqrt{j})}{x_f \sqrt{j}} \right)^{-1} \quad (\text{II-21b})$$

Avec $x_f = \frac{l_f}{2} \sqrt{\frac{\omega}{\nu}}$ où l_f est la largeur des fentes.

Nous préférons utiliser pour une fente une approche qui donne un diamètre de perforation circulaire équivalent, et un taux de perforation adapté. L'expérience a confirmé la pertinence de cette approche. L'utilisation de paramètres équivalents nous permet d'utiliser un code prédictif unique pour tous types de perforations.

Remarques :

1. Au chapitre IV, bien que la correction sur la viscosité semble indispensable, des comparaisons expérimentales montrent que **ce n'est pas l'échange thermique fluide solide qui est représenté par cette correction, mais un phénomène beaucoup plus complexe**. Dans ce chapitre nous proposerons nous même des corrections empiriques que nous associerons à un autre facteur.
2. Pour se convaincre du passage de l'impédance d'une perforation à l'impédance de la MPP ($Z_{\text{MPP}} = Z_{\text{perf}} / \sigma$), un raisonnement simple est donné :

l'impédance acoustique d'une perforation est donnée par : $Z_{\text{perf}} = \frac{\Delta P}{\langle u \rangle}$,

l'impédance de la plaque est alors : $Z_{\text{pmp}} = \frac{\Delta P}{\langle u \rangle_{\text{global}}}$ avec

$\langle u \rangle_{\text{global}} = \frac{1}{S_p} \sum_{j=1}^{n_{\text{perf}}} S_{j_{\text{perf}}} \langle u_j \rangle_{\text{perf}}$ où S_p est la surface totale de la plaque et

$S_{j_{\text{perf}}}$ est la surface de la perforation j . Nous sommes la contribution de toutes les perforations. Or ici, u_{perf} est constante avec les perforations :

$\langle u \rangle = \langle u \rangle_{\text{perf}} \frac{1}{S_p} \sum_{n=1}^{n_{\text{perf}}} S_{\text{perf}} = \langle u \rangle_{\text{perf}} \sigma$ où σ est le taux de perforation et donc

$$Z_{\text{MPP}} = \frac{\Delta P}{\langle u \rangle_{\text{perf}} \sigma} = \frac{Z_{\text{perf}}}{\sigma}.$$

3. Si nous reprenons l'expression de Z_{perf} en (II-22), et que nous considérons des diamètres importants (ici les termes ajoutés dus au rayonnement sonore bafflé sont supprimés), alors la partie réelle s'annule et la partie imaginaire tend vers $\omega\rho_0 t$. Le terme $\rho_0 t = M_{\text{air}}$ représente la masse réelle de l'air se trouvant dans le tube. En reprenant l'expression (II-22) pour des

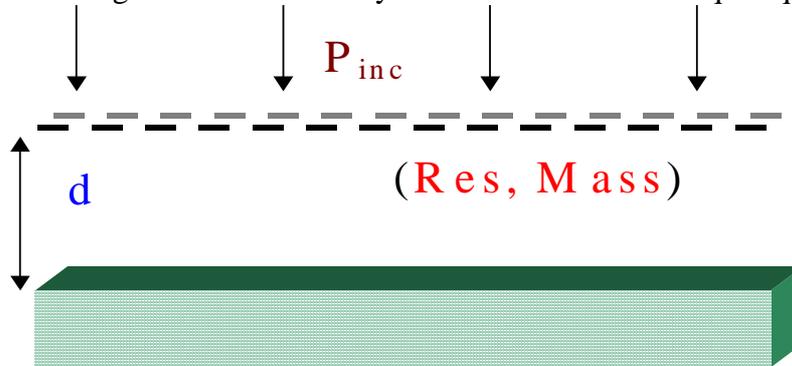
diamètre importants nous avons $Z_{\text{perf } d \gg l} = \frac{\Delta P}{\langle u \rangle} = j\omega M_{\text{air}}$, ainsi nous retrouvons l'équation du mouvement acoustique pour un tube large: $\Delta P = j\omega \langle u \rangle M_{\text{air}} = M_{\text{air}} \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial t}$. Cette approche reste donc également correcte pour les perforations de diamètre important.

3. Système absorbant basique composé d'une plaque microperforée

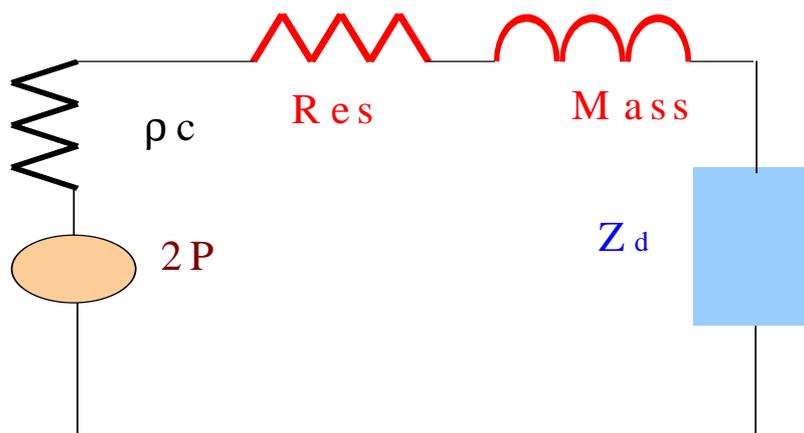
3.1. Présentation du système

3.1.1. Sous incidence normale

Maa [MAA75- MAA85- MAA97- MAA98] propose en application de sa théorie sur les MPP, un système absorbant simple ou multi MPP : MPP couplée à une cavité et un mur rigide. Il identifie ce système à un circuit électrique équivalent :



Système MPP + cavité air + mur rigide



Système MPP + cavité air + mur rigide en système électrique équivalent

Figure 4. Schémas représentant le système absorbant MPP simple et son équivalent électrique

Ici, Z_d est l'impédance acoustique de la cavité d'air séparant le mur du panneau :

$$Z_d = -j\rho_0 c \cot \left(\frac{\omega d}{c} \right). \quad (\text{II-25a})$$

Pour exprimer l'impédance normalisée, il faut diviser Z_d par $\rho_0 c$. d est la profondeur de cavité (généralement présentée en cm, mais en m dans les formules).

Ce circuit équivalent permet de définir l'impédance de surface Z_S du système MPP décrit précédemment.

$$Z_S = Z_{\text{MPP}} + Z_d. \quad (\text{II-25b})$$

Si nous supposons qu'aucun obstacle ne se trouve à l'avant du système, cette impédance est aussi définie comme :

$$Z_S = \frac{P}{u} \Big|_{z=0} = \rho_0 c \frac{e^{-jkz} + \zeta e^{jkz}}{e^{-jkz} - \zeta e^{jkz}} \Big|_{z=0} = \rho_0 c \frac{1 + \zeta}{1 - \zeta} \Big|_{z=0}, \quad (\text{II-25c})$$

où $\zeta^2 = r$, r est le coefficient de réflexion en terme d'énergie.

De plus, nous savons que $1 = \alpha + \zeta^2$, où α est le coefficient d'absorption.

En incidence normale, on trouve α_N :

$$\alpha_N = 1 - \left| \frac{Z_s - \rho_0 c}{Z_s + \rho_0 c} \right|^2 \quad (\text{II-26a})$$

En remplaçant par les expressions (II-24c, II-25a), α_N devient :

$$\alpha_N = \frac{4 \text{Re}s \rho_0 c}{(\text{Re}s + \rho_0 c)^2 + (\omega \text{Mass} + \text{Im}(Z_d))^2} \quad (\text{II-26b})$$

Remarques : Nous rappelons que **l'absorption est uniquement due au phénomène de viscosité** et que le système de cavité permet de régler l'absorption sur des bandes de fréquences voulues. **Un résonateur d'Helmholtz classique ne crée pas d'absorption**, il occasionne une diminution globale de la pression du système et n'agit en rien sur α . Si ce système est utilisé avec une plaque grossièrement perforée (diamètre des perforations $a > 2\text{mm}$) aucune absorption n'est observée.

La théorie de Maa a été appliquée aux systèmes simple et double plaques, avec des matériaux métalliques et non métalliques, sur des textiles et sur des membranes ou dans les silencieux [FUC95, KAN99, ZHA98, WU97, RAN00...].

3.1.2. Sous incidence oblique et champs diffus

L'impédance acoustique du système microperforé est indépendante de l'angle d'incidence θ . Pour une excitation en incidence oblique, il y a un effet local. Seule la composante normale de la vitesse acoustique participe aux phénomènes de viscosité du système.

L'onde sonore est guidée à l'intérieur des perforations. Les embouchures de ces dernières peuvent être identifiées à des points sources acoustiques. Chaque onde sphérique issue d'un point source va interférer, de façon constructive ou destructive, avec d'autres issues des autres perforations (les sources acoustiques étant cohérentes entre elles car issues de la même onde incidente). Le déphasage des ondes sonores issues de tous les points sources va impliquer **la conservation des cosinus directeurs**. En d'autre terme il y a **conservation de la projection du nombre d'onde dans le plan de la MPP**. Ce phénomène d'interférence est le même que celui rencontré avec les ondes électromagnétiques et les approches de l'optique interférométrique.

Ainsi, si l'onde incidente est plane et a un angle d'incidence θ , l'onde transmise par la MPP est également plane avec un angle θ .

L'impédance de cavité $Z_{d,\theta}$ a alors une expression différente de l'impédance dans le cas de l'incidence normale.

Reprenons les formulations des paragraphes précédents (II-25 et II-26) et adaptons-les au cas de l'incidence oblique :

$$Z_s = Z_{MPP} + Z_{d,\theta}, \quad (\text{II-27a})$$

$$\text{avec } Z_{d,\theta} = \frac{-j\rho_0 c}{\cos \theta} \cot \text{an} \left(\frac{\omega d}{c} \cos \theta \right).$$

L'impédance de surface est définie comme suit :

$$Z_s = \frac{P}{\vec{V} \cdot \hat{n}} \Big|_{z=0} = \frac{P}{|\vec{V}| \cos \theta} \Big|_{z=0} = \frac{\rho_0 c}{\cos \theta} \frac{e^{-j\vec{k} \cdot \vec{r}} + \zeta e^{j\vec{k} \cdot \vec{r}}}{e^{-j\vec{k} \cdot \vec{r}} - \zeta e^{j\vec{k} \cdot \vec{r}}} \Big|_{z=0} = \frac{\rho_0 c}{\cos \theta} \frac{1 + \zeta}{1 - \zeta} \Big|_{z=0}. \quad (\text{II-27b})$$

où \hat{n} est la normale de la surface.

L'expression du coefficient d'absorption est:

$$\alpha(\theta) = 1 - \left| \frac{Z_s \cos \theta - \rho_0 c}{Z_s \cos \theta + \rho_0 c} \right|^2. \quad (\text{II-28a})$$

En reprenant les expressions (II-24 a-c) :

$$\alpha(\theta) = \frac{4 \text{Re} s \rho_0 c \cos \theta}{(\text{Re} s \cos \theta + \rho_0 c)^2 + (\omega \text{Mass} \cos \theta + \text{Im}(Z_{d,\theta} \cos \theta))^2}. \quad (\text{II-28b})$$

Pour le champ diffus, il faut moyenner l'absorption sur toutes les directions. Le coefficient d'absorption est donné par :

$$\alpha_{\text{Diffus}} = 2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \alpha(\theta) \cos \theta \sin \theta d\theta. \quad (\text{II-29})$$

Pour pouvoir identifier ce coefficient avec des résultats expérimentaux, les incidences rasantes doivent être écartées ($\theta_{\text{max}} < \frac{\pi}{2}$). Nous remarquons cependant que la contribution des ondes rasantes dans l'absorption totale en champ diffus est très faible, le cosinus directeur tendant pour ces incidences vers 0.

3.2. Vérification expérimentale

Nous effectuons dans ce chapitre deux vérifications expérimentales.

La première est classique, c'est la mesure du coefficient d'absorption au tube de Kundt. Cette méthode est couramment utilisée, mais elle ne permet la mesure d'absorption que sur des petits échantillons et uniquement en incidence normale. Afin de généraliser la validité du modèle, une seconde méthode expérimentale est testée. C'est la méthode du doublet microphonique en chambre sourde. D'autres techniques de mesure du α sont présentées et discutées.

3.2.1. Mesure au tube de Kundt

3.2.1.1. Présentation

Cette technique expérimentale est la plus utilisée pour mesurer l'absorption acoustique propre de matériau. Un tube de diamètre 10 cm est utilisé pour les fréquences inférieures à 1000 Hz et un tube de diamètre 2.5 cm est utilisé pour les fréquences supérieures à 1000 Hz. Un haut-parleur est placé à une extrémité du tube et le système (ici MPP couplée à une cavité et à un mur rigide) à l'autre extrémité. A l'intérieur, un champ de pression stationnaire s'établit. Deux micros, dont les phases sont corrigées, sont placés dans le tube à une distance fixée. Le champ de pression mesuré à deux endroits différents permet de remonter aux amplitudes de pression (systèmes de 2 équations à 2 inconnues) et à l'impédance de surface Z_s du système. Et comme précédemment l'absorption acoustique normale est donnée par :

$$\alpha_N = 1 - \left| \frac{Z_s - \rho_0 c}{Z_s + \rho_0 c} \right|^2. \quad (\text{II-30})$$

Nous utilisons pour nos mesures le tube de Kundt BK.

Les échantillons suivants sont testés (voir photos jointes) :

- PP3 : un échantillon de métal d'1 mm d'épaisseur que nous perforons de trous circulaires dont le diamètre est 0.5 mm et le taux de perforation de 0.55%.
- Un échantillon industriel de MPP fabriqué par Sontech (industrie suédoise). Cette MPP est en dural et a « une structure louvre » avec des perforations en fente (voir photo). La plaque est complexe et son épaisseur varie de 1 mm à 1.7 mm. Les fentes sont modélisées comme des trous circulaires équivalents de même aire. Les trous équivalents trouvés ont un diamètre de 0.4 mm et le taux de perforation est estimé à 3.5%.

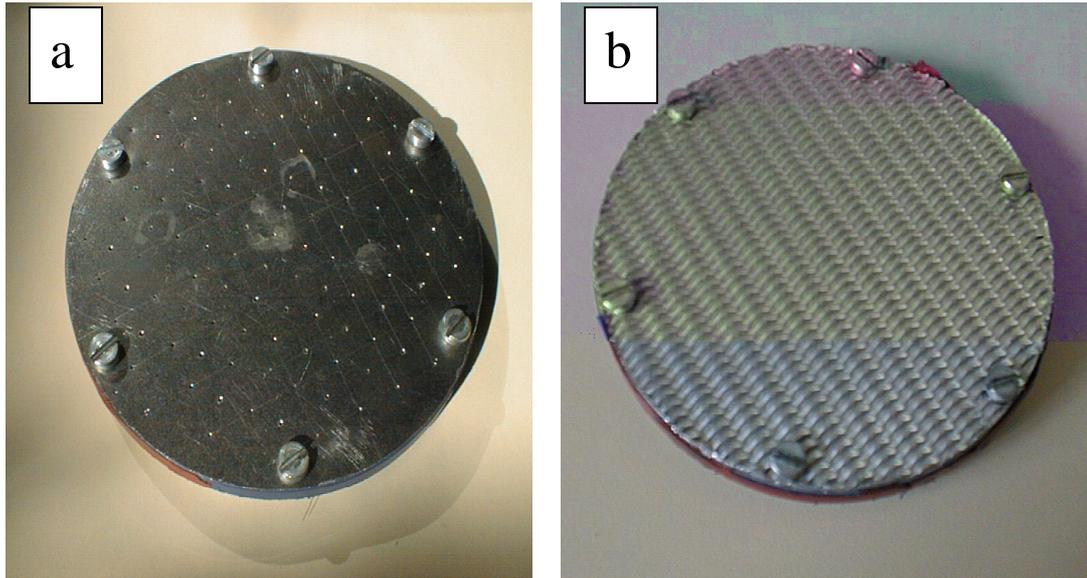


Figure 5. a & b Photos représentant les deux échantillons MPP testés au tube de Kundt : **a)** PP3 est fabriqué à la main, est en acier avec $t : 1\text{mm}$, les perforations sont circulaires de diamètre $a : 0.5\text{ mm}$ et taux de perforation $\sigma : 0.55\%$. **b)** est une plaque industrielle, d'épaisseur variant de 1 à 1.5 mm, les perforations sont des fentes dont le diamètre équivalent est 0.4 mm et $\sigma : 3.5\%$.

Nous choisissons de tester un échantillon que nous avons fabriqué, connaissant ainsi en détail les paramètres des perforations. Nous cherchons à obtenir des paramètres du système à intégrer au modèle les plus proches possible de la réalité. En effet, les paramètres de la MPP industrielle sont mal connus.

La structure MPP industrielle est étudiée pour une fabrication plus pratique, une structure optimisant les frottements, une utilisation plus directe. Les paramètres de la modélisation sont donc des paramètres équivalents. Cet échantillon permet de voir la validité du modèle développé pour des cas industriels réels où les géométries ne peuvent être identifiées.

3.2.1.2. Résultats

- Plaque micro perforée à la main :

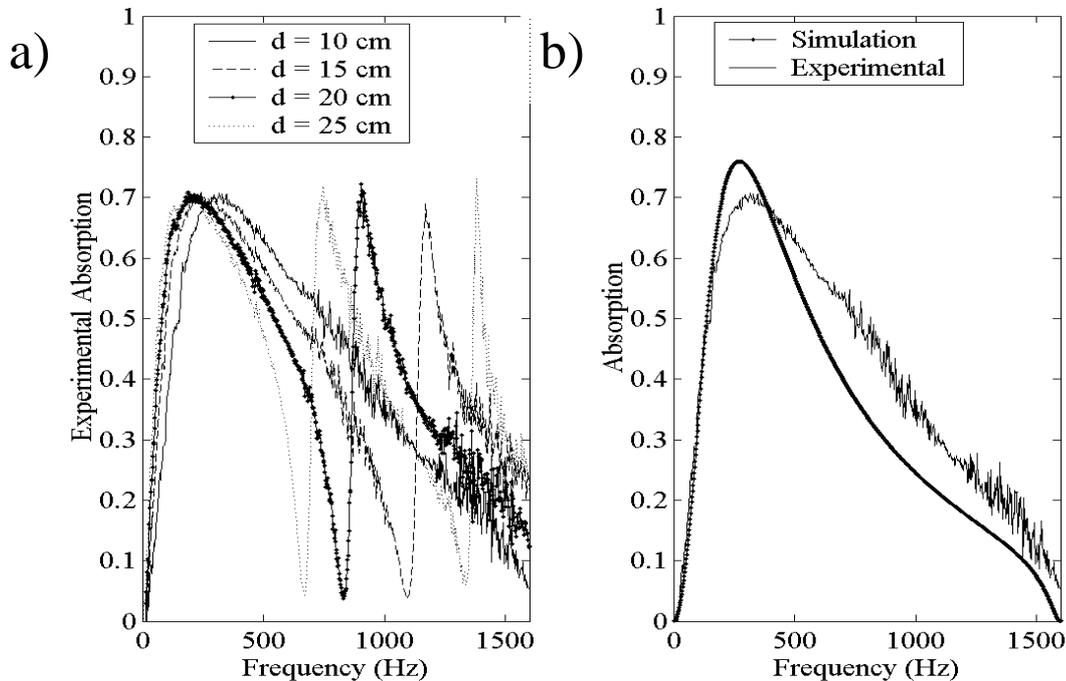


Figure 6. a) & b) Coefficient d'absorption du système PP3 couplé à une cavité d'air ($d : 0.1 \text{ m}$) et à un mur rigide. Les paramètres de PP3 sont : PP3 est fabriqué main, est en acier avec $t : 1 \text{ mm}$, les perforations sont circulaires de diamètre $a : 0.5 \text{ mm}$ et taux de perforation $\sigma : 0.55 \%$. **a)** résultats expérimentaux pour différentes profondeurs de cavité (m) : 0.10, 0.15, 0.20, 0.25. **b)** comparaison entre simulation et expérimental, résultats pour $d : 0.10 \text{ m}$.

Sur la figure 6 deux résultats sont présentés. La figure de gauche a) représente l'absorption expérimentale pour différentes profondeurs de cavité d'air. La figure de droite b) est une comparaison théorie/ expérience.

La figure 6a nous renseigne sur l'influence que peut avoir la profondeur de cavité sur l'absorption du système. Comme nous pouvions le prévoir, une augmentation de la profondeur de cavité induit un décalage des pics d'absorption vers les basses fréquences. Cette remarque s'observe surtout sur les pics d'absorption en hautes fréquences (HF). En effet, en basses fréquences (BF) la réactance est plus faible qu'en HF, cela induit une largeur de bande plus importante et un décalage vers les BF moins net. Sur une bande de fréquences donnée, le nombre de maximums (ainsi que celui de minimums) augmente avec la profondeur de cavité mais leur largeur de bande diminue. Pour les 4 courbes, les maximums d'absorption plafonnent à 0.7. Nous rappelons que le système d'absorption n'est pas optimisé en absorption.

La figure 6b représente la comparaison du modèle avec l'expérience.

La comparaison est correcte. Cependant le modèle a tendance à minorer la largeur de bande d'absorption et la position fréquentielle des maximums est légèrement décalée vers les BF tandis que celles des minimums est bien retrouvée. Cela signifie clairement que **le modèle majore la partie réactive du système (la masse ajoutée)**.

Les maximums d'absorption sont plus importants pour la simulation, ainsi **le modèle majore aussi la résistance du système**.

Dans notre cas, l'impédance acoustique simulée de la plaque microperforée est globalement supérieure (en partie réelle et imaginaire) à la réalité. Des explications sont données au chapitre IV sur la propagation acoustique dans les tubes fins et l'application directe aux structures microperforées. Notre approche proposée au chapitre IV corrige cette différence.

Remarque : Pour nos MPP, avons constaté que lorsque nous négligeons la correction d'épaisseur (sur la réactance) nous améliorions la prédiction. Cela confirme bien que la réactance est surévaluée par le modèle.

- Plaque micro perforée industrielle :

Les paramètres de la MPP ne pouvant être connus précisément (épaisseur non constante, fentes d'ouvertures non régulières...), l'approche est un peu différente de la précédente. Les paramètres équivalents sont estimés. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure suivante avec leur modèle.

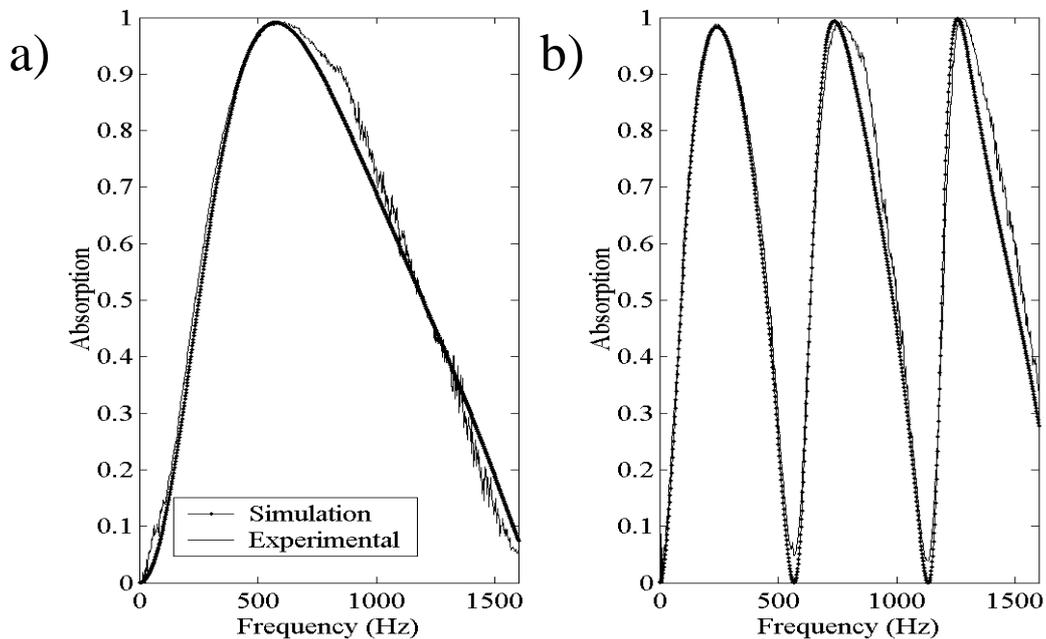


Figure 7: a) et b) Comparaison entre mesures et prédictions du coefficient d'absorption du système MPP industrielle (dural, t : [1, 1.7] mm, structure de louvre et de fentes avec un diamètre équivalent a : 0.4 mm et σ : 3.5 %) couplé à un mur rigide et 2 profondeurs de cavité: a) d : 0.1 m et b) d : 0.3 m.

Les comparaisons théorie/ expérience sont excellentes, et ce pour toutes les profondeurs de cavité. Nous constatons que les paramètres équivalents sont judicieusement choisis et que nous n'avons pas pour cette plaque de problème avec l'impédance acoustique de la MPP.

Remarques à propos des valeurs fréquentielles des extremums d'absorption :

Nous constatons sur les résultats simulés et expérimentaux que les minimums d'absorption correspondent bien à des fréquences dont la demi-longueur d'onde est proportionnelle à la profondeur de cavité d : $d = n \frac{\lambda}{2}$. Pour ces longueurs d'ondes, la vitesse est nulle sur la plaque perforée.

Par contre, les maximums de α_N ne correspondent pas à des fréquences dont la longueur d'onde suit la règle suivante avec la profondeur de cavité d :

$d = (2n + 1) \frac{\lambda}{4}$. Pour ces longueurs d'ondes, la vitesse est pourtant censée être maximale sur la plaque perforée.

Cela vient d'un effet réactif de la MPP. Au passage de l'onde sonore à travers les perforations, il y a une réaction de la plaque face à l'onde. Cela se traduit par une masse ajoutée, justement décrit par Maa, c'est la partie imaginaire de l'impédance de la plaque.

Si nous reprenons l'expression analytique de α_N (II-26b), nous remarquons que le maximum de α_N n'est pas donné quand $\cotan(kd) = 0$, mais quand $\cotan(kd) = \omega \text{Im}(Z_{\text{mpp}})$. Cet effet est d'autant plus remarquable que la fréquence considérée est grande. Tandis que α est minimum lorsque $\cotan(kd)$ est maximum et dans ce cas la partie réactive devient négligeable.

La partie réactive traduit le décalage des pics vers les BF et la diminution de largeur de bande. Cet effet est d'autant plus conséquent que l'on se trouve en HF. En effet la réactance est proportionnelle à la pulsation et se trouve au dénominateur de l'expression de α_N .

La résistance, la partie réelle de l'impédance, traduit le maximum d'absorption et joue aussi sur la largeur de bande d'absorption.

Un système MPP efficace en terme d'absorption est un système avec une forte résistance et une faible réactance : cela induit un maximum d'absorption (tendant vers 1) et une largeur de bande conséquente.

Note : Pour illustrer ces dernières remarques nous proposons ici de tracer sur la même figure les courbes d'absorptions mesurées correspondants à la MPP perforée main et à la MPP industrielle pour la même profondeur de cavité, **d : 0.05 m.**

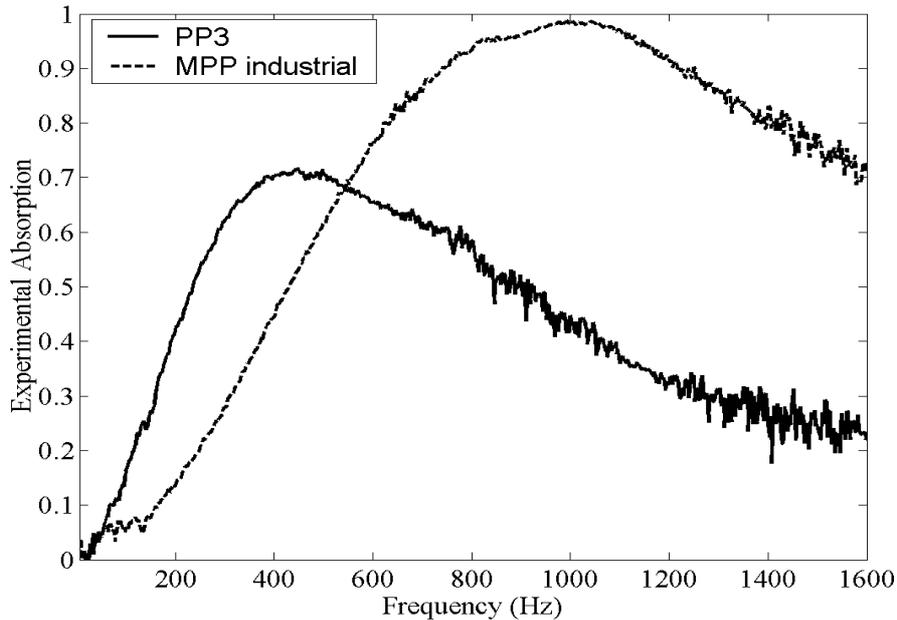


Figure 8. Coefficients d'absorption mesurés au tube de Kundt d'un système MPP couplée à un mur rigide par une cavité de profondeur d : 0.05 cm. Deux MPP sont représentées ici : PP3 (PP3 est fabriquée main, est en acier avec t : 1 mm, les perforations sont circulaires de diamètre a : 0.5 mm et taux de perforation σ : 0.55 %) et la MPP industrielle (dural, t : [1, 1.7] mm, structure de louvere et de fentes avec un diamètre équivalent a : 0.4 mm et σ : 3.5 %).

La plaque industrielle a une masse ajoutée plus faible et une résistance plus importante que la MPP fabriquée main (PP3). Ainsi nous constatons bien pour la MPP industrielle (par rapport à PP3) un décalage du pic d'absorption vers les HF, et une augmentation de la largeur du pic et du maximum d'absorption.

Les minimums d'absorption, non visibles sur cette figure, sont évidemment les mêmes pour les deux MPP.

Nous remarquons qu'en jouant sur les paramètres de la MPP il est tout à fait possible de régler la position fréquentielle du pic d'absorption, en conservant la profondeur de cavité. Pour cela il est nécessaire d'utiliser des codes d'optimisation tels ceux que nous proposons dans ce manuscrit (voir au chapitre § III : 5.5 **Études paramétriques**).

Ainsi un système MPP (MPP couplée à un mur rigide par une cavité d'air) peut avoir de très bonnes qualités dissipatives en moyennes et basses fréquences pour des profondeurs de cavité raisonnables d'un point de vue industrielle.

3.2.2. Méthode du doublet microphonique en chambre sourde

3.2.2.1. Présentation

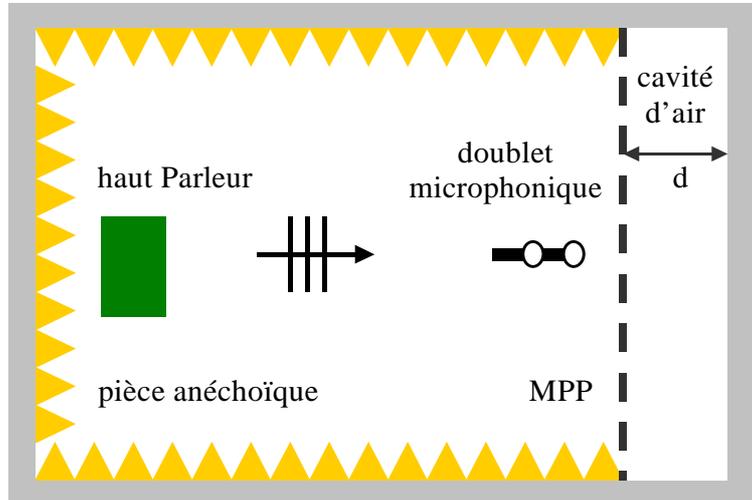


Figure 9. Schéma représentant le dispositif expérimental de la méthode doublet microphonique

Cette méthode expérimentale permet de mesurer l'absorption de système de dimensions importantes, sous n'importe quelle incidence. Son principe est analogue au tube de Kundt. Cette méthode est, entre autre, décrite et discutée par Allard [ALL85].

Nous choisissons ici d'utiliser la sonde intensimétrique, les micros sont corrigés en phase. Ils sont séparés par une distance Δz et placés à la normale du système étudié.

Une plaque microperforée ($1.52 \times 0.98 \text{ m}^2$) est fixée à l'aplomb d'un mur rigide parfaitement réfléchissant, à une distance correspondant à la profondeur de cavité d . Le reste de la pièce est recouvert de laine de verre, diminuant ainsi la majeure partie des réflexions (voir schéma du dispositif expérimental).

La source sonore est un haut-parleur et elle est positionnée soit à la normale du système soit sous un angle d'incidence choisi. Elle doit être la plus éloignée possible du système, afin de considérer ici l'onde comme plane.

Le principe est simple : les ondes sont considérées comme planes. Deux mesures de pression sont effectuées à deux positions différentes. Un système à deux équations sur les deux amplitudes de pression est trouvé puis résolu. Les coefficients de réflexion et d'absorption mesurés sont ainsi trouvés.

Considérons l'onde comme plane et le régime comme harmonique, la pression s'exprime ainsi :

$$p(z, \theta, t) = (Ae^{jk \cos \theta z} + Be^{jk \cos \theta z})e^{j\omega t} \text{ avec } k = \frac{\omega}{c}.$$

Soit p_1 et p_2 , les 2 pressions mesurées simultanément, le système est le suivant :

$$\begin{pmatrix} 1 & 1 \\ e^{-jk \cos \theta \Delta z} & e^{jk \cos \theta \Delta z} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p_1 \\ p_2 \end{pmatrix}. \quad (\text{II-31})$$

Le système résolu, l'absorption est donnée par :

$$\alpha = 1 - (B/A)^2. \quad (\text{II-32})$$

3.2.2.2. Les résultats

La MPP industrielle fabriquée par Sontech (précédemment décrite) est placée devant un mur rigide à une distance de 27 cm.

Les résultats avec l'excitation sous incidence normale sont les suivants :

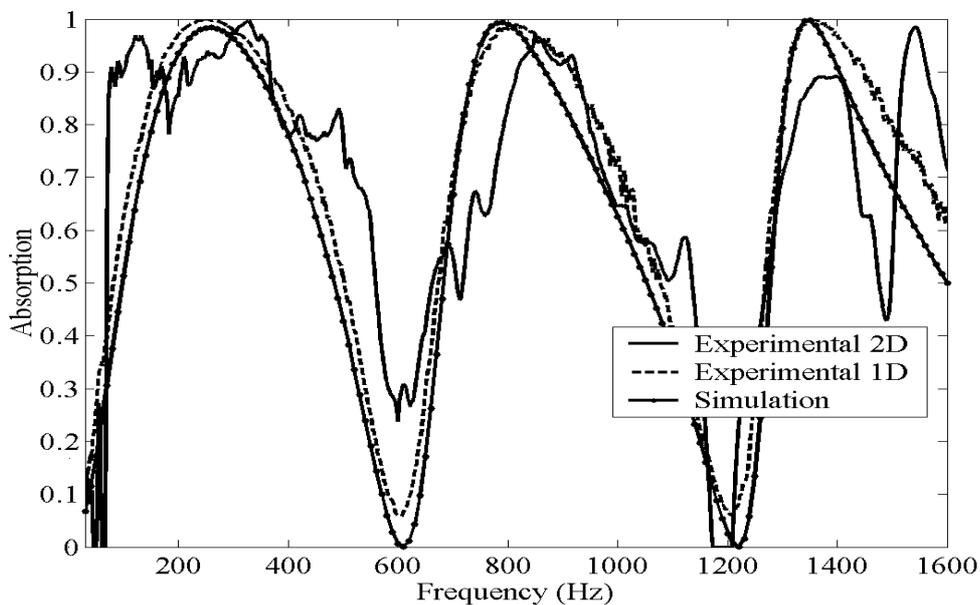


Figure 10. Comparaison théorie/ expérience du système MPP de Sontech MPP (plaque industrielle, en dural, t : [1, 1.7] mm avec des perforation en fentes a_{eq} : 0.4 mm and σ : 3.5 % et une structure en louver) couplée avec une cavité d'air (de profondeur 0.27 m) et d'un mur rigide, excitée par onde plane sous incidence normale. Trois courbes sont présentées, une représente la simulation, les deux autres sont des résultats expérimentaux : mesure en chambre anéchoïque par méthode du doublet microphonique (expérimental 2D) et mesure en tube de Kundt (expérimental 1D).

Observations : nous retrouvons bien les positions des minimums d'absorption. Leur léger décalage s'explique par les incertitudes expérimentales (dues aux imprécisions de montage). L'échantillon MPP fourni n'est pas exactement plan, la profondeur de cavité d'air n'est pas homogène, elle varie de 0.26 à 0.30 m.

La valeur expérimentale de ces minimums est un peu différente du modèle prédictif. Le dispositif expérimental n'est pas parfait, en effet la présence importante de laine de verre peut perturber la mesure des minimums. De plus, une

étude sur des absorbants classiques a montré une forte imprécision de mesure par cette méthode pour des matériaux peu absorbants.

Les maximums d'absorption coïncident en BF mais sont, pour la simulation, décalés vers les BF pour des fréquences plus élevées. Lorsque la fréquence augmente, la largeur des pics de la simulation diminue nettement devant la largeur des pics expérimentaux.

Ces 2 dernières remarques montrent une nouvelle fois que le modèle surévalue la réactance (ou masse ajoutée) de la plaque micro perforée.

Des pics d'absorption parasites apparaissent sur les résultats expérimentaux 2D, particulièrement en HF. Ce sont les pics de résonance du dispositif expérimental. A cause de l'imprécision des mesures en HF, nous estimons pour ce système, que le domaine de validité de la méthode expérimentale 2D est compris entre 100 et 4000 Hz.

Il faut rappeler que cette méthode du doublet microphonique n'est pas correcte en BF car les erreurs de mesures de phases sont alors trop importantes et l'espacement entre les 2 microphones est souvent insuffisant.

Observons à présents les résultats pour une excitation sous incidence de 30° sur les BF [50- 1000] Hz :

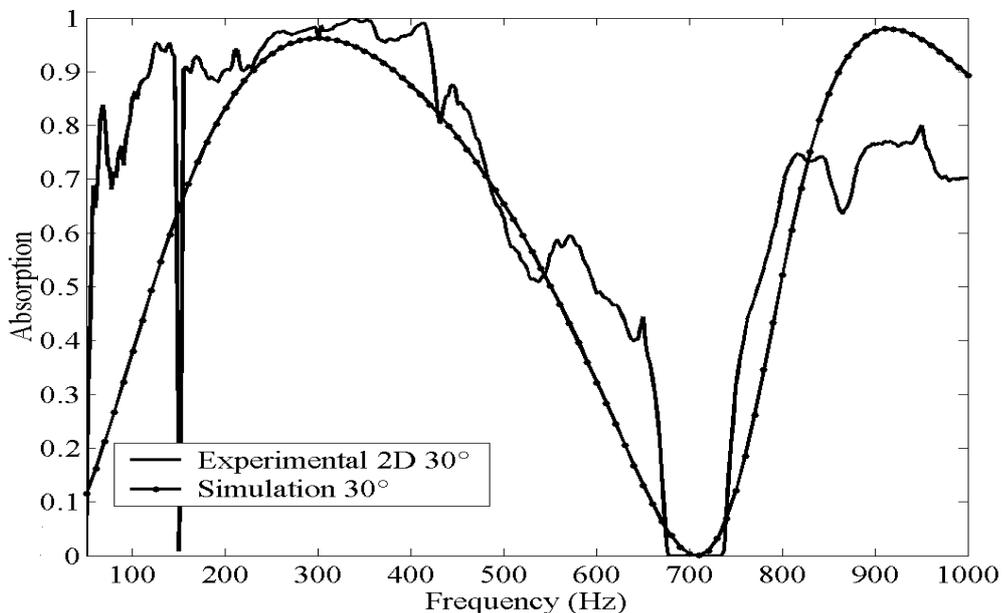


Figure 11. Comparaison théorie/ expérience (méthode du doublet microphonique en chambre anéchoïque) du système MPP de Sontech MPP (plaque industrielle, en dural, t : [1, 1.7] mm avec des perforation en fentes a_{eq} : 0.4 mm and σ : 3.5 % et une structure en louvre) couplée avec une cavité d'air (de profondeur 0.27 m) et d'un mur rigide, excitée par onde plane sous incidence oblique de 30° .

Observations : avec une excitation sous incidence 30° , la comparaison théorie/expérience pour cet exemple, est assez correcte pour les BF.

Nous voyons ici l'intérêt principal de l'utilisation de la méthode du doublet microphonique pour mesurer l'absorption d'un système sous incidence oblique. Ces mesures ne peuvent être obtenues avec un tube de Kundt classique.

Remarque : cette méthode expérimentale s'est avérée beaucoup moins précise pour des fréquences plus élevées. La délicate mise en place du dispositif expérimental est en partie responsable des grandes incertitudes en HF. En effet la moindre aspérité du système entraîne une perturbation de la mesure en HF.

L'onde est supposée ici plane, le front d'onde incident et surtout réfléchi n'est sans doute pas tout à fait plan. Cela peut induire de fortes incertitudes pouvant expliquer les mesures perturbées. Il serait intéressant d'utiliser la méthode de la source ponctuelle proposée, développée et validée entre autre par Allard, Champoux et Nicolas [ALL85] et Legouis [LEG87], à partir des travaux de Nobile et Hayek en 1985 [NOB85]. Cette méthode permet de considérer des ondes sphériques, elle est mieux adaptée (par rapport au cas des ondes planes) pour des sources proches. Ainsi les dimensions limites de la salle anéchoïque seront moins susceptibles de perturber les mesures d'absorption, et la source pourra être rapprochée.

Malgré les mesures un peu perturbées, l'approximation d'onde plane nous a permis de valider l'approche théorique pour incidence normale et oblique.

3.2.3. Autres méthodes expérimentales

3.2.3.1. Présentation

L'ensemble des méthodes d'absorption est en partie présentée et discutée dans la thèse de Dutilleux [DUT99].

Nous avons encadré un projet de fin d'étude ingénieur INSA [BAC02]. Dans ce projet plusieurs méthodes de mesures d'absorption ont été testées. Il est intéressant de les noter ici avec leurs avantages et inconvénients.

3.2.3.2. méthodes de mesure de α_{Diffus} en chambre réverbérante

La méthode de mesure du coefficient d'absorption en chambre réverbérante la plus classique est la méthode de Sabine, par comparaison des temps de réverbération. Cette méthode pour une gamme de fréquence intéressante nécessite une surface d'étude très importante. La mesure du temps de réverbération peut aussi s'avérer délicate. Elle n'a pas été retenue ici.

La méthode proposée dans le projet est une méthode intensimétrique. L'intensité est mesurée à proximité immédiate de la structure étudiée. Cette dernière comprend l'intensité incidente et réfléchiée. Toute la difficulté est ensuite d'estimer correctement l'intensité incidente. Deux techniques sont utilisées pour connaître I_{inc} .

- La première est la loi de Sabine en champs diffus, la pression est la même à tout endroit de la pièce et l'intensité sur les parois est donnée par :

$$I_{inc} = \frac{\langle P^2 \rangle}{4\rho_0 c} \quad (\text{II-31})$$

Il suffit donc de placer un microphone dans la chambre réverbérante et nous mesurons I_{inc} donnée par Sabine.

- La seconde technique consiste à remplacer le système étudié par une importante quantité de laine de verre, en supposant que toute l'intensité incidente proche de laine de verre soit absorbée.

A partir de I_{inc} mesurée et de I_{mes} il est aisé de remonter à I_{abs} :

$$I_{abs} = I_{mes} = I_{inc} + I_{ref} \quad (\text{II-32})$$

Résultats et observations : les résultats obtenus sur la mesure du coefficient d'absorption de matériaux absorbants classiques sont très décevants. Sur certaines bandes de fréquences, il a été trouvé que : $I_{abs} > I_{inc}$, cela implique $\alpha_{Diffus} > 1$.

De plus, il a été constaté que les incertitudes de mesure sur les intensités et les pressions entraînaient de trop grandes incertitudes sur les valeurs du coefficient d'absorption. (Une erreur de 1 dB sur I_{abs} entraîne une erreur comprise entre 0.5 et 1 sur la valeur de α_{Diffus} !).

Ces techniques expérimentales en chambre réverbérante ne sont donc pas assez précises et fiables pour être utilisées en bandes fines. Elles permettent cependant de comparer de manière générale l'absorption en champ diffus de systèmes différents.

Cette méthode est cependant utilisée dans le chapitre § III dans la partie expérimentale, mais une intégration par large bande fréquentielle est nécessaire pour obtenir des résultats cohérents.

3.2.3.3. Méthodes de mesure de $\alpha(\theta)$ en chambre semi-anéchoïque.

La méthode, pour mesurer le coefficient d'absorption $\alpha(\theta)$ d'un matériau, est pratiquement identique à celle utilisée en salle réverbérante. Le calcul de I_{abs} est le même. I_{inc} est mesurée soit directement devant une paroi recouverte de laine de

verre, sans le système absorbant, soit en utilisant les propriétés des ondes planes :

$$I_{\text{inc}} = \frac{\langle P^2 \rangle}{\rho_0 c}$$

Résultats et observations : Les résultats obtenus par cette technique sont encore moins exploitables que ceux trouvés en chambre réverbérante.

3.2.4. Conclusion sur les différentes techniques de mesures de α

Nous avons pu noter, dans ce chapitre consacré à la vérification expérimentale du modèle des systèmes microperforés, la difficulté pour mesurer correctement le coefficient d'absorption de systèmes absorbants.

- **Pour la mesure de α en excitation onde plane**, la technique la plus utilisée et la plus stable reste la mesure au tube de Kundt. Mais cette méthode se limite à de petits échantillons et en incidence normale. Elle doit aussi, pour couvrir une gamme de fréquences exploitables (100-6400Hz), nécessiter l'utilisation de plusieurs tubes (problème de discontinuité des mesures aux limites fréquentielles). La mesure par doublet microphonique en chambre anéchoïque permet de pallier ces problèmes. Elle reste cependant délicate à utiliser en HF et BF, elle nécessite une mise en place minutieuse du dispositif expérimental. En incidence oblique, elle est la seule technique testée valide. En incidence normale, elle est cependant moins précise que la technique du tube de Kundt. Les autres méthodes expérimentales testées sont trop imprécises.
- **Pour la mesure de α en excitation champs diffus**, les méthodes testées se sont avérées trop imprécises pour une analyse en bande fine et la seule technique de mesure qui pourrait être valide est la technique de Sabine. Mais elle nécessite de grands échantillons et n'a pu être testée lors de nos études. Cette mesure de α en champ diffus et en bande fine reste un véritable problème. Cependant pour une analyse en bande large cette technique reste correcte.

4. Influence de la température et de la présence d'un fluide visqueux à l'intérieur des perforations

Pour chaque configuration, l'absorption du système peut être optimisée en ajustant les paramètres. Nous avons vu qu'il était possible d'obtenir de très bons maximums d'absorption dans certaines bandes de fréquences. L'effet principal d'absorption est, rappelons-le, la viscosité. Nous pouvons penser à juste titre que si nous augmentons le coefficient de viscosité à travers les perforations, l'absorption en sera d'autant plus satisfaisante. Pour cela nous proposons deux méthodes simples : la première consiste à chauffer l'air des perforations, la seconde est de remplacer l'air des perforations par des fluides plus visqueux, comme de l'huile.

4.1. Influence de la température de l'air à l'intérieur des perforations

D'un point de vue pratique, il est tout à fait possible de pouvoir augmenter la température du fluide se trouvant à l'intérieur des perforations. Nous pouvons imaginer, lorsque le support solide de la MPP est métallique, de le chauffer à l'aide d'une résistance électrique ou bien de l'orienter vers des sources de chaleurs (chauffage, rayonnement solaire...). Avant la mise en place d'un tel système, étudions l'influence de la température par le biais du modèle. Nous négligeons dans ce paragraphe la dilatation de la structure MPP (notamment des perforations) sous l'effet de la chaleur.

Pour les gaz, la viscosité cinématique est donnée en fonction de la température par la formule de Sutherland :

$$\nu = \frac{\mu}{\rho_0} = \nu_0 \sqrt{\frac{T}{243}} \frac{1 + S/243}{1 + S/T}, \quad (\text{II-33})$$

où T est la température en Kelvin, S et ν_0 des constantes ($S = 110,4\text{K}$, $\nu_0 = 1,711 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ pour l'air), μ la viscosité dynamique et ρ la masse volumique. Ainsi, pour les gaz, plus la température augmente plus la viscosité cinématique est grande (à l'inverse des liquides).

Les valeurs que prend ν de l'air pour des températures différentes sont les suivantes :

$$\begin{aligned} \nu \text{ à } 10^\circ\text{C} &= 1.461 \text{ e-5,} \\ \nu \text{ à } 20^\circ\text{C} &= 1.51 \text{ e-5,} \\ \nu \text{ à } 60^\circ\text{C} &= 1.655 \text{ e-5,} \\ \nu \text{ à } 80^\circ\text{C} &= 1.729 \text{ e-5,} \end{aligned}$$

Nous remarquons que ces valeurs n'ont pas une grande différence entre elles (si nous tenons compte des incertitudes). Observons les effets que peuvent avoir ces viscosités sur le coefficient d'absorption et la résistance de la MPP :

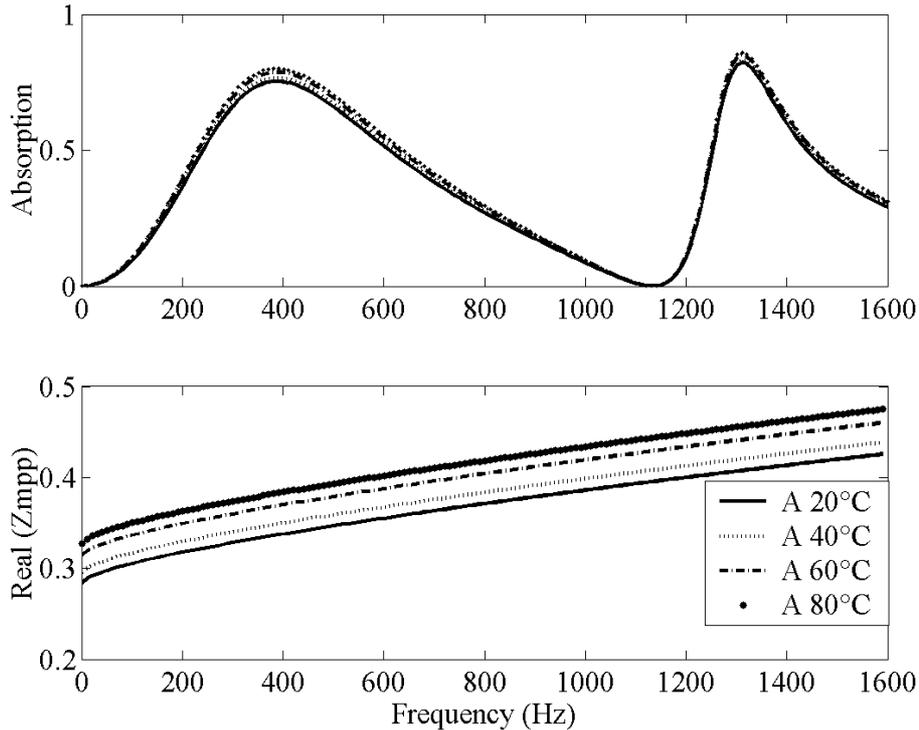


Figure 12. Absorption et partie réelle de l'impédance de MPP simulé d'un système : MPP (Acier, $t : 1.5 \text{ mm}$, $\sigma : 3\%$, $a : 0.5 \text{ mm}$) + cavité ($d : 0.15 \text{ m}$) + Mur Rigide. Les différentes courbes représentent différentes températures de l'air à l'intérieur des perforations.

Observations : bien que la résistance soit modifiée par la variation de la température, l'absorption globale du système semble très peu sensible au changement de température.

Chauffer la MPP ne semble pas être une solution efficace pour augmenter l'absorption sonore des systèmes MPP.

Remarque : Si nous choisissons exagérément ν (très forte température $\nu < 3 \cdot 10^{-5}$ ou très faible température $\nu > 1 \cdot 10^{-5}$) le coefficient d'absorption du système diminue très fortement. Pour chaque configuration il y a donc un ν optimum.

4.2. Modification du fluide à travers les perforations

Il est possible, grâce à la taille des perforations, d'intégrer de l'eau, de la glycérine ou de l'huile à l'intérieur des perforations afin d'augmenter localement le phénomène de viscosité. Le fluide peut rester à l'intérieur des perforations, la structure solide de la MPP servant de support.

Les grandeurs physiques concernant ces fluides à 20°C et à pression atmosphérique sont présentées :

$$\text{Air} : v_{\text{air}} = 1,5^e-5 \text{ m}^2/\text{s}$$

$$\rho_{\text{air}} = 1,29 \text{ kg/m}^3$$

$$c_{\text{air}} = 340 \text{ m/s}$$

$$\text{Eau} : v_{\text{eau}} = 1,013^e-6 \text{ m}^2/\text{s}$$

$$\rho_{\text{eau}} = 1000 \text{ kg/m}^3$$

$$c_{\text{eau}} = 1500 \text{ m/s}$$

$$\text{Glycérine} : v_{\text{gly}} = 6,8^e-4 \text{ m}^2/\text{s}$$

$$\rho_{\text{gly}} = 1264 \text{ kg/m}^3$$

$$c_{\text{gly}} = 1920 \text{ m/s}$$

$$\text{Huile de lubrification} : v_{\text{hui}} = 4^e-4 \text{ m}^2/\text{s}$$

Pour l'eau, le coefficient de viscosité cinématique est plus faible, donc moins intéressant que celui de l'air.

Des mesures en tube de Kundt sont effectuées sur la PP3 (acier, σ : 0.55%, le diamètre des perf est 0.5 mm, épaisseur pl. : 1 mm). Le remplissage des perforations reste approximatif. Nous obtenons les résultats expérimentaux suivants :

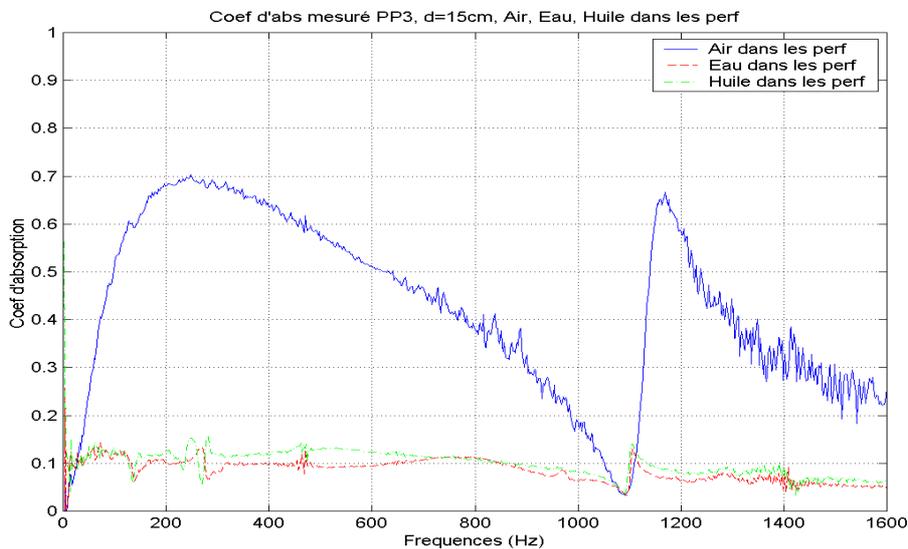


Figure 13. Absorptions mesurées au tube de Kundt du système PP3 (acier, trous circulaires, a : 0.5 mm, t : 1 mm, σ : 0.55 %) + cavité (d : 0.15 m) + Mur Rigide. 3 courbes sont tracées et représentent différents milieux fluides à l'intérieur des perforations : Air, Eau, Glycérine.

Observations : La présence d'huile de lubrification et celle de l'eau dans les perforations font toutes les deux chuter l'absorption du système à 10 %. Nous remarquons les minimums communs pour les 3 courbes, et nous devinons les 2 maximums des cas avec l'huile et avec l'eau.

Pour l'huile, l'absorption est très légèrement supérieure au cas de l'eau.

Pour la simulation nous remplaçons dans l'expression de l'impédance de MPP, les constantes c , ρ , v par leur nouvelle valeur c_{perf} , ρ_{perf} , v_{perf} . Ainsi

$$Z_{\text{MPP}} \rightarrow \frac{Z_{\text{MPP}}(v_{\text{perf}}, c_{\text{perf}}, \rho_{\text{perf}})}{\rho_{\text{perf}} c_{\text{perf}}}$$

Les résultats sont présentés sur les courbes suivantes :

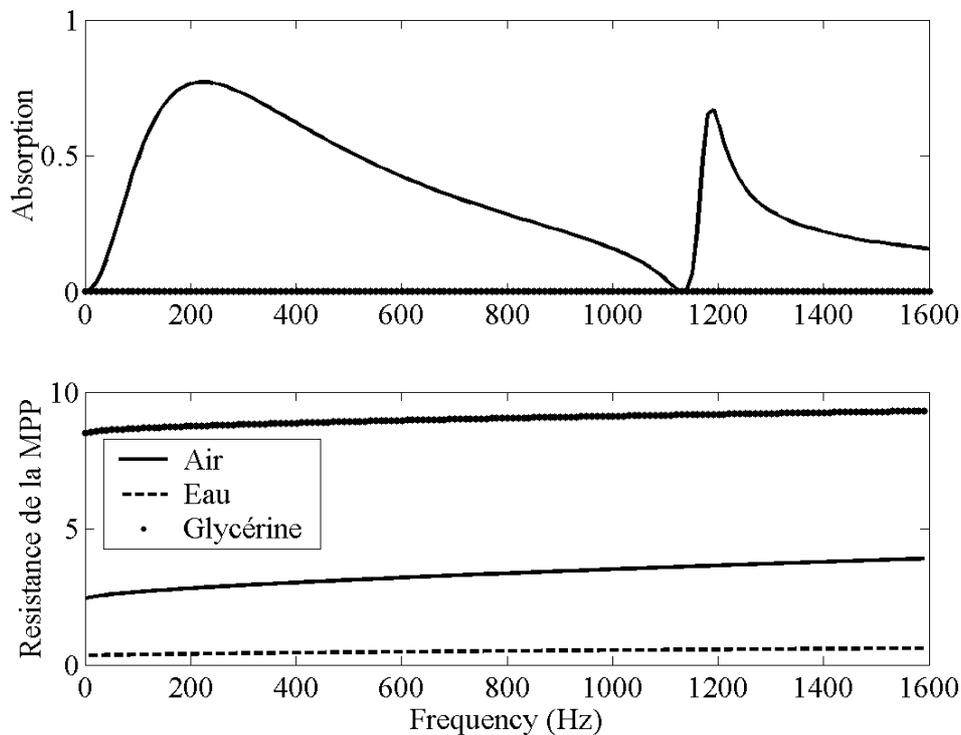


Figure 14. Absorption et Résistance de la MPP (Partie Réelle de l'impédance), simulé, du système PP3 (acier, trous circulaires, $a : 0.5 \text{ mm}$, $t : 1 \text{ mm}$, $\sigma : 0.55 \%$) + cavité ($d : 0.15 \text{ m}$) + Mur Rigide. 3 courbes sont tracées et représentent différents milieux fluides à l'intérieur des perforations : Air, Eau, Glycérine.

Observations : L'absorption est quasi nulle pour l'eau, comme pour l'huile. C'est en accord avec les résultats expérimentaux.

Une grande différence de résistance est cependant remarquée.

La partie imaginaire de l'impédance (la masse ajoutée, non présentée ici) ne semble pas perturbée par le changement de fluide dans les perforations. Elle est pour le cas de l'eau et de la glycérine légèrement minorée par rapport à celle de l'air.

Conclusions :

- **La comparaison théorie/ expérience est correcte ici.** Le modèle avec la présence de fluide dans les perforations est correct. La différence d'absorption entre le modèle et l'expérience vient du remplissage approximatif des perforations et de la difficulté à mesurer l'absorption d'un tel système quand elle devient faible.
- La présence d'un fluide plus visqueux que l'air dans les perforations augmente la résistance de la MPP. Mais la masse volumique du liquide est beaucoup plus importante que celle de l'air, elle induit donc une réflexion importante à l'interface air liquide, provoquant un « effet écran ».
- **L'utilisation de MPP dans un milieu de projection de fluides (tel l'huile) peut fortement dégrader les propriétés d'absorption du système MPP.**

5. Conclusion

Dans ce chapitre, la théorie acoustique de base des plaques microperforées simples (MPP) est exposée. Les systèmes d'absorption MPP simples proposés par Maa [MAA75- MAA85- MAA97- MAA98] sont présentés : MPP couplée à une cavité d'air et à un mur rigide.

Pour ces systèmes d'absorption, la comparaison du modèle avec des expériences en tube de Kundt et par doublet microphonique (incidence normale et oblique) a donné de bons résultats et permet de valider l'approche théorique.

Ainsi les impédances de MPP vont être intégrées dans le prochain chapitre dans des systèmes basiques de transparence acoustique : MPP couplée à une cavité d'air par une plaque flexible.

Les résultats d'absorption de tels systèmes (mesurés ou prédictifs) sont très bons (hormis pour certaines zones fréquentielles) et laissent présager de nombreuses applications industrielles.

Nous avons constaté qu'il était inutile de vouloir augmenter l'absorption en chauffant ou en inter changeant les fluides des perforations. Bien que la résistance de la MPP augmente, l'absorption est soit inchangée soit très nettement diminuée.

Les parties expérimentales de ce chapitre ont aussi montré la difficulté de la mesure d'absorption en bande fine en champ diffus, lorsqu'on ne dispose pas d'une surface plane absorbante suffisante. Les méthodes intensimétriques donnent des incertitudes trop importantes.

Pour les incidences obliques, la méthode du doublet microphonique semble la mieux adaptée, mais elle nécessite aussi des surfaces planes importantes.

Pour les incidences normales, le tube de Kundt est le dispositif le plus fiable, mais les surfaces doivent aussi être planes et très limitées en taille.

Chapitre III. Transparence acoustique de systèmes comprenant des plaques microperforées

1. Introduction

La transmission, la réflexion et l'absorption sonore de parois minces est un domaine qui a été de nombreuses fois traité auparavant. Les premières études sont sorties dans les années 1930. H. Reissner [REI38] a donné une solution exacte de la transmission sonore d'une structure uni couche plane et l'a appliquée aux plaques minces et épaisses. L'approche a ensuite été approfondie pour la transmission des plaques simples (Schoch [SCH50], Fescbach [FES54]) et étendue à des systèmes à double parois et autres systèmes plus complexes (London [LON50] Kurtze [KUR59], Heckl [HEC60], Goesele [GOE77], Feng [FENG00], Nilsson [NIL90-NIL97]). Nous pouvons trouver dans la littérature une quantité impressionnante d'études sur la transparence acoustique de parois légères. L'étude de la transparence acoustique de structure légère comprenant des MPP couplées à des plaques flexibles ne semble n'avoir pourtant jamais été menée ou publiée à ce jour.

Nous nous intéressons dans ce chapitre à l'étude de la transparence du système léger infini basique : MPP couplée à une cavité et à une plaque flexible.

Pour étudier la transmission sonore du système MPP sous incidence normale, nous avons choisi, dans une première partie, d'élaborer le modèle d'une MPP placée devant un système résonnant (Masse- Ressort). Sous incidence normale une plaque flexible peut être représentée par un système résonnant à un degré de liberté du type Masse-Ressort.

Dans une seconde partie, nous présentons le modèle analytique du système infini MPP sous incidence oblique et nous généralisons pour le champ diffus. Plusieurs cas de systèmes infinis sont présentés et discutés. Cette étude paramétrique permet d'étudier l'influence que peut avoir l'ajout de MPP sur les propriétés de transparence des systèmes simple plaque et double plaque.

Dans une troisième partie, nous présentons le dispositif expérimental de l'étude en transparence du système MPP en excitation champ diffus. Nous présentons les résultats puis nous les comparons à ceux trouvés par le modèle.

Nous ne pouvons pas effectuer un travail sur la transparence acoustique de structure comprenant des MPP en nous limitant à des systèmes basiques. Il est important de souligner que les approches vues dans les parties précédentes peuvent s'appliquer à des systèmes plus complexes pouvant être utilisés dans l'industrie. Ces systèmes permettent d'optimiser l'absorption et la transparence. Ainsi dans la dernière partie nous proposons les modèles des systèmes multi MPP, et nous intégrons des matériaux poreux dans les systèmes MPP.

2. Transparence du système en une dimension, sous incidence normale

2.1. Modèle analytique du système

2.1.1. Principe et modèle théorique

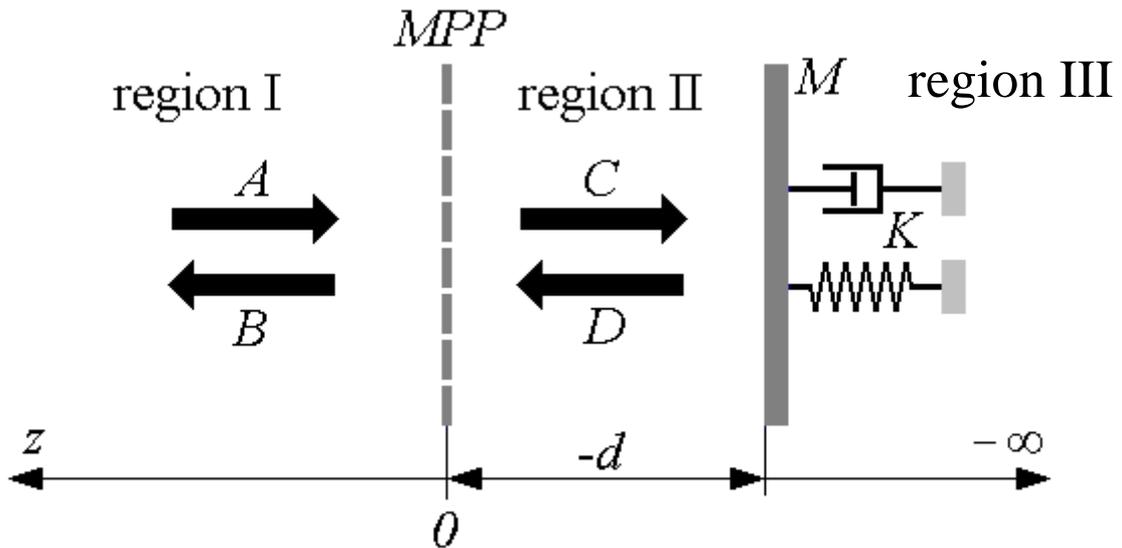


Figure 15. Schéma analytique du système MPP 1 dimension, sous incidence normale

Nous choisissons la configuration MPP couplée avec une cavité d'air et un système résonnant : masse – ressort – amortissement. Nous cherchons ainsi à représenter le système MPP couplée à une cavité et à une plaque flexible excité par onde plane en incidence normale. A incidence normale, une plaque flexible peut être représentée par un système résonnant à un degré de liberté du type : Masse – ressort - amortissement.

En effet, avec des caractéristiques bien choisies, le mode d'un système simple uni modal peut représenter une des résonances mécaniques d'un système multimodal complexe. Ainsi, autour de cette résonance, le système complexe est identifié à un système plus simple.

Nous pouvons même imaginer un système complexe représenté dans sa globalité par un ensemble de systèmes uni modaux (multi ressort - masse).

Seul le système à un degré de liberté nous intéresse ici. Les propriétés vibratoires de la plaque flexible finie n'étant pas toujours connues, nous avons choisi cette configuration.

La région I est supposée infinie, aucun obstacle ne s'y trouve, l'onde incidente ne peut donc être perturbée par l'onde réfléchie sur la MPP. Les ondes sont supposées planes. L'excitation est supposée harmonique, la dépendance temporelle des grandeurs acoustiques peut donc s'exprimer par le facteur : $e^{j\omega t}$. Pour une meilleure lisibilité des expressions, ce facteur n'apparaîtra pas dans la suite de ce chapitre (ainsi que dans les chapitres suivants).

Les expressions des pressions acoustiques sont choisies ainsi

$$\text{Région I : } P_I(z) = P_{\text{inc}}(z) + P_{\text{ref}}(z) = Ae^{jkz} + Be^{-jkz}, \quad (\text{III.1a})$$

$$\text{Région II : } P_{II}(z) = Ce^{jkz} + De^{-jkz}, \quad (\text{III.1b})$$

où $k = \frac{\omega}{c}$ est le nombre d'onde acoustique.

Les conditions limites sont données par :

- En $z = 0$: il y a continuité des vitesses particulières au travers des perforations :

$$V_I(z = 0^+) = V_{II}(z = 0^-). \quad (\text{III.2a})$$

- En $z = 0$: l'impédance de la MPP (définie dans le chapitre précédent §2) est égale au rapport de la pression agissant sur la MPP, sur la vitesse particulière :

$$Z_{\text{MPP}} = \frac{P_{II} - P_I}{V} \Big|_{z=0} = Z_{\text{mpp}} \rho_0 c. \quad (\text{III.2b})$$

Remarque : Les conditions de raccordement induisent une homogénéisation du système, la MPP est vue globalement et non localement.

- En $z = -d$: il y a continuité des vitesses,

$$v_{II}(z = -d, t) = j\omega w(t), \quad (\text{III.3a})$$

où w est le déplacement de la plaque, $w(z) = W(z)e^{j\omega t}$ et $v(z, t) = V(z)e^{j\omega t}$

- En $z = -d$: l'équation issue de la conservation de quantité de mouvement est :

$$KW - \omega^2 MW = P_{II} \Big|_{z=-d} - j\omega \rho c W. \quad (\text{III.3b})$$

Ici, M est la masse du piston, K sa raideur complexe (l'amortissement est intégré à la raideur : $K = k_p(1 + j\eta)$), S la surface du piston, et $j\omega \rho c S W$ représente la charge acoustique appliquée à l'extérieur du piston, cette expression sera par la suite intégrée dans l'expression de K .

En utilisant l'équation d'Euler et les conditions limites, les coefficients d'amplitude de pression en fonction de A (amplitude de pression de l'onde incidente) sont trouvés :

$$\frac{B}{A} = \frac{\left[\frac{Z_{mpp}}{2} (1 - e^{-2jkd} \beta(\omega)) + e^{-2jkd} \beta(\omega) \right]}{\left[\frac{Z_{mpp}}{2} (1 - e^{-2jkd} \beta(\omega)) + 1 \right]}, \quad (\text{III.4a})$$

$$\frac{C}{A} = \left[\frac{Z_{mpp}}{2} (1 - e^{-2jkd} \beta(\omega)) + 1 \right]^{-1}, \quad (\text{III.4b})$$

$$\frac{D}{A} = e^{-2jkd} \beta(\omega) \left[\frac{Z_{mpp}}{2} (1 - e^{-2jkd} \beta(\omega)) + 1 \right]^{-1}, \quad (\text{III.4c})$$

$$\text{avec } \beta(\omega) = \frac{(K - M\omega^2) - j\omega\rho c}{(K - M\omega^2) + j\omega\rho c}. \quad (\text{III.4d})$$

Nous exprimons les intensités acoustiques à partir de la définition :

$$\bar{I} = \frac{1}{2} P \cdot \bar{V}^*, \quad (\text{III.5a})$$

L'intensité est représentée par une partie active (partie réelle) et une partie réactive (partie imaginaire). La première représente un écoulement, la réalité physique du phénomène. La partie réactive est la capacité de fluctuation temporelle autour de la moyenne. Seule ici l'intensité active nous intéresse. Elle est donnée par :

$$\bar{I} = \frac{1}{2} \text{Re}\{P \bar{V}^*\}. \quad (\text{III.5b})$$

Avec la définition de l'intensité et la définition des impédances acoustiques des systèmes, nous pouvons exprimer l'intensité dissipée par la MPP et par le système :

$$I_{MPP} = \frac{1}{2} |V_{z=0}|^2 \text{Re}(Z_{MPP}), \quad (\text{III.6a})$$

$$I_{pist} = \frac{1}{2} |V_{z=-d}|^2 \text{Re}(Z_{pist}), \quad (\text{III.6b})$$

avec pour le piston, l'expression de l'impédance donnée par :

$$Z_{pist} = \frac{K - M\omega^2}{j\omega}. \quad (\text{III.7})$$

Sur la surface de la MPP nous retrouvons la continuité des intensités :

$$I_{inc} = I_{ref} + I_{pist} + I_{MPP}, \quad (\text{III.8a})$$

En divisant le tout par I_{inc} , nous retrouvons la continuité des coefficients énergétiques :

$$1 = r + \alpha, \quad \alpha = \alpha_{MPP} + \alpha_{pist}, \quad (\text{III.8b})$$

Le coefficient d'absorption du piston α_{pist} intègre l'amortissement propre ainsi que l'amortissement du au rayonnement. α_{MPP} représente la dissipation propre de la MPP.

Les expressions des coefficients sont données par :

$$r = \frac{|B|^2}{|A|^2} = \frac{\left| \frac{Z_{\text{mpp}}}{2} (1 - e^{-2jkd} \beta(\omega)) + e^{-2jkd} \beta(\omega) \right|^2}{\left| \frac{Z_{\text{mpp}}}{2} (1 - e^{-2jkd} \beta(\omega)) + 1 \right|^2}, \quad (\text{III.9a})$$

$$\alpha_{\text{MPP}} = \frac{I_{\text{MPP}}}{I_{\text{inc}}} = \frac{\frac{1}{2} (1 - \beta(\omega) e^{-jkd}) \text{Re}(Z_{\text{mpp}})}{\left| \frac{Z_{\text{mpp}}}{2} (1 - e^{-2jkd} \beta(\omega)) + 1 \right|^2}, \quad (\text{III.9b})$$

$$\alpha = \frac{I_{\text{MPP}} + I_{\text{pist}}}{I_{\text{inc}}} = 1 - r. \quad (\text{III.9c})$$

2.1.2. Résultats du modèle

Nous présentons les résultats de ce modèle sur le cas suivant :

- MPP: acier, épaisseur 1.5 mm, perforation 3 % (trous circulaires).
- Piston: densité surfacique 78 kg/m² (correspondant à une pièce métallique de 10 mm d'épaisseur), raideur: $K = 3,08 \cdot 10^8$ N/m³, amortissement interne 10⁻².
- Cavité d'air: $d = 0.15$ m.

La figure suivante présente une comparaison de nos modèles avec un système classique où le piston est remplacé par un mur rigide :

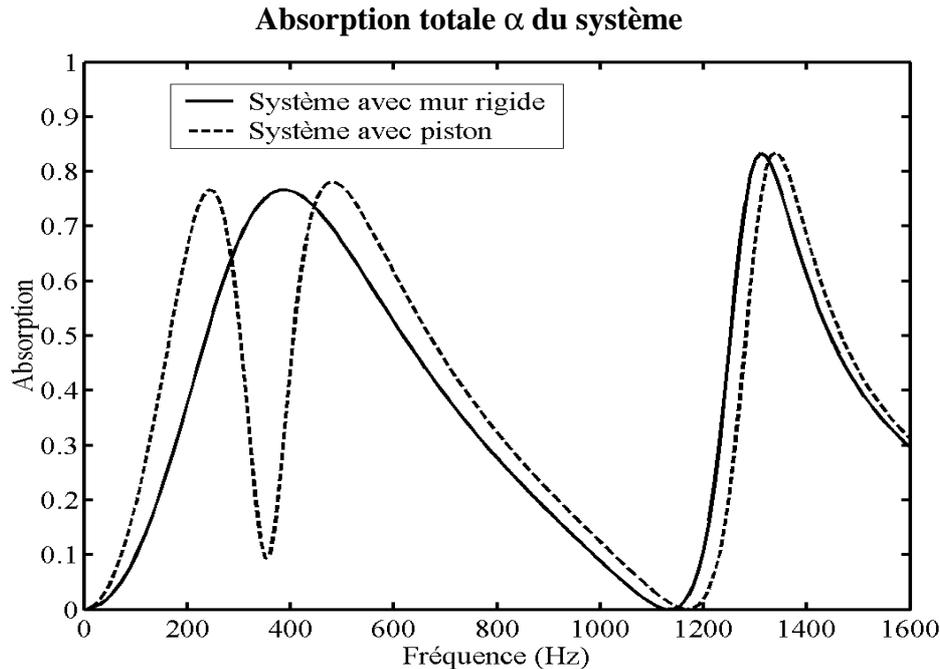


Figure 16 Coefficient d'absorption totale α du système. Ligne continue: MPP couplée à un mur rigide. Ligne avec points: MPP couplée à une plaque (acier, épaisseur : 10 mm, raideur du ressort / unité d'air: $K = 3,08e8$ N/m, facteur d'amortissement interne = 10^{-2} . Les caractéristiques de la MPP sont : l'acier, épaisseur $t = 1.5$ mm, taux de perforation 3 %, diamètre des trous $a = 0.5$ mm. Profondeur de cavité $d = 0.15$ m.)

Observations : Autour de la résonance du piston, la vitesse acoustique n'est plus nulle, cela entraîne une modification de l'absorption du système. L'effet de la résonance du piston est visible autour de la fréquence 350 Hz comme un creux d'absorption provoqué par une chute d'impédance du piston. En dehors de ces fréquences, la vitesse particulière sur le piston est quasi nulle et nous sommes dans la même configuration que le système avec un mur rigide. Les deux courbes d'absorption se rejoignent donc.

Nous concluons que l'effet de viscosité est un effet majeur de l'absorption globale (absorption propre et transparence) de notre système en dehors de la (des) fréquence(s) propre(s) du piston.

Nous remarquons ici que l'absorption propre de la MPP α_{MPP} est quasiment la même que l'absorption totale α .

La seconde plaque ne peut donc avoir d'influence sur l'absorption globale du système qu'autour de ses fréquences propres.

3. Transparence du système en deux dimensions, sous incidence oblique et champ diffus

3.1. Présentation du modèle analytique

3.1.1. Principe et équations

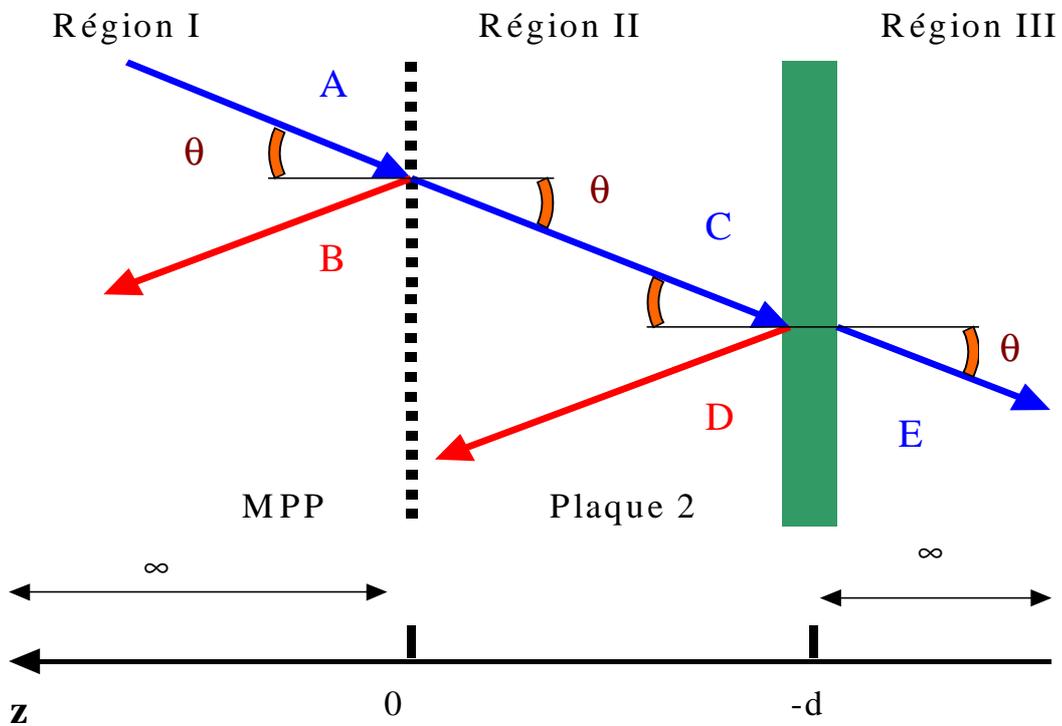


Figure 17. *Système infini à 2 dimensions d'une plaque microperforée (MPP) séparée d'une seconde plaque par une cavité d'air (de profondeur d), l'étude analytique se fait sous incidence oblique. A, B, C, D, E représentent les amplitudes de pressions.*

L'étude est une approche analytique classique en 2 dimensions d'un système infini composé d'une plaque microperforée (MPP) infinie dont les caractéristiques sont l'épaisseur t_1 , les perforations circulaires de diamètre a , le taux de perforation : perf et le matériau choisi (acier, dural, aluminium, plastique...) avec ses propriétés mécaniques. La MPP est séparée d'une seconde plaque par une

cavité d'air (de profondeur d). La seconde plaque est non perforée. Elle est dite flexible. Ses caractéristiques sont données par son épaisseur t_2 , et ses propriétés mécaniques données avec la notation sp (plaque solide). L'étude se fait sous incidence oblique.

Les hypothèses :

- Les milieux I et II sont infinis sans obstacle, la MPP et la plaque 2 sont infinies. Nous considérons les plaques comme minces, et nous utilisons l'hypothèse des impédances (qui admet la conservation des vitesses sur la MPP), et la conservation des cosinus directeurs.
- Comme il est précisé au chapitre II, l'air à l'intérieur des perforations vibre suivant la normale de la MPP. L'expression de Z_{MPP} n'est pas modifiée par le caractère oblique de l'onde incidente. θ modifie la contribution de l'onde incidente dans le phénomène de viscosité. Seules les vitesses normales vont participer à l'absorption.
- La plaque MPP est supposée ne pas vibrer. C'est une hypothèse de la théorie de Maa.
- Par symétrie du système de coordonnées, nous négligeons la troisième dimension.

Les champs de pression ainsi que les vitesses normales dans les 2 régions sont :

$$\text{Région I : } P_I(x,z) = P_{inc}(x,z) + P_{ref}(x,z) = e^{-jk_1x} (Ae^{jk_1z} + Be^{-jk_1z}), \quad (\text{III.10a})$$

$$V_{Iz}(x,z) = \frac{e^{-jk_1x} \cos \theta}{\rho_1 c_1} (Be^{-jk_1z} - Ae^{jk_1z}), \quad (\text{III.10b})$$

$$\text{Région II : } P_{II}(x,z) = e^{-jk_2x} \cos \theta (De^{-jk_2z} + Ce^{jk_2z}), \quad (\text{III.10c})$$

$$V_{IIz}(x,z) = \frac{e^{-jk_2x} \cos \theta}{\rho_2 c_2} (De^{-jk_2z} - Ce^{jk_2z}), \quad (\text{III.10d})$$

$$\text{Région III : } P_{III}(x,z) = Ee^{-jk_3x} e^{-jk_3z}, \quad (\text{III.10e})$$

$$V_{IIIz}(x,z) = -E \frac{e^{-jk_3x} \cos \theta}{\rho_3 c_3} e^{jk_3z}, \quad (\text{III.10f})$$

avec $\vec{k}_i = \begin{pmatrix} k_i x = k_i \sin \theta \\ k_i z = k_i \cos \theta \end{pmatrix}$ et le nombre d'onde $k_i = \frac{\omega}{c_i}$, $\rho_{1,2,3,perf}$ et $c_{1,2,3,perf}$

correspond à la masse volumique et la célérité des régions I, II, III et dans les perforations. Dans la plupart des cas, les 3 régions sont composées d'air et ces grandeurs sont égales à ρ_0 et c . Nous préférons présenter la formulation avec un fluide propre pour chaque région afin de présenter un modèle général.

Les deux plaques sont considérées comme minces nous pouvons appliquer la continuité des vitesses particulières de chaque côté de la plaque. L'expression

générale de l'impédance de plaque est utilisée sur les limites de plaque :

$$Z_{pl} = \frac{\Delta P}{V} \Big|_{z=z_p} .$$

Nous faisons ici la même remarque que précédemment, à savoir que **les conditions de raccordement induisent une homogénéisation du système**, la MPP est vue globalement et non localement. La contribution des perforations n'est pas traitée ici localement mais globalement.

Conditions aux limites :

- **En $z = 0$:** il y a continuité des vitesses normales particulières au travers des perforations :

$$V_{Iz}(x, z = 0) = V_{IIz}(x, z = 0), \tag{III.11a}$$

$$\text{et } Z_{MPP} = Z_{mpp} \rho_{perf} c_{perf} = Re s + j\omega Mass . \tag{III.11b}$$

(l'expression est la même qu'au chapitre II).

ρ_{perf} et c_{perf} sont les masses volumiques et la célérité correspondant au fluide dans les perforations.

- **En $z = -d$:** il y a continuité des vitesses normales,

$$v_{Iz}(x, z = -d, t) = v_{IIz}(x, z = -d, t) = j\omega w(x, t), \tag{III.11c}$$

où w est le déplacement de la plaque.

L'équation de plaque est donnée par :

$$B_{pl2} \nabla^4 w(x, t) + \rho_{pl2} t_2 \frac{\partial^2 w(x, t)}{\partial t^2} = P_{III}(x, z = -d, t) - P_{II}(x, z = -d, t) \tag{III.11d}$$

Nous trouvons w de la forme : $w(x, y, t) = Fe^{j\omega t} e^{-j(k_{xx}x)}$

L'impédance Z_{pl2} de la plaque 2 flexible est donnée par :

$$Z_{pl2} = \frac{B_{pl2} (k_s \sin \theta)^4 - \rho_{pl2} t_2 \omega^2}{j\omega} = \frac{\omega^2 \rho_{pl2} t_2 \left(\frac{c_{pl2}^4 \sin^4 \theta}{c^4} - 1 \right)}{j\omega} . \tag{III.11e}$$

c_{pl2} est la vitesse de flexion: $c_{pl2}^4 = \left(\frac{B_{pl2}}{\rho_{pl2} t_2} \right) \omega^2$ avec B_{pl2} le module de

rigidité à la flexion: $B_{pl2} = \frac{E_{pl2} t_2^3}{12(1 - \nu_{pl2}^2)}$, ν_{pl2} le coefficient de Poisson, E_{pl2}

le module d'Young, k_s le nombre d'onde de surface et ρ_{pl2} la densité de la plaque.

L'application des conditions limites donne sur les amplitudes de pression le système suivant:

$$\begin{pmatrix} -1 & 1 & 1 & -1 & 0 & 0 \\ \left[1 - \frac{Z_{MPP} \cos \theta}{\rho_1 c_1}\right] & \left[1 + \frac{Z_{MPP} \cos \theta}{\rho_1 c_1}\right] & -1 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \left[-\frac{1}{\rho_2 c_2}\right] & \left[\frac{e^{-2jk_2 d \cos \theta}}{\rho_2 c_2}\right] & \left[-\frac{1}{\rho_3 c_3}\right] & 0 \\ 0 & 0 & -e^{-jk_2 d \cos \theta} & -e^{jk_2 d \cos \theta} & e^{-jk_3 d \cos \theta} & Z_{pl2} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \left[\frac{e^{-jk_3 d \cos \theta} \cos \theta}{\rho_3 c_3 \omega}\right] & j\omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ B \\ C \\ D \\ E \\ F \end{pmatrix} = 0 \quad (\text{III-12})$$

Pour plus de simplicité nous choisisons $c_{1,2,3,perf} = c$, $\rho_{1,2,3,perf} = \rho_0$, et $k_{1,2,3,perf} = k_0$.

3.1.2. Coefficients principaux en incidence oblique

Nous résolvons le système en exprimant B, C, D, E, F en fonction de l'amplitude de l'onde incidente A. Le choix de A n'a pas d'incidence sur les résultats.

Nous exprimons les vecteurs intensités :

$$\vec{I}_{inc} = \begin{pmatrix} I_{x_inc} = \frac{\text{Re}\{P_{inc} V_{x_inc}^*\}}{2} \\ I_{z_inc} = \frac{\text{Re}\{P_{inc} V_{z_inc}^*\}}{2} = \frac{|A|^2}{2\rho_0 c} \cos \theta \end{pmatrix}, \quad (\text{III-13})$$

de même pour I_{ref} , $I_{IIItrans}$, I_{IIref} , $I_{IItrans}$, où les indices x, y, z représentent les axes, les indices I, II, III représentent les régions, les indices $inc, trans, ref, abs$ signifient intensité incidente, transmise, réfléchie, absorbée.

Seule la vitesse acoustique normale est concernée par l'impédance des plaques. Ainsi, la direction de l'**intensité dissipée** par les plaques est suivant l'axe \hat{z} :

$$\vec{I}_{MPP} = \frac{1}{2} |V_z(z=0)|^2 \text{Re}\{Z_{MPP}\} \hat{z} \quad \text{et} \quad \vec{I}_{pl2} = \frac{1}{2} |V_z(z=-d)|^2 \text{Re}\{Z_{pl2}\} \hat{z}. \quad (\text{III-14})$$

Sur l'axe \hat{z} nous appliquons la conservation des intensités :

$$|I_{z_inc}| = |I_{z_ref}| + |I_{z_trans}| + |I_{MPP}| + |I_{pl2}|, \quad (\text{III-15})$$

Les coefficients énergétiques sont:

La réflexion :

$$r(\theta, f) = \frac{|I_{z_ref}|}{|I_{z_inc}|} = \frac{|B|^2}{|A|^2}, \quad (\text{III-16a})$$

la transmission :

$$\tau(\theta, f) = \frac{|I_{z_trans}|}{|I_{z_inc}|} = \frac{|E|^2}{|A|^2}, \quad (\text{III-16b})$$

l'affaiblissement:

$$TL(\theta, f) = 10 \log_{10} \left(\frac{1}{\tau} \right), \quad (\text{III-16c})$$

l'absorption (dissipation) propre de la MPP:

$$\alpha_{MPP}(\theta, f) = \frac{|I_{MPP}|}{|I_{z_inc}|}, \quad (\text{III-16e})$$

l'absorption (dissipation) de la plaque simple:

$$\alpha_{pl2}(\theta, f) = \frac{|I_{pl2}|}{|I_{z_inc}|}. \quad (\text{III-16f})$$

Pour chaque fréquence et chaque angle d'incidence nous vérifions que :

$$r + \tau + \alpha_{MPP} + \alpha_{pl2} = 1. \quad (\text{III-17})$$

3.1.3. Coefficients en champ diffus

Pour rendre le modèle plus performant au sens de ses applications, il est nécessaire de le développer avec une excitation en champs diffus. C'est à dire que les ondes acoustiques excitent la structure sous tous les angles d'incidence, avec la même énergie et sont décorrélées entre elles. Il suffit de reprendre les coefficients (r , τ , α) exprimés en fonction de θ , et de les sommer pour tout angle d'incidence θ :

$$\alpha_{Diffus} = 2 \int_0^{\pi/2} \alpha(\theta) \cos \theta \sin \theta d\theta, \quad (\text{III-18a})$$

$$r_{Diffus} = 2 \int_0^{\pi/2} r(\theta) \cos \theta \sin \theta d\theta, \quad (\text{III-18b})$$

$$\tau_{Diffus} = 2 \int_0^{\pi/2} \tau(\theta) \cos \theta \sin \theta d\theta. \quad (\text{III-18c})$$

Pour toutes comparaisons de ces coefficients avec des mesures en champ diffus, il est nécessaire d'écarter les ondes rasantes du modèle. Ces ondes n'ont aucun sens physique en pratique. Elles contribuent à une sous évaluation de l'affaiblissement du système. En effet, pour des ondes rasantes, la plaque est en théorie quasiment transparente pour toutes les fréquences. L'intégration de τ pour le champ diffus est ainsi très perturbée par ces ondes. Pour les écarter du modèle, il faut définir un angle limite d'incidence θ_{max} . L'intégration se fait alors de 0 à θ_{max} . La valeur

standard est 78° [BRU98], elle doit cependant à chaque fois être réévaluée (voir la partie expérimentale à la suite dans ce chapitre).

3.2. Prise en compte de la vibration de la plaque microperforée

Jusqu'à présent, la MPP était supposée totalement rigide, et le modèle ne prenait pas en compte les vibrations de la structure. Expérimentalement, nous avons remarqué, à l'aide d'accéléromètre, que les MPP testées admettent des déplacements notables.

Les mouvements de la MPP peuvent diminuer les phénomènes de viscosité, et modifier l'affaiblissement. Cela provoque des puits d'absorption (voir la thèse de Randelberg [RAN00]).

L'effet de viscosité dépend de la vitesse relative définie par $V_{\text{relat}} = |V_{\text{part}} - V_{\text{vib}}|$ où V_{part} est la vitesse particulaire et V_{vib} la vitesse de vibration de la plaque. Si les vibrations de la plaque sont négligeables devant les déplacements particuliers, alors $V_{\text{relat}} \approx |V_{\text{part}}|$ et le modèle proposé reste valide. Mais si elles sont du même ordre de grandeur (cas de figure possible autour d'une résonance singulière du système), alors toutes les données sont modifiées ; les phénomènes de vibrations doivent être pris en compte et les impédances de la MPP modifiées.

Pour tenter d'intégrer ces phénomènes vibratoires dans le modèle en conservant l'approche théorique des MPP, nous proposons d'utiliser une impédance effective pour les MPP : Z_{eff} . Elle est composée d'une impédance de viscosité et d'une impédance de vibration (du type non microperforée comme celle utilisée pour la plaque 2). Ces deux impédances sont couplées en parallèle comme suit :

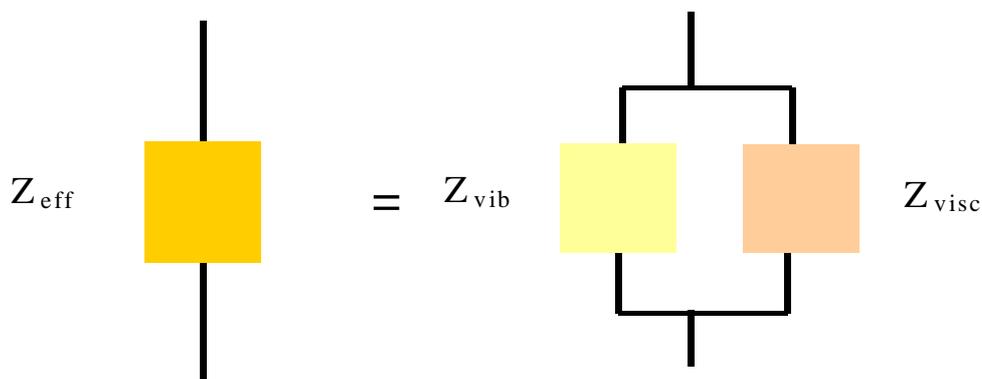


Figure 18. Schéma représentant l'impédance effective de la MPP, prenant en compte la vibration propre de la plaque. L'impédance est donnée par analogie avec un système mécanique.

En effet si nous considérons que la vitesse des particules d'air est donnée par $V_{part} = \frac{\Delta P}{Z_{eff}}$, la vitesse de la plaque par $V_{vib} = \frac{\Delta P}{Z_{vib}}$ et la vitesse dans les perforations par $V_{relat} = \frac{\Delta P}{Z_{visc}}$ et $V_{relat} = V_{part} - V_{vib}$, alors $\frac{\Delta P}{Z_{eff}} = \frac{\Delta P}{Z_{vib}} + \frac{\Delta P}{Z_{visc}}$.

Avec
$$Z_{vib} = \frac{(B_{p11}(k_s \sin \theta)^4 - \rho_{p11} t_1 \omega^2)}{j\omega} = \frac{\left[\omega^2 \rho_{p11} t_1 \left(\frac{c_{p11}^4 \sin^4 \theta}{c^4} - 1 \right) \right]}{j\omega}$$
 et

$Z_{visc} = Z_{mpp} \rho_0 c = Z_{MPP}$ (expression donnée au chapitre § II).

L'expression de l'impédance effective de la MPP est :

$$\frac{1}{Z_{eff}} = \frac{1}{Z_{vib}} + \frac{1}{Z_{visc}} \quad (III-19)$$

Une solution du même type a déjà été utilisée par Kang et Fuchs [KAN99] et appliquée à des structures composées d'une membrane microperforée et d'un mur rigide. Ils proposent aussi de mettre en parallèle (équivalent électrique) l'impédance mécanique de la membrane et l'impédance acoustique des perforations (effet de viscosité). Ils ont prouvé par l'expérience l'efficacité d'une telle approche.

Expérimentalement, Randeberg, [RAN00] pendant sa thèse a remarqué que les modes propres de vibration d'une structure MPP **finie**, lorsqu'ils se situaient proches d'une résonance de cavité (maximum d'absorption), provoquaient bien un puits d'absorption notable.

Observations pour les plaques infinies :

Nous avons trouvé que, excepté pour les BF, et pour les plaques légères ou d'épaisseur < 0.2mm, le module de l'impédance de vibration d'une plaque infinie non perforée était beaucoup plus important que le module de l'impédance de viscosité de la même plaque microperforée. Les perforations jouent alors un rôle dominant sur les propriétés mécaniques de la plaque. Les vibrations de la plaque infinie n'affectent pas l'absorption effective. **Les caractéristiques du matériau important alors peu sur les propriétés acoustiques du système infini.**

De plus, nous avons mené une étude sur l'influence des perforations sur la vibration d'éprouvettes. Cette étude a montré que les perforations, lorsque le taux de perforation était élevé, avaient tendance à diminuer en amplitude les vibrations et à augmenter l'amortissement de la plaque. La présence des orifices modifie la charge acoustique appliquée sur la plaque. C'est la conséquence de la circulation du fluide dans les trous. Ainsi, les vibrations d'une plaque microperforée sont moins importantes que les vibrations de la même plaque non perforée pour un même niveau d'excitation.

Cette remarque confirme les observations précédentes. Nous rappelons que nous avons utilisé pour représenter les vibrations de la MPP l'impédance de vibration

d'une plaque non perforée. Les effets vibratoires de la MPP ont donc été majorés. Or, même en majorant ces effets, les vibrations n'affectent pas (hormis en BF et sur des résonances marquées) l'absorption d'un système infini. Si nous nous intéressons à la comparaison de l'absorption propre (dissipation) ainsi que la transparence d'une plaque microperforée et d'une plaque simple non microperforée équivalente, nous obtenons les courbes suivantes :

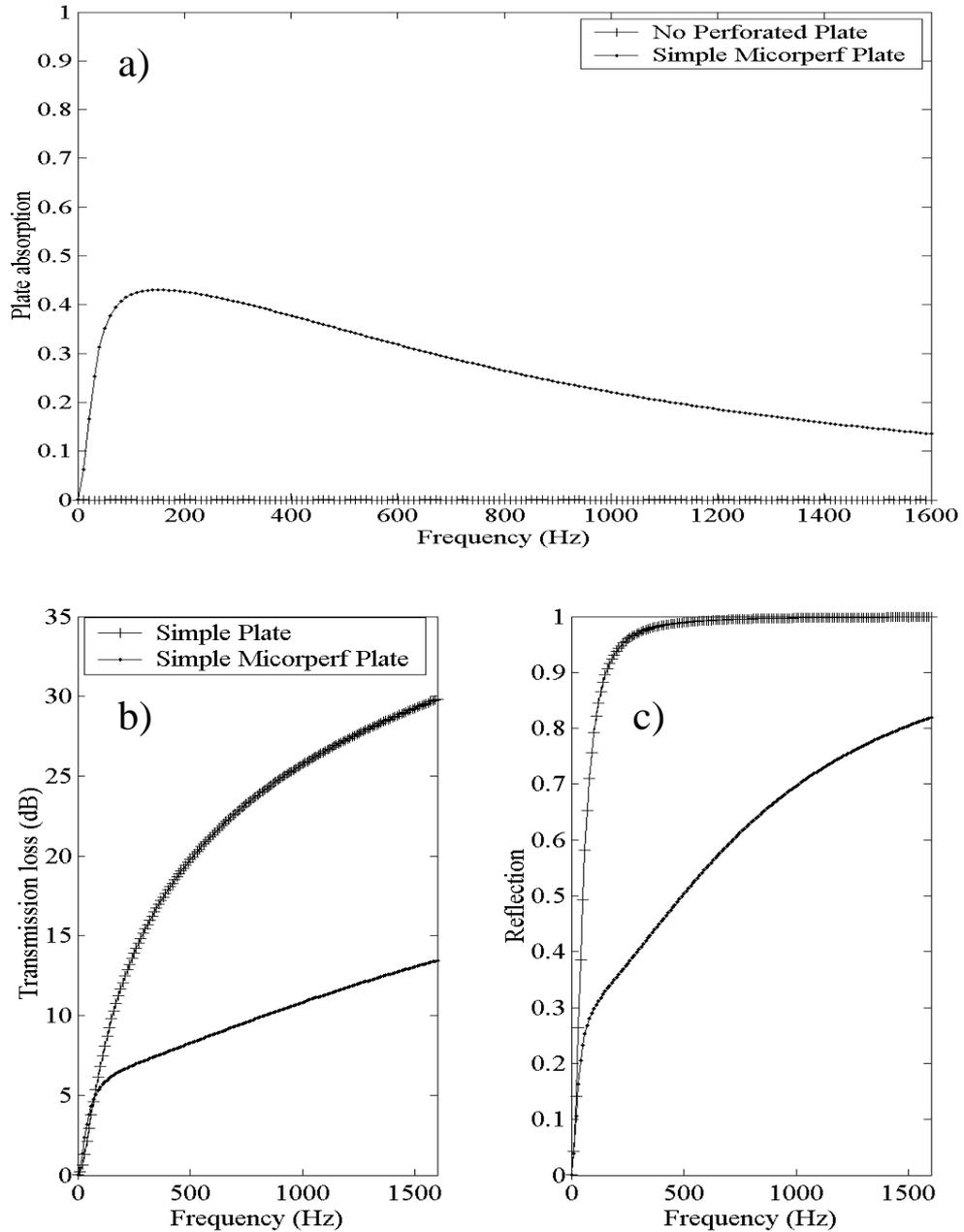


Figure 19. a), b) et c). . Comparaison a) d'absorption propre des plaques, b) affaiblissement, c) réflexion d'une simple MPP seule PP3 (acier, diamètre 0.5mm, taux de perforation : 0.55%) et d'une simple plaque équivalente non perforée, pour une incidence normale.

Nous constatons une grande différence entre les deux affaiblissements (25 dB d'écart à 1500Hz). Cela montre que la transparence acoustique d'une MPP n'est pas comparable à la transparence d'une plaque solide. Nous concluons que les vibrations de la plaque dans nos cas sont très secondaires dans les phénomènes de transparence et d'absorption.

Les vibrations des plaques peuvent être, dans la plus part de nos cas, négligeables.

3.3. Analyse de la transmission et de l'absorption sur différents cas

Nous étudions ici l'influence que peut avoir une MPP choisie (PP3 : *acier*, diamètre $a = 0.5$ mm, taux de perforation : $\sigma = 0.55\%$, $t : 1$ mm) seule, puis couplée avec une plaque flexible mince, et enfin couplée avec une plaque épaisse. Nous dégagons des règles générales de l'utilisation de MPP en transparence, mais nous rappelons que chaque système MPP dépend des paramètres de la MPP, et que pour chaque MPP une étude est nécessaire.

L'étude paramétrique ici ne porte donc pas sur les caractéristiques de la MPP. Une telle étude paramétrique est présentée en dernière partie de ce chapitre sur un cas industriel appliqué (voir la partie 5.5 du chapitre III).

Les caractéristiques des plaques utilisées sont résumés dans le tableau qui suit :

Nom	Matériau (E_{pl} , ν_{pl} , ρ_{pl}) (Pa, SU, kg/m ³)	Masse surfaccique M_s (kg/m ²)	Epaisseur t (mm)	Diamètre de perf a (mm)	Taux de perf. σ (%)	Remarques Sur la structure
mpp industrielle ANNEXE	dural ($0.72 \cdot 10^{11}$, 0.33, 2700)	3.084	$1 \Rightarrow 1.3$ (1.17)	≈ 0.4	3.5	Fente, Louvre présentée en ANNEXE
Pp3	Acier ($2.1 \cdot 10^{11}$, 0.3, 7800)	7.759	1	0.5	0.52	Perforation circulaire
Plaque 1 PP3 non perf.	Acier ($2.1 \cdot 10^{11}$, 0.3, 7800)	7.759	1	Non perf.	Non perf.	Non perforée
Plaque 2 mince Non perf.	Acier ($2.1 \cdot 10^{11}$, 0.3, 7800)	5.46	0.7	Non perf.	Non perf.	Non perforée
Plaque 2 épaisse Non perf.	Acier ($2.1 \cdot 10^{11}$, 0.3, 7800)	156	20	Non perf.	Non perf.	Non perforée

Tableau 1. Ce tableau résume les caractéristiques des plaques utilisées dans tout ce paragraphe

3.3.1. Plaque microperforée seule

Chen [CHE96] en 1996 propose une étude sur l'affaiblissement acoustique d'un panneau rigide perforé seul. Il trouve une bonne comparaison entre le modèle qu'il propose et des mesures expérimentales. L'approche analytique est très simple. Seule une correction de col est proposée, mais aucun autre effet thermo-visqueux n'est pris en compte. Son modèle prédictif ne concerne alors que des perforations de diamètres supmillimétriques importants. Nous proposons ici la généralisation de l'affaiblissement de panneaux perforés sans limitation pour les diamètres de perforation.

Un code de calcul a été élaboré pour cette partie, nous reprenons le modèle prédictif présenté précédemment avec le retrait de la seconde plaque. Reportons-nous aux dernières figures présentées précédemment dans le paragraphe III.3.2. Ces dernières représentent l'absorption propre, la transmission, ainsi que la réflexion de la plaque microperforée PP3 (*acier, diamètre $a = 0.5$ mm, taux de perforation : $\sigma = 0.55\%$, $t : 1$ mm*) et d'une plaque équivalente non perforée en incidence normale.

L'épaisseur des couches limites visqueuses diminuant avec les fréquences, les effets visqueux (donc l'absorption) de la simple MPP sont maximums pour les basses fréquences. Entre 10 et 350 Hz, l'absorption excède les 40 %.

L'affaiblissement de la MPP seule croit de 0 à 14 dB pour une échelle de fréquences comprises entre 0 à 1600 Hz. Pour ces mêmes fréquences, la plaque équivalente non perforée a un affaiblissement qui croit du double de celui de la MPP.

En ce qui concerne la réflexion, nous constatons qu'elle tend rapidement vers l'unité pour la plaque sans perforation. Pour la plaque perforée, elle augmente de façon quasi linéaire avec les fréquences : entre 150 et 1600 Hz, de 30 % à 82 %.

Nous constatons que **la plaque microperforée accuse une importante réflexion en hautes fréquences pour l'incidence normale** (et pour les autres incidences). **En plus pour les incidences obliques et normales, plus on monte en fréquence plus les pics d'absorptions propres (dissipation) sont fins** : les dimensions de la couche limite visqueuse étant inversement proportionnelle à la fréquence. **C'est là le principal défaut de l'utilisation des systèmes MPP.**

En effet, la masse ajoutée de la plaque perforée est proportionnelle à la pulsation. Plus la fréquence est haute, plus la réactance est forte. Cela induit une réflexion importante et des pics d'absorption propres (dissipation) fins.

En d'autres termes, en BF, les longueurs d'ondes sont grandes au regard des parties solides de la plaque, la réflexion est donc petite. En revanche en HF, les longueurs d'ondes deviennent du même ordre de grandeur ou plus petites que les parties réfléchissantes de la plaque. Il y a un fort effet d'écran, la réflexion est donc importante.

Aussi en BF, les dimensions de la couche limite sont du même ordre de grandeur que les dimensions de la perforation, la dissipation est importante. En revanche en HF les couches limites deviennent petites devant la taille des perforations, la dissipation est diminuée.

En champ diffus, les mêmes effets sont remarqués, mais moins marqués : les coefficients de transmission et de réflexion de la MPP seule sont moins importants et croissent moins vite que sous incidence normale. Le maximum d'absorption est moins important mais la largeur de bande d'absorption est plus large, l'absorption décroît moins vite avec les fréquences (voir figure en annexe sur 0 à 5000 Hz).

Le cas pour la MPP industrielle fabriquée par Sontech est présenté **en Annexe**. Le taux de perforation étant pour cette MPP plus élevé l'effet d'écran est poussé vers les HF.

En règle générale, dans la pratique, utiliser des MPP seules peut être en basses fréquences un bon compromis entre une absorption modérée, une réflexion acceptable et un bon affaiblissement.

3.3.2. Plaque microperforée couplée à une plaque fine

Etudions à présent les prédictions du coefficient d'absorption, de réflexion et l'affaiblissement des systèmes présentés précédemment couplés avec une plaque : MPP couplée avec une plaque fine. **La plaque fine non perforée est en acier et d'épaisseur 0.7 mm**. Trois types d'excitation sont présentés : incidence normale, incidence oblique à 45° et excitation en champ diffus.

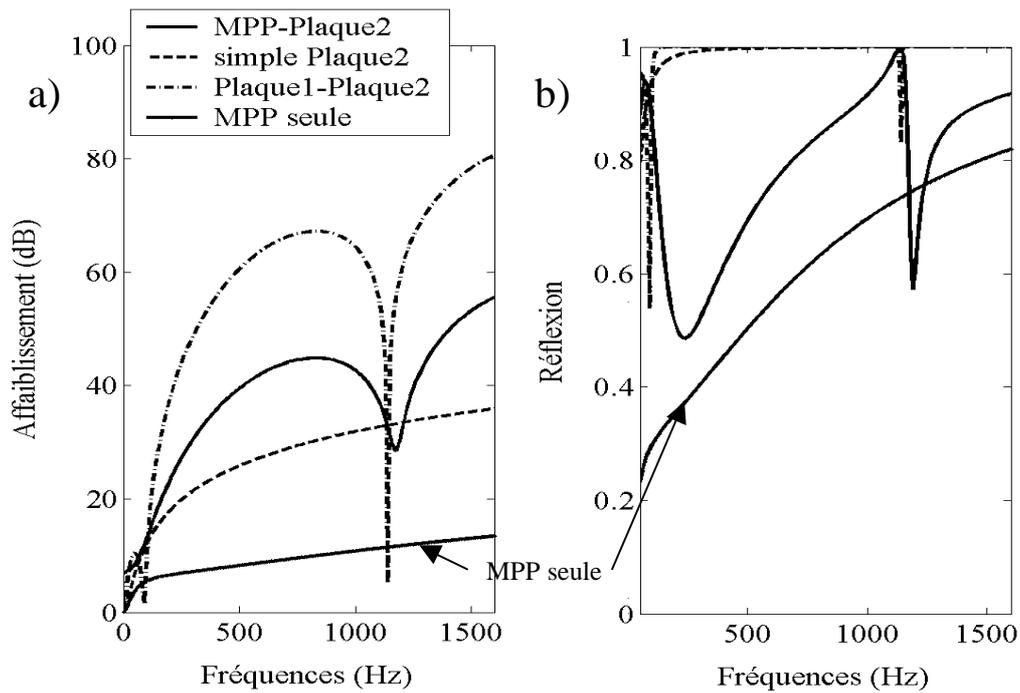


Figure 20. a) & b) Affaiblissement a) et réflexion b) simulées pour une incidence normale. Les courbes représentent le système basique (MPP + Plaque) (trait plein : -), la simple plaque seule (pointillées : - - -), le système 2 plaques non perforées (trait point : -.-) et la plaque MPP seule (ronds : -o-o-). La MPP est PP3(acier, $a : 0.5 \text{ mm}$, $\sigma : 0.55\%$, $t : 1 \text{ mm}$). $d : 0.15 \text{ m}$.

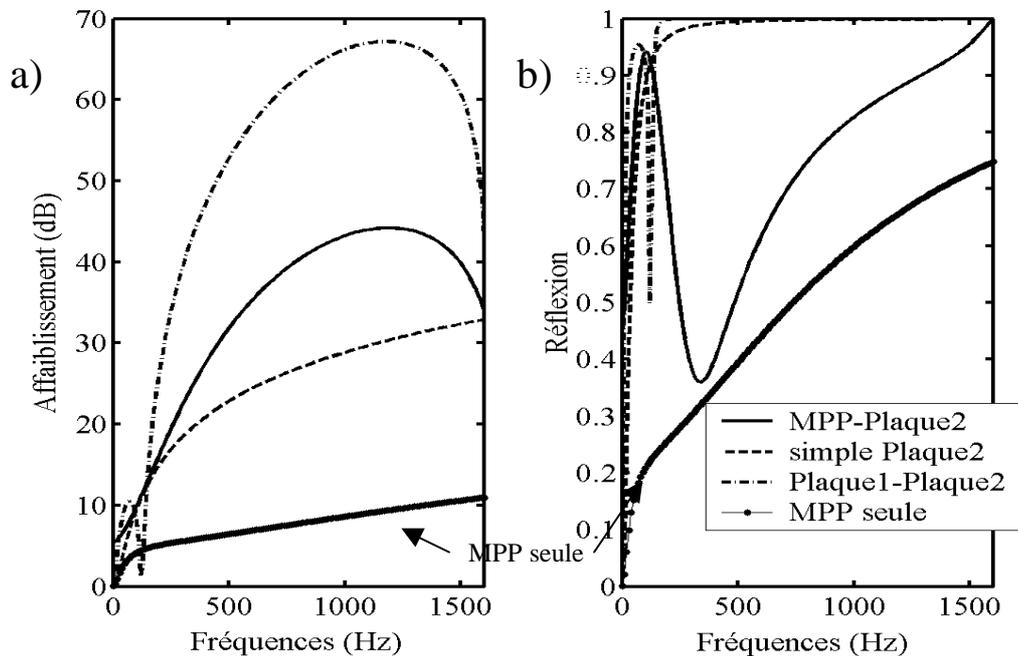


Figure 21. a) & b) Affaiblissement a) et réflexion b) simulées pour une incidence oblique 45° . Les courbes représentent le système basique (MPP + Plaque) (trait plein : -), la simple plaque seule (pointillées : - - -), le système 2 plaques non perforées (trait point : -.-) et la plaque MPP seule (ronds : -o-o-). La MPP est PP3(acier, $a : 0.5 \text{ mm}$, $\sigma : 0.55\%$, $t : 1 \text{ mm}$). $d : 0.15 \text{ m}$.

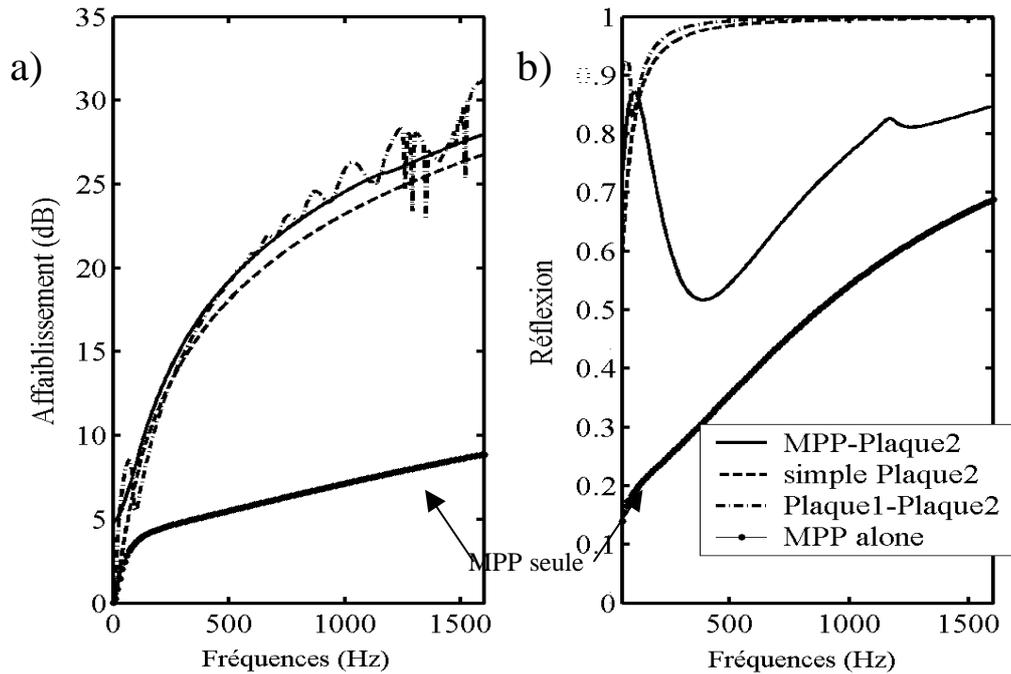


Figure 22. a) & b) Affaiblissement a) et réflexion b) simulées pour un *champ diffus*. Les courbes représentent le système basique (MPP + Plaque) (trait plein : -), la simple plaque seule (pointillées : - - -), le système 2 plaques non perforées (trait point : -.-) et la plaque MPP seule (ronds : -o-o-). La MPP est PP3(acier, $a : 0.5 \text{ mm}$, $\sigma : 0.55\%$, $t : 1 \text{ mm}$). $d : 0.15 \text{ m}$.

Observations :

- Nous constatons une **différence d'affaiblissement entre le système simple plaque et le système MPP** (MPP-plaque2), et ce pour tous types d'excitation (incidence normale, oblique et champ diffus). Cette différence est non constante avec les fréquences et le type d'excitation, elle ne correspond pas à la valeur de l'affaiblissement de la MPP seule. C'est à dire que le phénomène de transparence est plus complexe qu'une simple addition d'effets de transparence propres aux éléments qui composent le système.
 Cette différence dans notre cas peut excéder 15 dB pour des fréquences inférieures à 1600 Hz et une incidence oblique.
 En champ diffus, cette différence reste relativement constante, bien que légèrement croissante avec les fréquences. Elle est vers 1000 Hz de l'ordre de 3 à 4 dB.
- **Les minimums de transparence du système MPP**, en incidence normale, correspondent bien à des fréquences dont la longueur d'onde est du type : $\lambda = 2d/n$, où n est un entier. Pour ces fréquences, la vitesse est minimale sur la MPP, induisant une dissipation minimale et une transparence maximale. Cette valeur minimale de l'affaiblissement du

système MPP est inférieure à la valeur minimale de l'affaiblissement de la plaque seule. Même si la MPP ne produit pas de dissipation, elle modifie le champ de pression et ne peut être, même à cette fréquence, entièrement « invisible » pour la seconde plaque.

Ces minimums sont retrouvés en incidence oblique θ pour des fréquences dont la longueur d'onde est du type : $\lambda = 2d \cos \theta / n$.

Les fréquences correspondant aux maximums d'affaiblissement du système MPP, en incidence normale ou oblique, sont différentes des fréquences associées à la dissipation maximale.

- **La différence d'affaiblissement en incidence normale (ou oblique) du système MPP et du système double plaque simple est très importante.** Elle peut excéder les 28 dB. En revanche, le coefficient de réflexion du système de la double plaque simple tend très rapidement vers 1 avec les fréquences, tandis que celui du système MPP varie et n'est pas égal à l'unité.

Le système MPP n'égalise pas (sauf pour les fréquences de résonance), en incidence oblique, les propriétés d'affaiblissement des systèmes double plaque, **mais il permet d'obtenir une bien meilleure acoustique (diminution des réflexions), sans ajout de poreux, du local d'émission.**

En champ diffus, les résonances de cavité du système double paroi en incidence oblique induisent un affaiblissement du même ordre de grandeur que celui du système MPP, du moins en BF. Le champ diffus a un effet de lissage des singularités fréquentielles du coefficient de transmission en incidence oblique.

Nous retrouvons une différence d'affaiblissement importante en HF.

Remarques : En HF, pour les incidences obliques (voir figures en annexe), il y a **un effet d'écran** du système MPP décrit précédemment. Cet effet induit une forte différence d'affaiblissement entre le système simple plaque et le système MPP. A 4000 Hz, la différence excède les 25 dB. En hautes fréquences, excepté pour certaines longueurs d'ondes, la réflexion domine la dissipation et la transmission. C'est là le principal désavantage des systèmes MPP.

Cet effet peut être en pratique écarté par l'ajout de matériau absorbant (voir partie 5 de ce chapitre).

Cet effet est un peu atténué en champ diffus.

Si le diamètre des perforations ou son taux est choisi très grand, les résultats trouvés sont les mêmes que pour la plaque simple. Le modèle est ainsi validé pour des diamètres de perforation importants.

Note importante : Nous avons constaté qu'il n'était pas nécessaire d'avoir une seconde plaque épaisse (non perf) pour optimiser la dissipation de la

MPP. C'est à dire que mise à part en BF et sur des résonances, l'épaisseur de la seconde plaque importait très peu sur la dissipation acoustique du système. Nous retrouvons à peu près la même dissipation de la MPP avec une plaque fine qu'avec un mur rigide. **Cette remarque est très importante d'un point de vue applicatif.**

3.3.3. Plaque microperforée couplée à une plaque épaisse

Augmentons à présent l'épaisseur de notre plaque simple (t_2 : 20 mm) et intéressons-nous **au phénomène de coïncidence**. Cet effet classique de transparence de plaque en incidence oblique correspond à l'égalité de la projection sur la plaque du vecteur d'onde acoustique et du vecteur d'onde de flexion de la plaque.

A cette fréquence, la théorie veut que toute l'énergie incidente d'angle θ soit transmise. L'affaiblissement s'annule ou devient très faible.

La fréquence de coïncidence associée à la transparence d'une plaque dépend de l'angle d'incidence θ de l'onde acoustique et de l'épaisseur de la plaque, elle est donnée par :

$$f_{\text{coïn}} = \frac{c^2}{2\pi \sin^2 \theta} \sqrt{\frac{\rho_{\text{pl}} t_{\text{pl}}}{B_{\text{pl}}}} \quad (\text{III.20})$$

B_{pl} est le module de rigidité à la flexion, il dépend de l'épaisseur de la plaque.

Si la plaque est mince, son affaiblissement est faible et la fréquence de coïncidence n'a alors pas beaucoup d'effet sur son affaiblissement. De plus, les fréquences de coïncidences correspondant aux incidences comprises entre 0 et $\frac{\pi}{2}$, se trouvent en HF voir en très hautes fréquences, souvent au-delà de nos zones d'études.

Mais, si la plaque est épaisse, la fréquence de coïncidence qui se trouvait en HF pour les plaques minces va être (pour un même θ) décalée vers les BF et peut avoir un effet très important sur l'affaiblissement.

Ce phénomène, qui pouvait être négligeable dans notre domaine d'étude dans le cas des plaques minces, peut avoir en pratique un effet catastrophique sur une structure plus épaisse.

Un exemple est donné ci-contre :

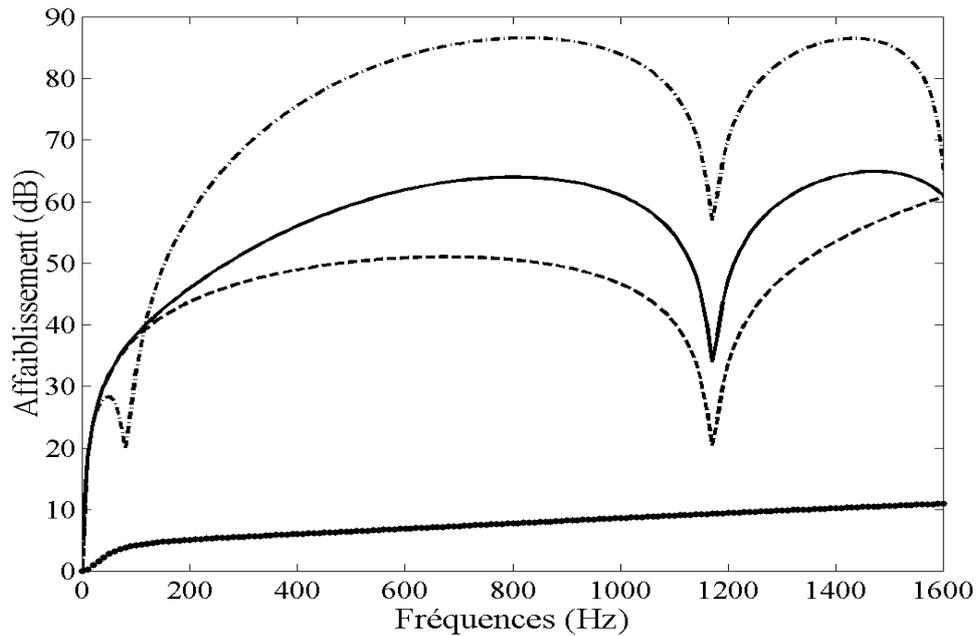


Figure 23. Affaiblissements simulés sous angle d'incidence 45° d'un système MPP + plaque d'épaisseur 20 mm. Les courbes représentent le système basique (MPP + Plaque) (trait plein : -), la simple plaque seule (pointillées : - - -), le système 2 plaques non perforées (trait point : -.-.-) et la plaque MPP seule (ronds : -o-o-). Les caractéristiques de la MPP sont celles de PP3 (acier, diamètre 0.5 mm, taux de perforation : 0.55%, t : 1 mm). La profondeur de cavité est 0.15m.

L'ajout de la MPP sur la plaque mince permet ici de gagner 15 dB sur la fréquence de coïncidence. Cette valeur est supérieure à la valeur de l'affaiblissement trouvée pour la MPP seule.

Nous constatons que nous retrouvons bien les fréquences de coïncidence données par la formule précédente.

Ainsi ajouter une MPP devant une plaque simple permet d'augmenter l'affaiblissement, de diminuer la réflexion et pour les incidences obliques de diminuer l'effet de coïncidence.

Remarques : il existe pour le système double plaque la fréquence f_0 , dite **fréquence de respiration** (aux environs de 100 Hz), pour laquelle il y a une chute importante de l'affaiblissement.

Le système double plaque infinie peut être identifié, en loi de masse (en dessous de la première fréquence de coïncidence du système), à un système mécanique double masse reliée par un ressort - amortissement. Ce système a deux fréquences propres, l'une correspond au mouvement des masses en phase, l'autre, dite fréquence de respiration f_0 , correspond au mouvement des masses en opposition de phase. A cette fréquence f_0 , il n'y a pas de déformation des plaques. La cavité d'air joue un rôle de Masse- Ressort.

- Pour $f < f_0$, nous retrouvons la loi de masse : + 6 dB/Octave.
- Pour $f = f_0$, l'affaiblissement du système est très faible.
- Pour $f > f_0$, si :
 - $f < f_{\text{coïn}}(\text{la 1ere})$ nous retrouvons d'abord une croissance de + 18 dB/Octave, suivie d'une enveloppe à croissance + 12 dB/Octave, dans laquelle nous retrouvons les fréquences propres de cavité (quand elles sont plus petites que $f_{\text{coïn}}$, voir cas plaque mince).
 - $f = f_{\text{coïn}}(\text{la 1ere})$, l'affaiblissement devient très faible.
 - $f_{\text{coïn}}(\text{la 1ere}) < f < f_{\text{coïn}}(\text{la 2eme})$: il y a de nouveau une enveloppe comprenant les fréquences propres de cavité à croissance + 18 dB/Octave.
 - $f = f_{\text{coïn}}(\text{la 2eme})$: à la deuxième fréquence de coïncidence l'affaiblissement chute de nouveau.
 - $f > f_{\text{coïn}}(\text{la 2eme})$: nous retrouvons de nouveau une enveloppe comprenant les fréquences propres mais cette fois avec une forte croissance (voisinant les 48 dB/Octave).

En champ diffus, il y a un effet de lissage des singularités fréquentielles des coefficients en incidence oblique. Les effets de coïncidence sont remplacés par les fréquences critiques.

Toutes les pertes d'affaiblissement dues à l'effet de respiration en incidence oblique sont sommées, le phénomène de respiration correspond à une zone fréquentielle d'affaiblissement minimum.

Ce qui est remarquable dans nos cas, c'est que nous retrouvons ce phénomène de respiration pour nos systèmes MPP couplée à une plaque mais très nettement diminué (voir quasiment inexistant) par rapport au système double plaque.

Cette observation est logique pour la prédiction, car nous avons vu que pour l'impédance effective de la MPP, le phénomène de viscosité prédominait sur l'effet des vibrations de la plaque.

En pratique (expérimental : voir paragraphe 4 de ce même chapitre), nous avons retrouvé une zone d'affaiblissement minimum correspondant au phénomène de respiration, mais beaucoup moins marqué que pour le cas prédictif.

L'explication possible vient du fait que nous avons vu que la présence des microperforations permettait d'augmenter l'amortissement de la plaque. De plus les perforations permettent un court-circuit acoustique, le système Masse-Ressort représentant la cavité d'air va donc en présence des perforations avoir son amortissement très augmenté, le phénomène de respiration (représenté par la résonance Masse – Ressort) va ainsi être très nettement diminué.

Ainsi, remplacer une des plaques d'un système double paroi par une MPP, malgré une perte d'affaiblissement, permet de considérablement réduire la réflexion, mais aussi de réduire le phénomène de respiration.

3.4. Analyse de la réciprocité de la transmission et de l'absorption du système MPP

L'approche analytique est la même que précédemment, excepté que les plaques non perforées et perforées sont interverties. Dans notre modèle, il suffit de définir les impédances des plaques 1 et 2 en fonction leur nature :

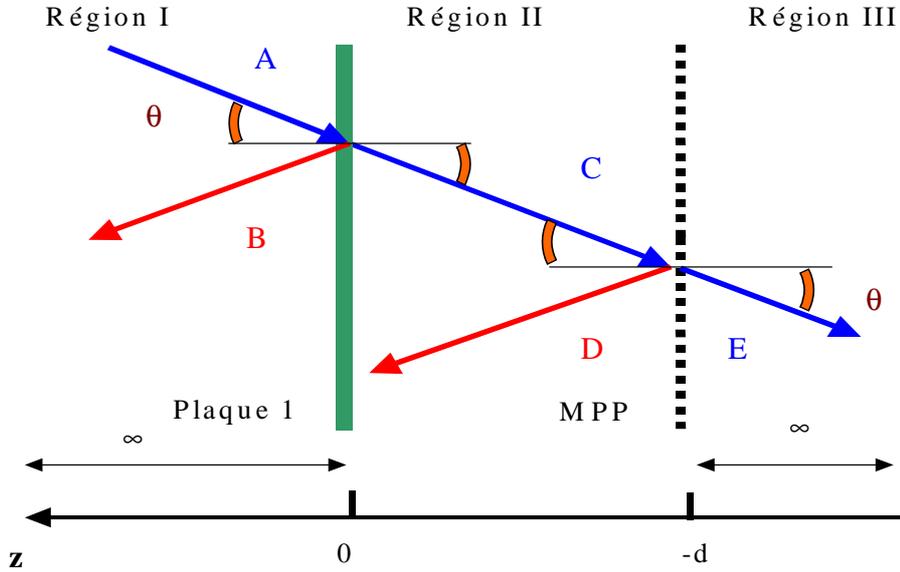


Figure 24. Système infini réciproque à 2 dimensions d'une plaque microperforée (MPP) séparée d'une seconde plaque par une cavité d'air (de profondeur d), l'étude analytique se fait sous incidence oblique.

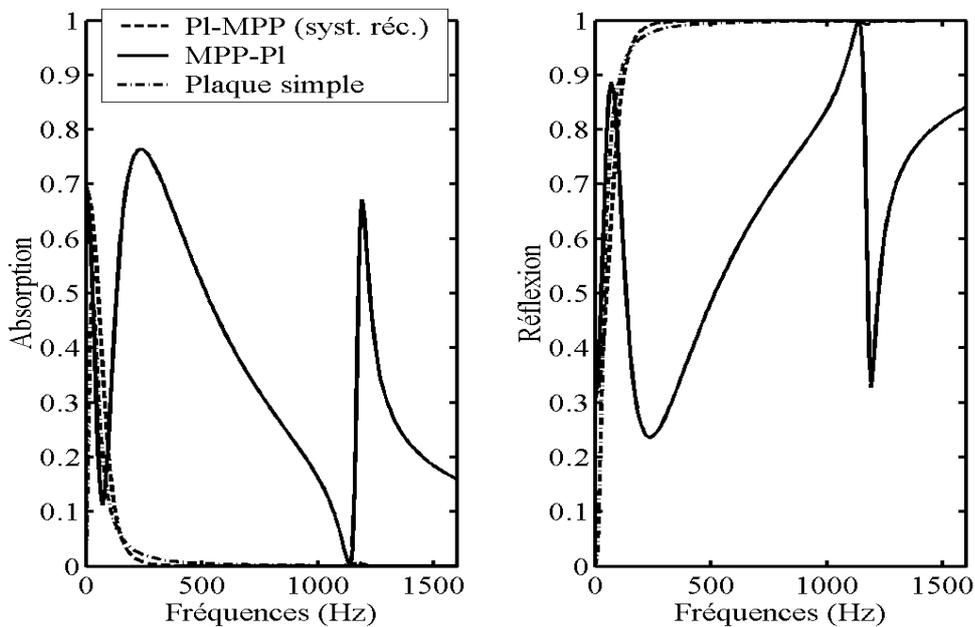


Figure 25. Absorption et réflexion simulées des systèmes : PP3 (acier, diamètre 0.5 mm, taux de perforation : 0.55%, t : 1 mm) couplée avec une plaque simple en acier d'épaisseur 0.7 mm, et une

cavité d'air d : 0.15 m, système de référence et réciproque. Le système plaque simple est aussi présenté.

Observations : Le système n'est pas réciproque en réflexion et en absorption propre (dissipation des plaques perforées et non perforées).

Les coefficients de réflexion ne peuvent logiquement pas être semblables : pour le cas réciproque (PI- MPP) il tend vers 1, excepté au voisinage de la fréquence de coïncidence. L'énergie acoustique transmise aux régions II (cavité) et III est beaucoup plus faible que dans le cas basique (MPP- PI). L'absorption propre (dissipation) de la MPP est alors nettement moins importante pour le cas réciproque.

En revanche, en transparence le système est parfaitement réciproque. Les courbes d'affaiblissement se confondent.

En pratique, le phénomène de transparence étant le même pour les 2 cas de configuration, **il est beaucoup plus intéressant de placer la MPP du côté de la source sonore.** La dissipation du système est alors conséquente, et les réflexions côté émission sont atténuées. La configuration réciproque perd tous les avantages d'absorption des systèmes microperforés.

La meilleure solution pour l'isolation acoustique de deux pièces est probablement de placer des MPP de chaque côté de la paroi séparatrice. Chaque MPP peut avoir différentes caractéristiques (perforations, épaisseur, profondeur de cavité) afin d'obtenir des effets acoustiques optimums.

Les avantages et les inconvénients des systèmes MPP en transparence sont résumés en conclusion à la fin de ce chapitre.

4. Partie expérimentale : transparence acoustique du système en champ diffus

4.1. Présentation du dispositif expérimental

Pour valider le modèle de transparence acoustique du système MPP, il est nécessaire de mener une étude expérimentale précise. La mise en œuvre du système MPP une dimension tel qu'il est présenté au paragraphe § 2 de ce chapitre semble délicate et ne permet pas d'obtenir une vérification globale.

Nous préférons passer directement à la mise en œuvre expérimentale du système à 2 dimensions présenté dans le paragraphe précédent § 3.

Le laboratoire LVA dispose de locaux et d'un dispositif permettant la mesure de l'affaiblissement d'une paroi avec une excitation en champ diffus.

La pièce d'émission est une salle réverbérante de volume $V_{\text{salle}} = 411 \text{ m}^3$ dont les parois sont en béton, les murs ne sont pas parallèles et des ballons diffuseurs sont placés sur les 8 coins de la salle. Un tel dispositif permet la diffusion de toutes sources d'excitation. Le champ sonore intérieur est donc diffus. La fréquence

limite de la salle est donnée par $f_{\text{lim}} = \frac{c}{\sqrt[3]{4\pi\eta_{\text{air}} V_{\text{salle}}}}$, où η_{air} est l'amortissement

de l'air. Pour notre salle, $f_{\text{lim}} \approx 75\text{-}85 \text{ Hz}$. Ce qui nous permet une étude pour une bande large de fréquences.

La source d'excitation est fournie par un générateur qui produit un signal du type bruit blanc couvrant une gamme de fréquences de 0 à 20 kHz. Le signal est pré-amplifié puis amplifié (chaîne d'excitation ALTEC) et diffusé sur deux haut-parleurs. Les pré-amplificateurs et amplificateurs sont réglés de manière à obtenir une réponse de la salle d'émission de même niveau de pression à toutes les fréquences. Le niveau global de la salle est choisi entre 100 et 102 dB.

Le local de réception est une chambre anéchoïque permettant ainsi la mesure de pression et d'intensité en champ libre.

Les deux locaux (émission et réception) sont séparés par un mur épais interdisant toute transmission. Seule une fenêtre de dimension $1500 \times 960 \text{ mm}^2$ autorise la transmission du champ incident. Sur cette fenêtre est placé le système étudié. La seule source acoustique côté réception est alors le rayonnement de la plaque étudiée, excitée en champ diffus par le local d'émission.

Le schéma ci-dessous représente le dispositif expérimental :

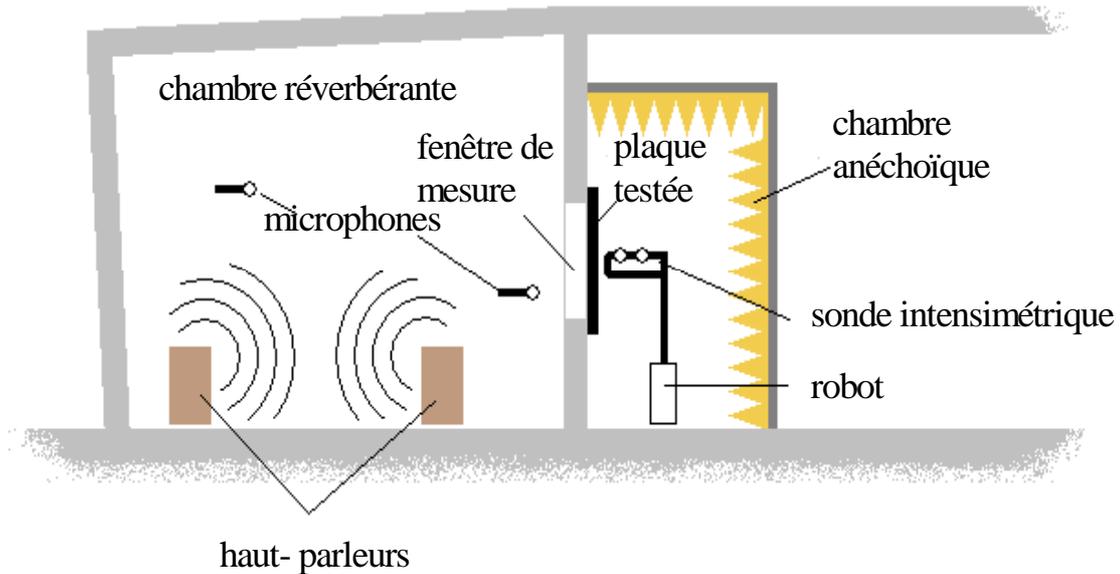


Figure 26. Schéma représentant le dispositif expérimental de mesure de l'affaiblissement d'une structure, en champ diffus.

Le but de cette partie expérimentale est de mesurer le coefficient de transmission. Il faut mesurer les intensités normales à la plaque I_{inc} et I_{trans} .

4.1.1. Mesure de l'intensité incidente

Pour le champ incident, nous utilisons les propriétés du champ diffus et la théorie de Sabine. La pression est la même à tout endroit de la pièce, le vecteur intensité est nul partout loin des parois, et l'intensité normale sur les bords est donnée par :

$$I_{inc} = \frac{\langle P^2 \rangle}{4\rho_0 c} \quad (III.21)$$

Nous plaçons 2 microphones dans la chambre réverbérante. Pour chaque mesure, nous effectuons une moyenne de $\langle p^2 \rangle$ et nous exprimons I_{inc} donnée par Sabine. D'autres techniques ont été testées mais n'ont fourni que des résultats décevants, je vous renvoie à la présentation et discussion de ces méthodes expérimentales au chapitre §II paragraphe §3.

4.1.2. Mesure de l'intensité transmise

4.1.2.1. Présentation

Pour l'incidence transmise, nous utilisons une sonde intensimétrique : BK type 2682 (voir photo jointe). Les 2 microphones sont appairés en phase. Une correction de phase est néanmoins nécessaire pour corriger le déphasage provoqué par les éléments autres que la sonde (câbles, alimentations, filtres, etc...). Elle se fait à l'aide d'une cavité de calibration. La mesure de pression des deux micros est faite simultanément. Une distance précise sépare les micros Δl (choisie ici à 12 mm), cette distance impose un domaine fréquentiel.

Le premier micro de la sonde est placé à 0.05 m de la plaque. La règle (bien qu'il ne puisse y avoir réellement de règles définies) veut que la distance entre l'objet et la sonde intensimétrique soit au moins 2 fois plus importantes que la distance qui sépare les 2 micros de la sonde (voir chapitre 10 du recueil de Lesueur [LES88] présenté par Pascal). Cette précaution est prise afin d'éviter de trop grande variation du gradient de pression mesuré. Des études de répétitivité ont été menées pour différentes distances plaque sonde.

Nous rappelons ici très succinctement les techniques de mesure d'intensité. Nous ne nous développerons pas le sujet ici et nous vous renvoyons pour plus de détail à l'ouvrage de base proposé par F. Fahy : Sound Intensity [FAH89]. Des compléments sur la mesure de l'intensité sont aussi donnés dans les articles et ouvrages de Pavic [PAV77], Pascal [PAS81] et Lesueur [LES88].

4.1.2.2. Expression de la pression et de la vitesse

La pression est estimée au point milieu de la sonde : $p(t) = \frac{p_A(t) + p_B(t)}{2}$.

Exprimons cette pression dans l'espace des fréquences, par définition :

$$\tilde{p}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{p_A(t) + p_B(t)}{2} e^{-2j\pi ft} dt = \frac{\tilde{p}_A(f) + \tilde{p}_B(f)}{2}, \quad (\text{III.22})$$

où $\tilde{p}_A(f)$ et $\tilde{p}_B(f)$ sont calculées par l'analyseur.

La vitesse particulière est donnée par la relation d'Euler : $\vec{\text{grad}} p = -\rho_0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial t}$

Nous exprimons le gradient de pression suivant l'axe z de la sonde :

$$(\text{grad } p(t))_z = \frac{p_B(t) - p_A(t)}{\Delta l}, \text{ avec } \Delta l \text{ la distance séparant les 2 micros A et B.}$$

Exprimons à présent l'équation d'Euler simplifiée dans l'espace des fréquences :

$\frac{\partial \tilde{p}}{\partial z} = -\rho_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial v_z(t)}{\partial t} e^{-2j\pi ft} dt$, par intégration par partie nous trouvons :

$\frac{\partial \tilde{p}}{\partial z} = -\rho_0 \left[v_z(t) e^{-2j\pi ft} \right]_{-\infty}^{+\infty} - j2\pi f \rho_0 \int_{-\infty}^{+\infty} v_z(t) e^{-2j\pi ft} dt$, en supposant que les termes intégrés s'annulent à l'infini, nous trouvons l'équation d'Euler dans l'espace des fréquences :

$$\tilde{V}_z(f) = \frac{j}{\rho_0 2\pi f} \frac{\partial \tilde{p}(f)}{\partial z} \approx \frac{j}{\rho_0 2\pi f} \frac{\tilde{p}_B - \tilde{p}_A}{\Delta l}. \quad (\text{III.23})$$

4.1.2.3. Expression de l'intensité transmise

L'expression de l'intensité acoustique moyenne suivant l'axe z est donnée par :

$$I_z(x, y, z) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T p(x, y, z, t) \cdot v_z(x, y, z, t) dt, \quad (\text{III.24a})$$

où T est la période d'acquisition du signal.

En utilisant le théorème de Parseval, la parité des expressions dans l'espace des fréquences (la partie réelle est paire, partie imaginaire est impaire, l'intégrale sur $-\infty$ à $+\infty$ s'annule donc), l'expression de l'intensité devient :

$$I_z(x, y, z) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^{\infty} \Re \left\{ \tilde{p}(x, y, z, f) \cdot \tilde{v}_z^*(x, y, z, f) \right\} df. \quad (\text{III.24b})$$

La densité d'intensité acoustique active suivant l'axe z au point de mesure est donnée par :

$$\tilde{I}_z(f) = \Re \left\{ \frac{\tilde{p}(f) \cdot \tilde{v}_z^*(f)}{T} \right\}. \quad (\text{III.25a})$$

Nous remplaçons à présent les expressions de P(f) et V_z(f) (III.22) (III.23) trouvées précédemment. L'intensité active est donnée par :

$$I_z(f) = \frac{1}{\rho_0 2\pi f \Delta l} \text{Im} \left\{ \frac{G_{AB}(f)}{T} \right\}, \quad (\text{III.25b})$$

avec G_{AB} l'interspectre des pressions mesurées aux micros A et B. Par mesure de simplicité, nous exprimerons I_z en unité de temps (T ≡ 1s).

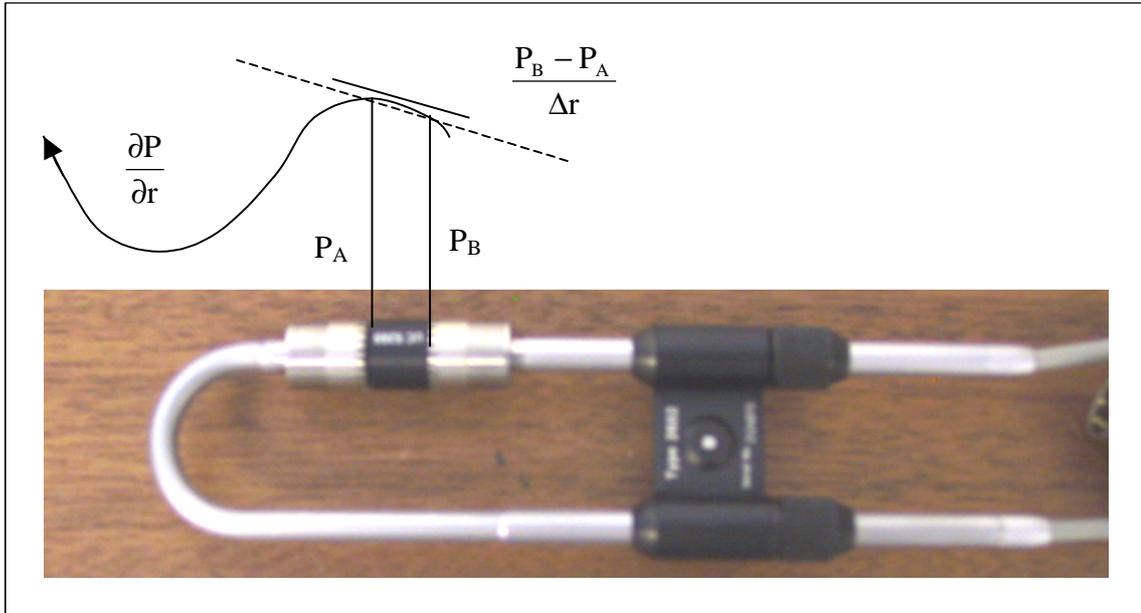


Figure 27. Schéma et photo représentant la sonde intensimétrique BK et la mesure du gradient de pression.

4.1.3. Mesure de l'intensité réfléchie

La mesure de l'intensité réfléchie est particulièrement délicate. Elle nécessite d'être réalisée à proximité du système du côté excitation, donc en chambre réverbérante. La mesure d'une telle intensité, même proche d'un système absorbant, engendre de trop grandes incertitudes pour une étude en bande fine (voir chapitre II-3.2). **L'expérience a cependant donné des résultats exploitables corrects lorsque que les résultats en bandes fines étaient moyennés sur des bandes fréquentielles de largeur supérieure à 100 Hz.**

Cette méthode est décrite dans le chapitre II, nous la rappelons rapidement ici. Nous effectuons une mesure d'intensité normale à la MPP très proche du système I_{mes} . Simultanément nous mesurons la pression au centre de la salle, afin de déduire l'intensité incidente donnée par la formule de Sabine (III.21) :

$$I_{inc} = \frac{\langle P^2 \rangle}{4\rho_0 c}$$

L'intensité réfléchie I_{ref} est trouvée avec la relation suivante :

$$I_{mes} = I_{inc} + I_{ref} \quad (III.27)$$

La mesure se fait sur une vingtaine de points centrés et pris au hasard sur le système. Une intensité réfléchie moyenne est ensuite exprimée.

4.1.4. Présentation des plaques composant le système MPP

Deux systèmes sont testés en transparence :

- Système de référence : Plaque dural d'épaisseur 1.5 mm.
- Système MPP : MPP (fabriquée par Sontech) couplée à la plaque dural précédente avec une cavité d'une profondeur de 30 cm. Cette cavité est formée par la profondeur de la fenêtre de transmission. En effet la MPP est placée d'un côté de la fenêtre et la plaque dural de l'autre côté de la fenêtre (Voir figure)

La plaque MPP est vissée sur la fenêtre à l'entrée de la niche du côté salle d'émission, et la plaque dural est pincée aux limites par des barres, à la sortie de la niche du côté du local de réception. Les conditions limites de la plaque dural sont estimées entre l'appui et l'encastrement. Mais elles restent plus proches de l'encastrement que de l'appui (voir paragraphe qui suit § 4.1.5.).

Déterminons la fréquence critique de la plaque dural. La fréquence critique d'une plaque infinie correspond à la fréquence pour laquelle la vitesse des ondes de flexion de la plaque est égale à la vitesse acoustique. Elle est donnée pour une plaque infinie par :

$$f_c = \frac{c^2}{2\pi t_{pl}} \sqrt{\frac{12\rho_{pl}(1-\nu_{pl}^2)}{E_{pl}}}. \quad (\text{III.28})$$

Pour notre plaque dural, $f_c = 7882$ Hz.

Pour $f < f_c$, nous pouvons proposer une approximation suivant *la loi de masse*. C'est à dire que seule l'inertie du système est prise en compte. L'affaiblissement augmente donc de 6 dB par octave avec la fréquence.

L'affaiblissement, suivant la loi de masse en champ diffus, est donné par :

$$TL_{\text{loi de masse}}^{\text{diffus}} = TL_0 - 10 \log_{10}(0.23TL_0), \quad (\text{III.29a})$$

où TL_0 est l'affaiblissement en loi de masse sous incidence normale donné par :

$$TL_0 = 20 \log_{10} \left(\frac{\omega M_s}{2\rho_0 c} \right). \quad (\text{III.29b})$$

Pour un champ diffus l'affaiblissement en loi de masse est le même que pour une incidence normale moins 10 dB.

La loi de masse ne peut être considérée qu'au-dessus des premiers modes de plaque et en dessous de la fréquence critique.

Nous rappelons que **l'objectif de cette partie expérimentale est de faire une comparaison théorie/ expérience pour des systèmes MPP infinis.**

Nous disposons d'une structure assez grande et nous nous trouvons en loi de masse (étude jusqu'à 5000 Hz $< f_c$). Nous estimons que, si nous prenons nos mesures d'intensité au centre de la plaque flexible, nous sommes suffisamment

loin des parois (conditions limites) pour que ces dernières n'interagissent pas de façon significative avec le phénomène de transparence du système. **En effet la région centrale de la plaque correspond, à partir d'une certaine fréquence (au dessus des premiers modes de vibrations), à la zone dont le comportement en transparence se rapproche le plus de celui d'une plaque infinie.** Nous proposons alors de comparer les mesures expérimentales faites à partir d'un système de plaques finies avec les résultats prédits pour des plaques infinies. Cette comparaison n'est correcte que pour des fréquences bien supérieures aux fréquences correspondant aux premiers modes de vibrations de la plaque.

Une étude vibratoire de la plaque dural seule est fournie au paragraphe suivant. Elle permet de localiser les premiers modes vibratoires de notre système plaque simple.

Nous retrouvons des résultats cohérents et une stabilité statistique de la moyenne de l'intensité transmise à partir de 10 mesures (200 moyennes temporelles par mesures) prises sur 10 points et choisis de façon aléatoire sur une région centrée de la plaque. Le nombre de points de mesure nécessaire dépend de la nature et des dimensions de la plaque flexible.

Pour augmenter la statistique nous avons choisi de prendre 25 points.

Chaque mesure se fait simultanément sur les 4 voies d'acquisition. Nous choisissons de faire 200 moyennes temporelles par point. Puis les moyennes totales des intensités incidentes et transmises sur les 25 points sont faites indépendamment. Le coefficient de transmission moyen est ensuite trouvé en divisant la puissance transmise moyenne (représentée pour une plaque infinie par l'intensité transmise moyenne totale) par la puissance incidente moyenne (représentée pour une plaque infinie par l'intensité incidente moyenne totale) :

$$\tau_{\text{moy}} = \frac{\langle \Pi_{\text{trans}} \rangle}{\langle \Pi_{\text{inc}} \rangle} = \frac{\langle I_{\text{trans}} S_{\text{region}} \rangle}{\langle I_{\text{inc}} S_{\text{region}} \rangle} = \frac{\langle I_{\text{trans}} \rangle}{\langle I_{\text{inc}} \rangle}, \quad (\text{III.30})$$

avec Π les puissances et S_{region} la surface de la région centrée.

4.1.5. Influence des conditions limites de la plaque dural

Les conditions limites expérimentales de la plaque dural ne sont pas précisément connues, elles se situent entre l'encastrement et l'appui. Nous proposons d'étudier les modes propres théoriques de la plaque en appui et en encastrement. Nous les comparons à nos mesures de vitesses par vibromètre laser. Nous reprenons les résultats théoriques de l'étude faite au laboratoire LVA [PUP02].

Les fréquences propres d'une plaque simplement appuyée (ou encadrée) sont données par la formule de R. D. Blevins :

$$f_{mn} = \frac{\lambda_{mn}^2}{2\pi L_{pl}^2} \sqrt{\frac{E_{pl} t_{pl}^3}{12M_s (1-\nu_{pl}^2)}} \quad (III.31)$$

où pour le cas A-A-A-A, les λ_{mn}^2 sont donnés par : $\lambda_{mn}^2 = \pi^2 \left[m^2 + n^2 \left(\frac{L_{pl}}{l_{pl}} \right)^2 \right]$,

avec $t_{pl} = 1.5$ mm, $l_{pl} = 0.98$ m, $L_{pl} = 1.52$ m : épaisseur, largeur, longueur de la plaque, $\rho_{pl} = 2800$ kg/ m³, $M_s = 4.2$ kg/ m² la masse volumique et surfacique de la plaque, $E_{pl} = 7,25.10^{10}$ N/m², $\nu_{pl} = 0.33$: le module d'Young et de Poisson du matériau.

L'approche analytique a été faite sous IDEAS avec les conditions limites d'encastrement.

Les résultats expérimentaux sur les fonctions de transferts vitesse sur force sont mesurés à l'aide d'un vibromètre laser et d'un marteau de choc muni d'un capteur de force.

Les résultats sont présentés dans le tableau suivant :

Modes	A-A-A-A	Méthode Blevins	E-E-E-E	Méthode Blevins	Calcul IDEAS	Expérimentaux
	λ_{mn}^2	f_{mn} (Hz)	λ_{mn}^2	f_{mn} (Hz)	(Hz)	(Hz)
Mode 11	33	5.31	61	9.81	10.3	9.5
Mode 12	62	9.97	94	15.11	15.5	19.25
Mode 21	99	15.92	149	23.96	24.5	21
Mode 13	11	17.85	150	24.12	25.4	21
Mode 22	129	20.74	180	28.94	30.3	
Mode 14			227	36.50	36.8	35.5
Mode 23	178	28.62			38.7	38.5
Mode 31					48.4	49.25
Mode 24					50.5	51
Mode 15					52.5	

Tableau 2. Ce tableau résume les premiers modes propres de vibrations mesurés et simulés de la plaque dural.

Observations : les conditions limites réelles sont beaucoup plus proches de l'encastrement que de l'appui. Nous considérons que nos conditions limites sont l'encastrement sur les 4 frontières de la plaque.

Les premiers modes de plaques sont très bas, ils correspondent à des fréquences inférieures à 50 Hz. Or, ce sont ces modes qui sont les plus susceptibles d'influencer la transparence de la plaque finie. Pour des fréquences plus élevées,

les résonances vibratoires sont moins marquées et la densité modale de la plaque est telle que cette dernière se comporte en transparence comme une plaque infinie. En d'autres termes, plus la fréquence est grande, plus la longueur d'onde est petite devant les dimensions de la plaque. A partir d'une certaine fréquence, la plaque est vue comme infinie.

Conclusion : Dans notre domaine d'étude : 150 à 5000 Hz, les conditions limites ne doivent pas influencer de façon significative la transparence. Loin des parois nous considérons la plaque comme infinie.

4.2. Analyse des résultats et comparaison avec le modèle

4.2.1. Analyse de l'affaiblissement

L'affaiblissement acoustique simulé et mesuré d'une MPP couplée à une plaque dural avec une cavité d'air de 30 cm et l'affaiblissement d'une plaque dural seule sont présentés.

Il est important de noter, comme le souligne Bruneau [BRU94] dans son manuel d'acoustique fondamentale, qu'il faut adapter l'intégration du modèle de transparence en champ diffus au cas expérimental. Dans le cas pratique, les ondes rasantes à la structure n'ont pas de sens. Elles sont responsables dans les modèles d'une importante transmission et provoquent ainsi une minoration de l'affaiblissement par rapport aux cas expérimentaux. Il est nécessaire de définir un angle d'incidence maximal θ_{\max} . Cet angle est défini empiriquement. Sa valeur standard est 78° .

Ainsi, pour le champ diffus, les coefficients principaux dépendant de l'angle d'incidence θ (transmission, réflexion, absorption) doivent être intégrés entre 0 et θ_{\max} .

De plus, pour la réalisation possible du système MPP + cavité + plaque dural, il est nécessaire de placer la plaque dural dans une « niche » de profondeur 30 cm, limitant ainsi les angles d'incidence maximale (voir schéma explicatif). **Le θ_{\max} est estimé empiriquement.** Ici, $\theta_{\max}=72^\circ$.

Ces corrections sont prises en compte dans les prédictions.

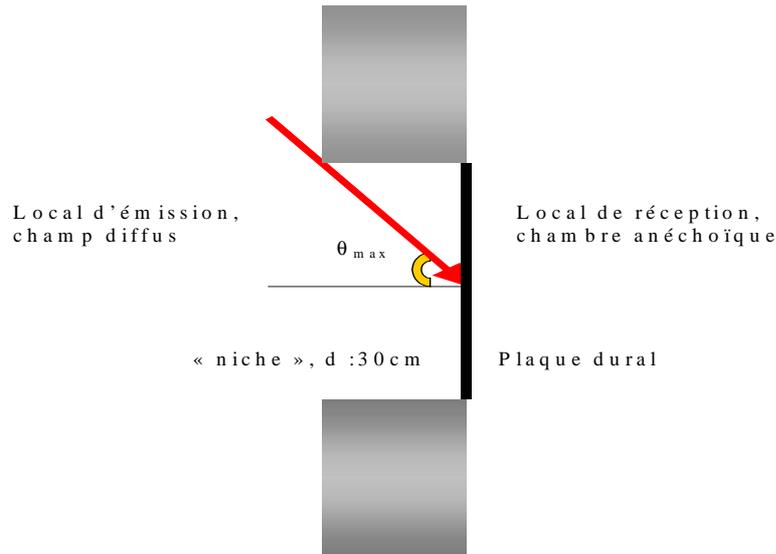


Figure 28. Schéma représentant la « niche » expérimentale de la plaque flexible.

Les résultats sont présentés sur les courbes suivantes, les courbes avec des croix et étoiles représentent l'expérimental, les courbes avec des points et ronds représentent le modèle :

Les deux premières figures représentent la comparaison de l'affaiblissement des deux systèmes a) résultats expérimentaux, b) résultats de la simulation.

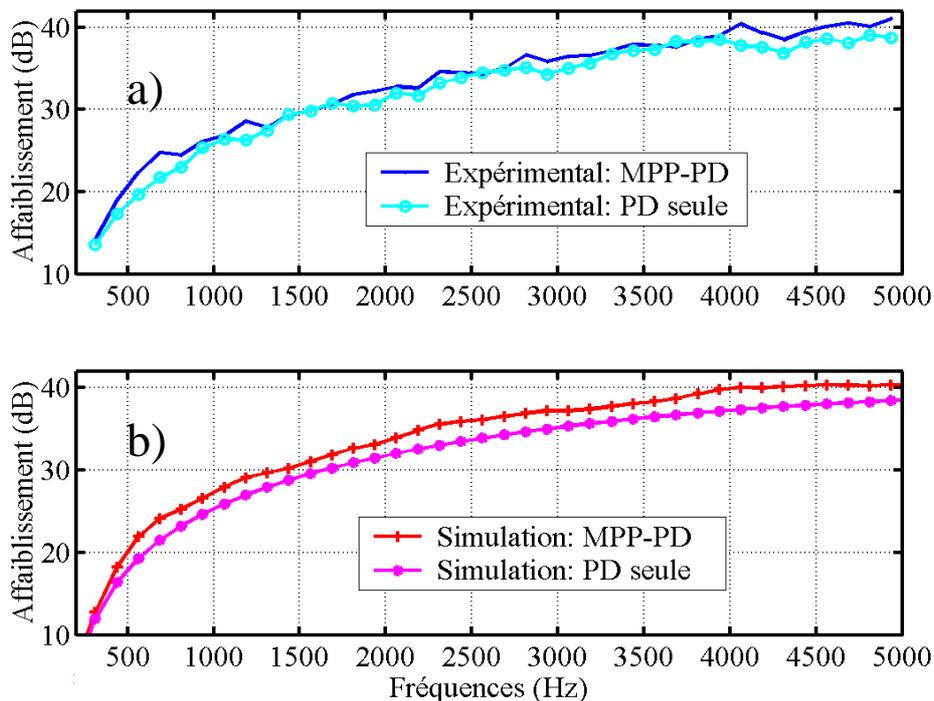


Figure 29. a) & b). Affaiblissement a) mesuré (points et ronds) et b) simulé (croix et étoiles) du système MPP couplé à une cavité d'air ($d : 0.3 \text{ m}$) et à une plaque en dural ($t_2 : 1.5 \text{ mm}$) (points,

croix). Ce système est comparé au système simple plaque en dural (ronds et étoiles). Les résultats sont représentés sous forme d'une moyenne sur des bandes de largeur 250 Hz

Les deux courbes suivantes représentent les 4 cas réunis, afin d'avoir « une vue d'ensemble » : pour c) intégration par bande régulière de fréquence 250 Hz et pour d) intégration par tiers d'octave.

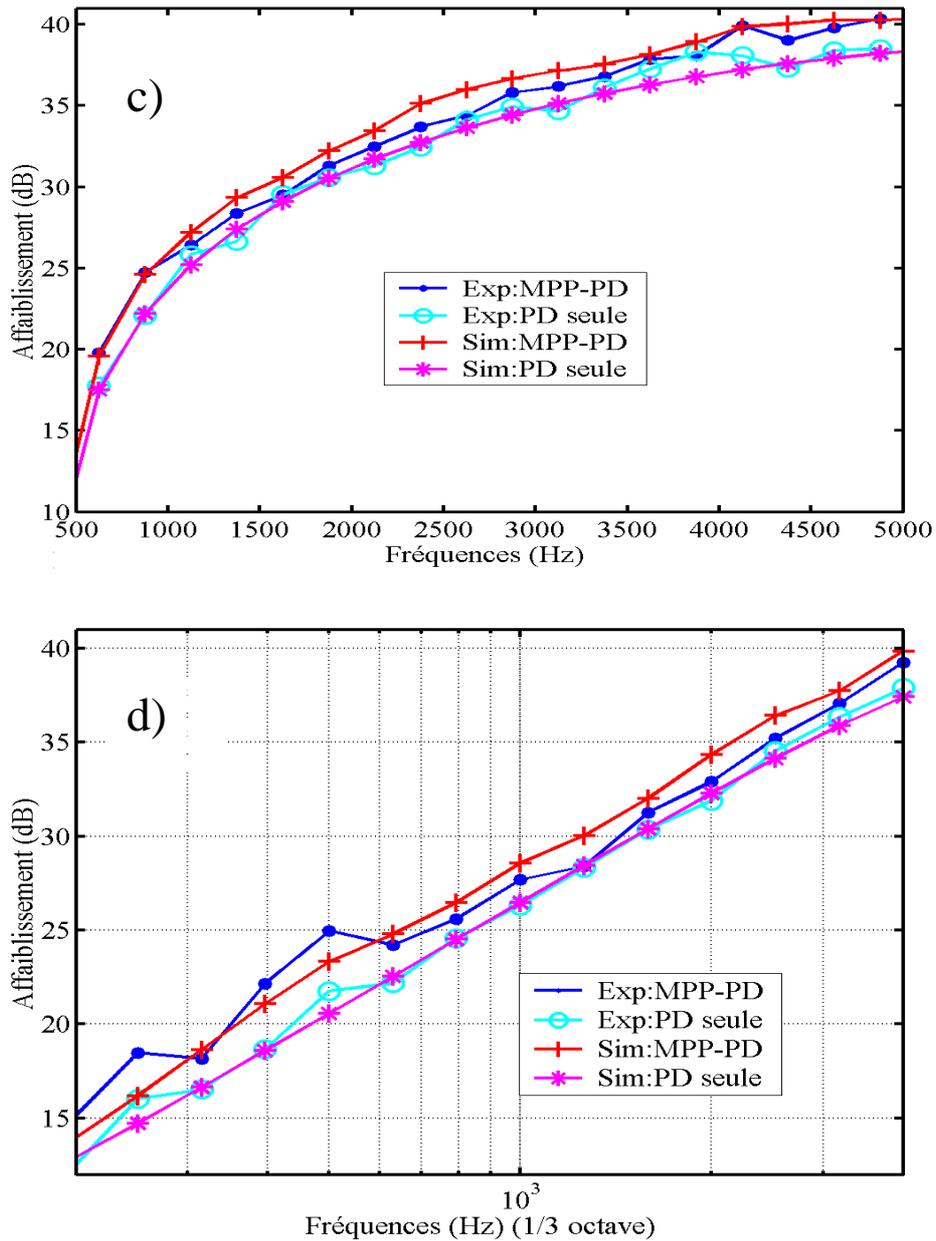


Figure 30. c) & d) Affaiblissement mesuré (points et ronds) et simulé (croix et étoiles) du système MPP couplé à une cavité d'air ($d : 0.3 \text{ m}$) et à une plaque en dural ($t_2 : 1.5 \text{ mm}$) (points, +). Ce système est comparé au système simple plaque en dural (ronds et étoiles). a) représente une

moyenne sur des bandes de largeur 250 Hz, b) représentation en 1/3 d'octave (échelle log en fréquence).

Observations : nous retrouvons les mêmes allures des affaiblissements suivant les fréquences pour les cas expérimentaux comme pour les cas prédictifs. Cette évolution est typique de la loi de masse avec une augmentation + 6 dB/ octave. La loi de masse n'est pas tracée sur les figures car elle ne prend pas en compte l'angle limite d'incidence. Elle minore alors l'affaiblissement réel.

Nous constatons **une bonne comparaison théorie (ronds) / expérience (étoiles)**, pour la plaque dural seule, excepté pour les fréquences comprises entre 3500 et 4500 Hz, l'expérimental majorant la prédiction.

La différence entre les deux systèmes (système MPP et système Plaque dural seule) est la même dans la prédiction et dans l'expérience pour des fréquences inférieures à 900 Hz et pour des fréquences supérieures à 4200 Hz. Pour les fréquences intermédiaires, la prédiction majore quelque peu (au maximum 1.5 dB) la différence expérimentale.

Cette majoration peut s'expliquer par les incertitudes de mesure. En effet, la mesure de la phase des deux micros de la sonde intensimétrique est particulièrement délicate et induit une incertitude non négligeable sur la mesure de l'intensité transmise.

De plus, le modèle prédictif ne reproduit pas exactement le dispositif expérimental. En effet, le système expérimental est de dimension finie. Il comporte une niche pour la plaque dural et le champ diffus théorique n'est pas exactement obtenu.

Il faut rappeler que la MPP est placée à l'avant de la niche tandis que la plaque dural est placée à l'arrière. La contribution des ondes selon leur incidence dans la transmission n'est sans doute pas tout à fait la même pour le cas de la plaque dural seule que pour le cas du système MPP-plaque dural. En effet, si nous choisissons pour la prédiction du système MPP-plaque dural un θ_{\max} plus proche de sa valeur standard ($\theta_{\max 2} = 76^\circ$) et que nous conservons $\theta_{\max 1} = 72^\circ$ pour la prédiction de la plaque dural seule, nous améliorons nettement la comparaison théorie/ expérience. Nous réduisons ainsi l'écart des différences d'affaiblissement des deux systèmes trouvé entre le modèle et les résultats expérimentaux. Augmenter le θ_{\max} revient à augmenter la contribution des ondes rasantes du champ d'excitation, dans le phénomène de transparence acoustique :

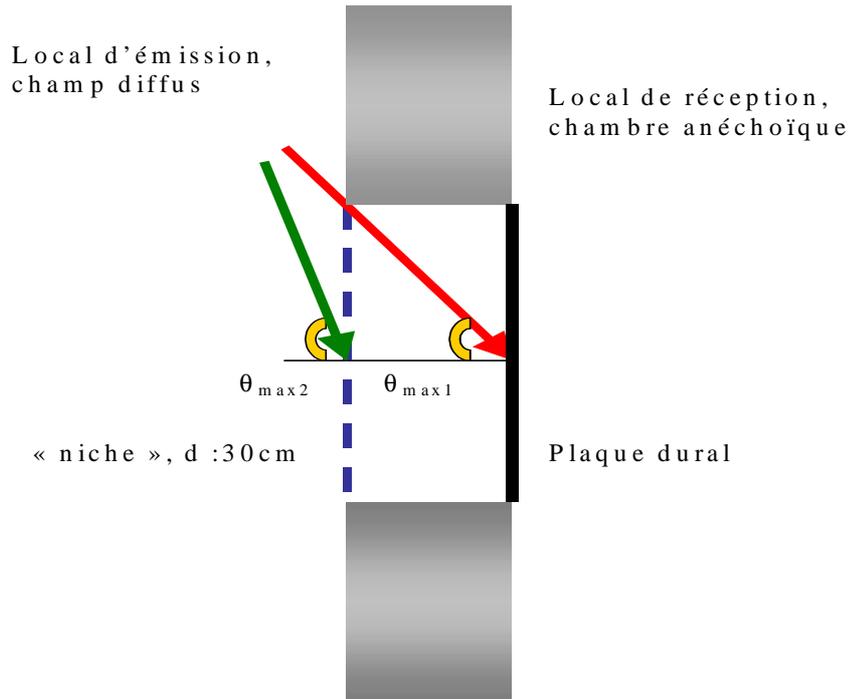
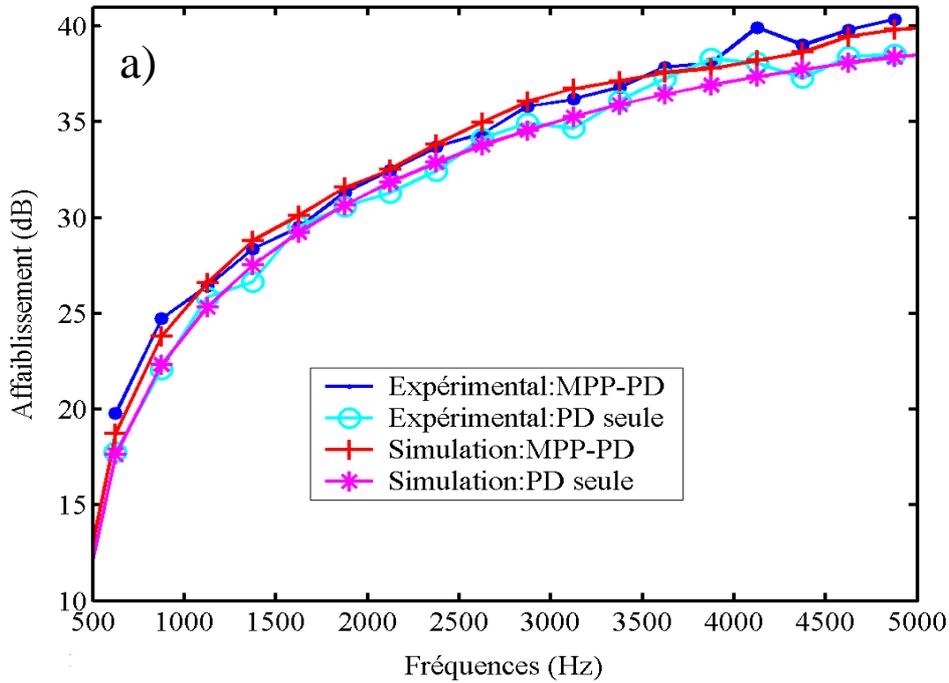


Figure 31. Schéma représentant la « niche » expérimentale avec le système MPP couplée à une plaque rigide, les deux θ_{max} sont représentés.

Les résultats sont présentés sur les figures suivantes :



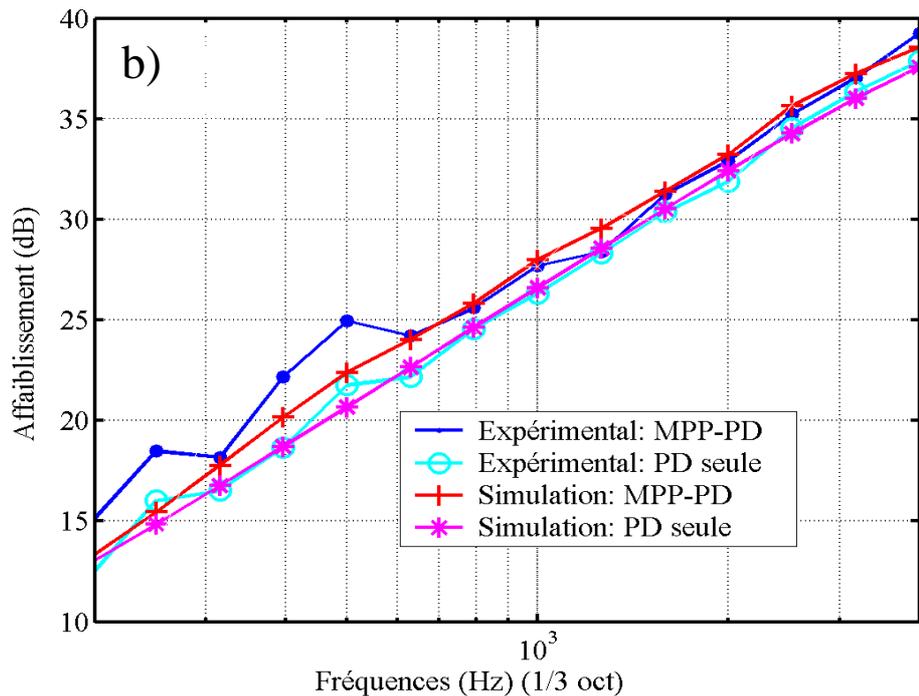


Figure 32. a) & b) Affaiblissement mesuré (points et ronds) et simulé (croix et étoiles) du système MPP couplé à une cavité d'air ($d : 0.3 \text{ m}$) et à une plaque en dural ($t_2 : 1.5 \text{ mm}$) (points, +). Ce système est comparé au système simple plaque en dural (ronds et étoiles). a) représente une moyenne sur des bandes de largeur 250 Hz, b) représentation en 1/3 d'octave (échelle log en fréquence).. $\theta_{\max} = 72^\circ$ pour la plaque dural seule et $\theta_{\max} = 76^\circ$ pour le système MPP-plaque dural.

En dessous de 130 Hz, le système n'est pas assez fiable pour être présenté.

En définitive nous pouvons, si nous choisissons un angle limite correct représentant l'absence des ondes rasantes pour le cas expérimental, avoir une comparaison théorie/ expérience relativement bonne. La différence d'affaiblissement entre les deux systèmes étudiés est la même pour les cas expérimentaux et prédictifs, excepté pour les moyennes fréquences comprises entre 1000 et 4000 Hz, où le modèle majeure quelque peu l'effet de la MPP.

Remarque 1: Le phénomène de respiration se retrouve pour le système MPP- Plaque dural mais beaucoup moins marqué que dans le cas prédictif. Ces résultats (non présentés ici) ont été trouvés avec un espacement des micros de la sonde intensimétrique différent. La zone d'isolement correspondant au phénomène de respiration d'un système double plaque équivalente en champ diffus se situe entre 90 et 230 Hz. Dans cette zone fréquentielle, en théorie, le système double plaque a un affaiblissement inférieur à la simple plaque de 4 à 5 dB. Cette différence d'affaiblissement se retrouve sur les résultats expérimentaux mais elle est plus faible, elle correspond à une différence de 1 à 2 dB. Cette observation confirme celle faite précédemment à partir de l'analyse théorique

MPP- Plaque épaisse: remplacer une des plaques d'un système double paroi par une MPP, malgré une perte d'affaiblissement, permet de réduire le phénomène de respiration.

Remarque 2: nous constatons autant d'un point de vue expérimental qu'avec l'aide des modèles, que la différence d'affaiblissement entre les deux systèmes (Plaque dural seule et système MPP) n'évolue que très peu avec les fréquences.

4.2.2. Analyse du coefficient d'absorption global

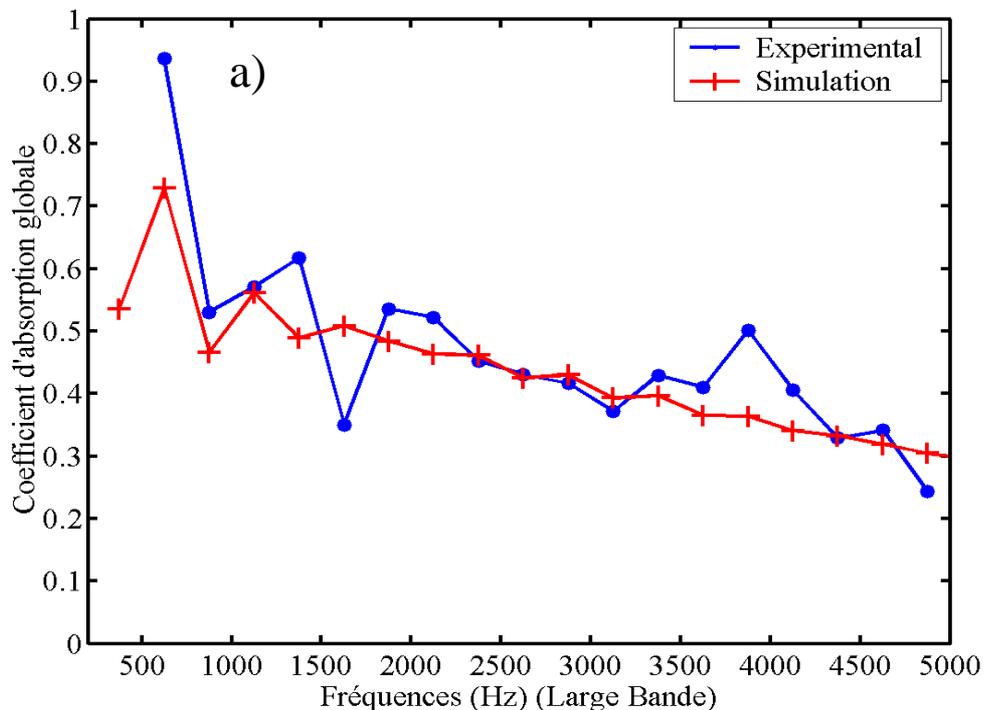
Nous rappelons ici qu'il est nécessaire de moyenner les intensités réfléchies par bande de fréquences de largeur supérieure à 100 Hz, pour minimiser l'effet des incertitudes importantes de mesure.

Nous savons que $1 = r + \alpha_{\text{global}}$ où $\alpha_{\text{global}} = \alpha_{\text{MPP}} + \alpha_{\text{pl2}} + \tau$. Avec $\alpha_{\text{pl2}} \ll 1$, $\alpha_{\text{MPP}} + \alpha_{\text{pl2}}$ représentant la dissipation à travers les plaques, ainsi :

$$\alpha_{\text{global}} = 1 - \frac{I_{\text{ref}}}{I_{\text{inc}}} \tag{III.30}$$

Nous rappelons que I_{inc} est donnée par une mesure de pression dans la salle réverbérante et avec la formule de Sabine (III.21). I_{ref} est trouvée à partir de mesures d'intensité faites devant le système I_{mes} du coté excitation et de la relation (III.27) : $I_{\text{mes}} = I_{\text{inc}} + I_{\text{ref}}$.

Les résultats suivants sont obtenus pour des moyennes fréquentielles différentes :



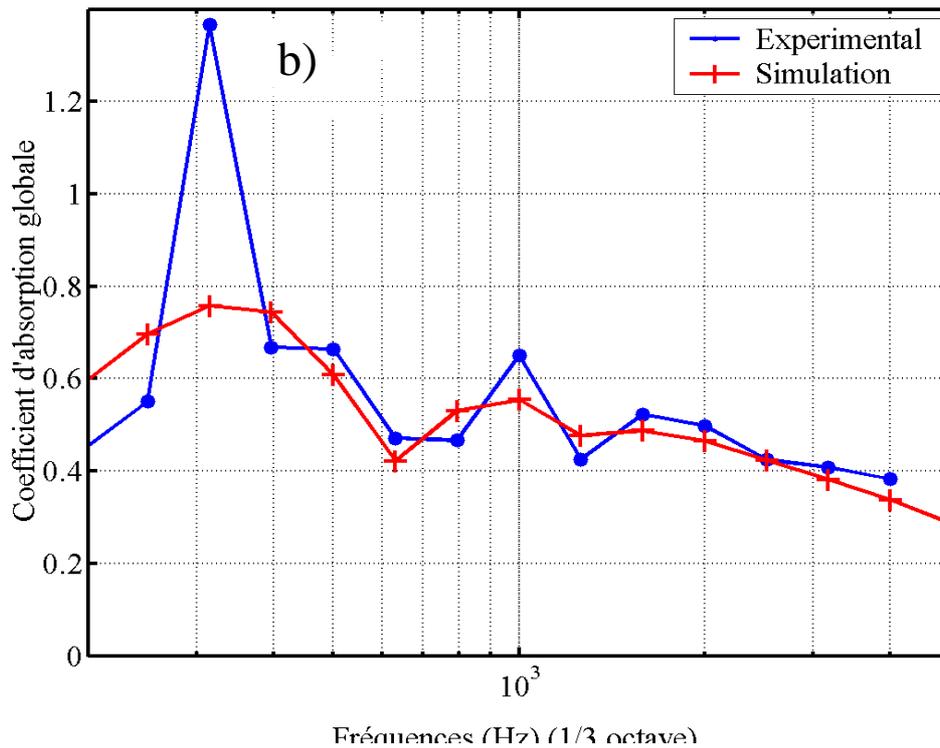


Figure 33.a) & b) Coefficient d'absorption globale mesuré et simulé du système MPP couplée à une cavité d'air ($d : 0.3 \text{ m}$) et à une plaque en dural ($t_2 : 1.5 \text{ mm}$). a) représente une moyenne sur des bandes de largeur 250 Hz, b) représentation en 1/3 d'octave (échelle log en fréquence).

Observations : malgré les grandes incertitudes dues à la mesure d'intensité en local réverbérant, **la moyenne par bande large de fréquences permet d'obtenir des résultats tout à fait corrects.** Une moyenne sur des bandes de largeur 250 Hz et une moyenne par 1/3 d'octave sont présentées.

Les comparaisons modèle/ expérience sont bonnes à partir de 400 Hz.

Sur la figure 17 b), présentation par tiers d'octave, nous retrouvons sur la courbe expérimentale les maximums et minimums de l'absorption modélisée en champ diffus. Au-dessus de 400 Hz, la différence entre le modèle et l'expérience pour cette présentation n'excède pas 5 %. A partir de 400 Hz, l'intégration de l'absorption se fait sur des bandes de largeur supérieure à 90 Hz.

Sur la figure 17 a), présentation de l'absorption par moyenne sur des bandes de fréquences de largeur constante 250 Hz, la comparaison est un peu moins bonne, mais nous retrouvons bien la même décroissance avec les fréquences.

En dessous de 400 Hz, nous constatons une grande différence d'absorption, cela étant du en partie :

- à la limite de la méthode et au dispositif expérimental : en effet, il y a une absorption supérieure à 1 pour le tiers d'octave centré en 315 Hz. Les incertitudes deviennent d'autant plus prédominantes que nous sommes en

BF. Le dispositif expérimental (comme l'espacement des micros) ne permet pas des mesures en dessous de 150 Hz.

- Nous avons déjà constaté au chapitre § II pour les cas MPP couplées à des murs rigides, que le modèle avait tendance à minorer l'absorption du système en BF.

4.2.3. Analyse de l'absorption propre (dissipation) du système

Les coefficients de transmission τ et d'absorption globale α_{global} étant à présent exprimés, il est aisé de trouver l'absorption propre du système MPP α_{MPP} . Cette absorption est présentée en moyenne fréquentielle en bande large (supérieure à 100 Hz) ou en 1/3 d'octave : $\alpha_{\text{MPP}} + \alpha_{\text{pl2}} = \alpha_{\text{global}} - \tau$. Avec $\alpha_{\text{pl2}} \ll 1$.

Nous constatons que tant que nous restons en acoustique linéaire, l'absorption de système MPP ne varie pas avec le niveau d'excitation (de même pour la transparence et la réflexion). Nous utilisons des mesures non simultanées. Les mesures d'absorption et de transparence sont faites séparément par manque de matériel expérimental.

Le coefficient de transmission étant très faible sauf en BF et les résultats étant limités à 150 Hz, **le coefficient d'absorption propre du système est pratiquement le même que le coefficient d'absorption globale : $\alpha_{\text{MPP}} \approx \alpha_{\text{global}}$** . Pour cette raison, nous vous reportons à la figure (III-17 a) & b)) du paragraphe précédent représentant l'absorption globale du système et donc l'absorption propre au système MPP.

Nous remarquons que les propriétés d'absorption d'un système MPP sont pratiquement les mêmes que la MPP soit couplée à un mur rigide ou à une plaque mince.

Le coefficient de transmission d'un système MPP est très faible par rapport aux autres coefficients (absorption et réflexion), même pour des plaques très minces. **La nature de la plaque non perforée joue donc un rôle secondaire, sauf en BF et sur ses résonances marquées, dans le phénomène de l'absorption de système MPP.**

Nous rappelons que les systèmes simple et double plaques n'ont pas (ou quasiment pas excepté sur certains modes propres) d'absorption propre, la réflexion est alors très importante. **Nous avons pu voir à partir de résultats expérimentaux qu'ajouter une MPP sur une plaque simple permet pour une excitation en champ diffus d'améliorer quelque peu l'affaiblissement mais surtout de diminuer très fortement la réflexion par dissipation, en particulier en basses et moyennes fréquences.**

5. Applications à la transparence des systèmes plus complexes

5.1. Présentation

Les systèmes MPP basiques ont été étudiés en absorption et transparence. Dans la majeure partie des cas, nous avons pu constater qu'avec ces systèmes basiques nous pouvions obtenir, par l'optimisation des paramètres, de très bonnes absorptions et un bon affaiblissement. Cependant, nous avons relevé **quelques bémols** quant à leur utilisation :

- En incidence oblique, il reste des **zones d'ombre en absorption et en transparence** dues aux effets de cavité.
- Pour les hautes fréquences, il y a **un effet d'écran provoquant une forte réflexion** pour tous types d'incidence. Et pour l'incidence oblique des pics d'absorption propre (dissipation) très fins sont trouvés.
- Les paramètres d'optimisation ne correspondent pas forcément aux cahiers des charges imposés dans la pratique. Cela est du en partie à la difficulté de réalisation des structures MPP (exemple : diamètres des perforations trop petits, taux de perforation trop important, profondeur de cavité trop grande, etc...).

Pour pallier ces différents désagréments et améliorer l'acoustique des structures MPP, nous présentons dans ce chapitre des systèmes MPP plus complexes avec leur modèle prédictif associé en absorption et transparence.

Beaucoup d'entre eux ont déjà été traités dans la littérature mais uniquement en absorption. Nous les citons et nous présentons nos approches en transparence. Des vérifications expérimentales sont effectuées.

Dans une première partie, **les systèmes multi MPP** sont présentés.

Dans une seconde partie, **nous intégrons des matériaux poreux au système MPP** basique. Différentes approches de modélisation de la propagation acoustique dans les poreux sont présentées et comparées en annexe. Ces modèles sont intégrés à des systèmes MPP simple sous incidence normale.

Dans une troisième partie, nous généralisons **les systèmes multi MPP- Poreux-Plaques flexibles**, d'abord en absorption et sous incidence normale et ensuite sous incidence oblique et champ diffus.

Pour une optimisation correcte, **il est nécessaire d'effectuer des études paramétriques précises**. Nous proposons dans la dernière partie une série de

critères objectifs ainsi qu'un code de calcul permettant l'optimisation des ces systèmes MPP. Ce code peut s'appliquer à tous types de systèmes comprenant des MPP. Nous présentons, pour illustrer nos codes et leurs applications, une étude qui nous a été demandée par PSA (Automobile Peugeot Citroën).

D'autres systèmes complexes sont proposés dans la littérature pour améliorer l'absorption des systèmes MPP, mais ne sont pas traités ici. Nous en citons cependant quelques-uns intéressants :

- Yadong [YAD01] propose l'ajout de tubes flexibles entre une MPP et un mur rigide.
- Zhang [ZHA00] propose d'utiliser des plaques MPP de diamètres de trous différents afin d'élargir la bande d'absorption d'un système MPP couplée par une cavité à un mur rigide.
- Ricciardi [RIC01] a étudié la transmission acoustique de panneaux perforés couplés à des matériaux granuleux.

5.2. Système multi plaques microperforées

5.2.1. Approche par circuits électriques équivalents

En incidence normale, pour toutes les fréquences proches de $d = n \frac{\lambda}{2}$ (où d est la profondeur de cavité) la dissipation de la MPP et l'affaiblissement d'un système MPP basique deviennent faible. Pour ces fréquences, la vitesse sur la MPP étant particulièrement petite, il ne peut y avoir de friction et donc d'absorption possible.

Pour remédier ces « zones d'ombres » et pour améliorer l'absorption globale, Maa [MAA75] a proposé un système double MPP couplé à un mur rigide. Les deux MPP peuvent avoir des paramètres et des profondeurs de cavité différents. Ayant identifié le système simple MPP couplé à un mur rigide à un circuit électrique équivalent (voir chapitre II), Maa identifie le système double MPP couplé à un mur rigide à un circuit électrique. Ce circuit est composé de deux circuits électriques mis en parallèle représentant les deux MPP:

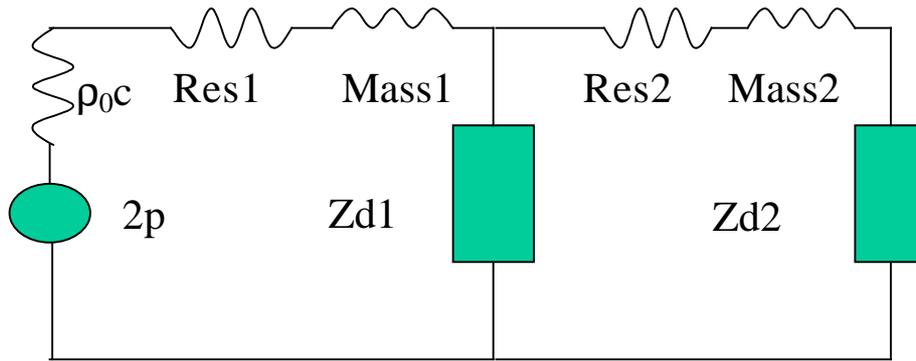


Figure 34. Schéma électrique équivalent au système double MPP couplé à un mur rigide, proposée par Maa

L'absorption globale est donnée pour les impédances de surface déduites du circuit équivalent.

Ces systèmes double MPP sont classiques et nous pouvons les retrouver dans différentes études (par exemple : [FUC95], [KANG98], [ZHA98], [RAN01], ...). Ce modèle peut se généraliser pour n MPP (chaque panneau ayant ses propres paramètres : diamètre, taux de perforations, épaisseur, profondeur de cavité...). Il suffit de mettre en série chaque impédance de MPP (comme pour le cas de 2 MPP). Cette approche est résumée dans l'étude de Lee [LEE01].

5.2.2. Approche analytique du système en transparence

L'approche par circuits électriques équivalents n'est pas adaptée ici pour traiter la transparence acoustique d'un système multi MPP couplées à une plaque flexible. Nous avons préféré pour cette étude, une approche analytique. Cette approche est basée sur les amplitudes de pressions. Nous généralisons les modèles de transparence précédents à des systèmes plus complets. Les hypothèses et conditions limites sont les mêmes que dans la première partie de ce chapitre. Nous présentons le cas le plus simple : double MPP-plaque flexible. Entre chaque élément se trouve une cavité d'air.

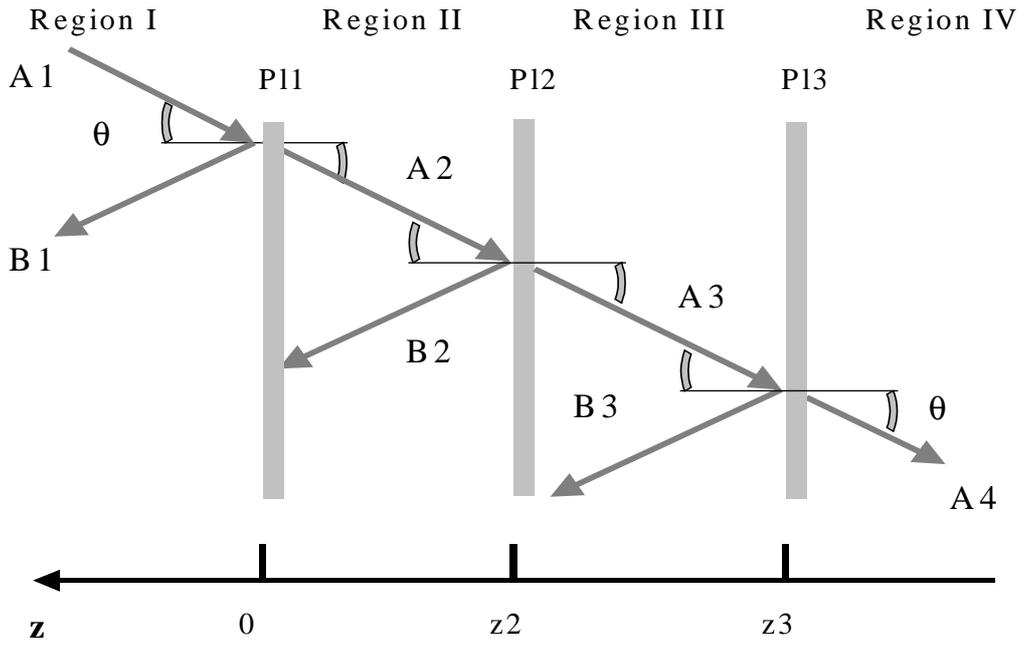


Figure 35. Schéma représentant le système double MPP-plaque flexible (ou 3 plaques d'impédance Z_{pli})

Chaque plaque mince est représentée par son impédance, elle peut être simple ou microperforée.

Le système suivant est trouvé à l'aide des conditions limites sur les plaques :

$$\begin{pmatrix} -1 & 1 & 1 & -1 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & -\beta_{pl1} & -1 & \beta_{pl1} & -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -e^{j2k \cos \theta z_2} & 1 & e^{j2k \cos \theta z_2} & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{j2k \cos \theta z_2} & 1 & (-\beta_{pl2} - 1)e^{j2k \cos \theta z_2} & \beta_{pl2} - 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -e^{j2k \cos \theta z_3} & 1 & e^{j2k \cos \theta z_3} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & e^{j2k \cos \theta z_3} & 1 & (-\beta_{pl3} - 1)e^{j2k \cos \theta z_3} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A1 \\ B1 \\ A2 \\ B2 \\ A3 \\ B3 \\ A4 \end{pmatrix} = 0, \quad (\text{III.31})$$

les variables β_{pli} correspondent aux plaques i :

$$\beta_{pli} = \frac{Z_{pli}(\theta, \omega) \cos \theta}{\rho_o c}$$

et Z_{pli} est l'impédance de la plaque i :

- $Z_{pli}(\theta, \omega) = \rho_o c Z_{mpp}$ si la plaque i est une MPP,

- $Z_{pli} = \frac{B_{pli} (k_s \sin \theta)^4 - \rho_{pli} t_i \omega^2}{j\omega} = \frac{\omega^2 \rho_{pli} t_i \left(\frac{c_{pli}^4 \sin^4 \theta}{c^4} - 1 \right)}{j\omega}$ si la plaque i est une plaque simple flexible, avec c_{pli} est la vitesse de

flexion: $c_{pli}^4 = \left(\frac{B_{pli}}{\rho_{pli} t_i} \right) \omega^2$ avec B_{pli} le module de rigidité à la

flexion: $B_{pli} = \frac{E_{pli} t_i^3}{12(1-\nu_{pli}^2)}$, ν_{pli} le coefficient de Poisson, E_{pli} le

module d'Young, k_s le nombre d'onde de surface et ρ_{pli} la densité de la plaque i , t_i l'épaisseur de la plaque i .

Le système se généralise pour n composantes :

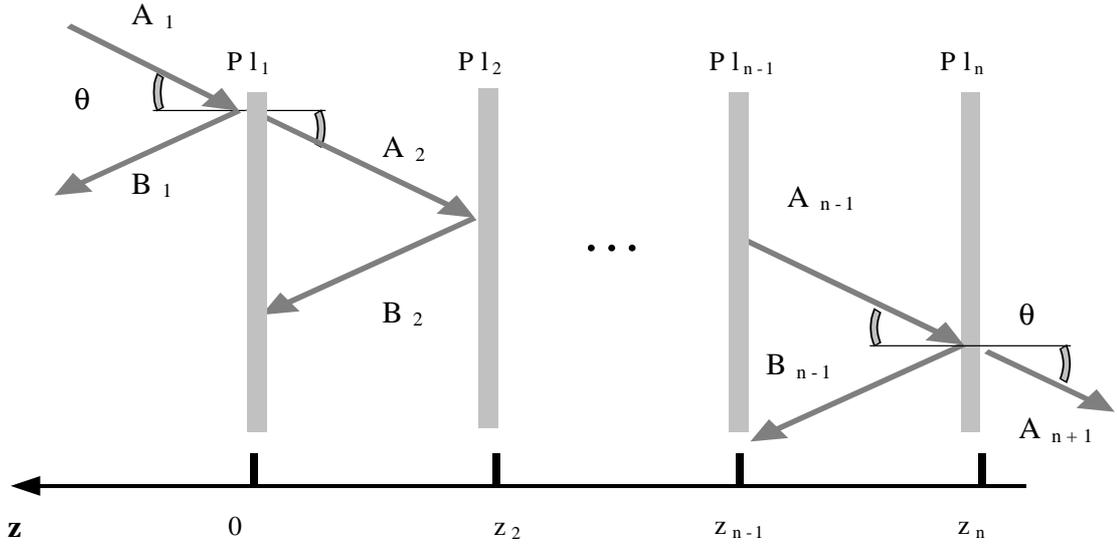


Figure 36. Schéma représentant le système multi MPP & plaques flexibles (soit n plaques d'impédance Z_{pli})

Ainsi la matrice de résolution est donnée par :

$$\begin{pmatrix} \dots & \dots \\ \dots & -e^{j2k \cos \theta z_i} & 1 & e^{j2k \cos \theta z_i} & -1 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ \dots & e^{j2k \cos \theta z_i} & 1 & (-\beta_{pli} - 1)e^{j2k \cos \theta z_i} & (\beta_{pli} - 1) & \dots & 0 & 0 & 0 \\ \dots & \dots \\ \dots & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & -e^{j2k \cos \theta z_n} & 1 & e^{j2k \cos \theta z_n} \\ \dots & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & e^{j2k \cos \theta z_n} & 1 & (-\beta_{pln} - 1)e^{j2k \cos \theta z_n} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \dots \\ A_i \\ B_i \\ A_{i+1} \\ B_{i+1} \\ \dots \\ A_n \\ B_n \\ A_{n+1} \end{pmatrix} = 0, \text{ (III32)}$$

La résolution se fait sous Matlab, et les coefficients d'absorption et de transmission

$$\alpha = \frac{|B_1|^2}{|A_1|^2}, \quad \tau = \frac{|A_{n+1}|^2}{|A_1|^2} \text{ sont directement exprimés.}$$

5.2.3. Vérifications expérimentales

Pour valider le modèle analytique, nous choisissons une configuration simple: double MPP-Mur Rigide en incidence normale. Les mesures sont faites en tubes de Kundt. Les 2 MPP sont les échantillons fabriqués par Sontech et ont ici les mêmes caractéristiques (dural, $t : 1.17 \text{ mm}$, $a : 0.4 \text{ mm}$, $p : 3.5\%$). La plaque 3 est remplacée par un mur rigide (MR). Les deux MPP sont séparées par 0.05 m de cavité et le mur rigide se trouve à 0.15 m des MPP. La comparaison suivante est obtenue :

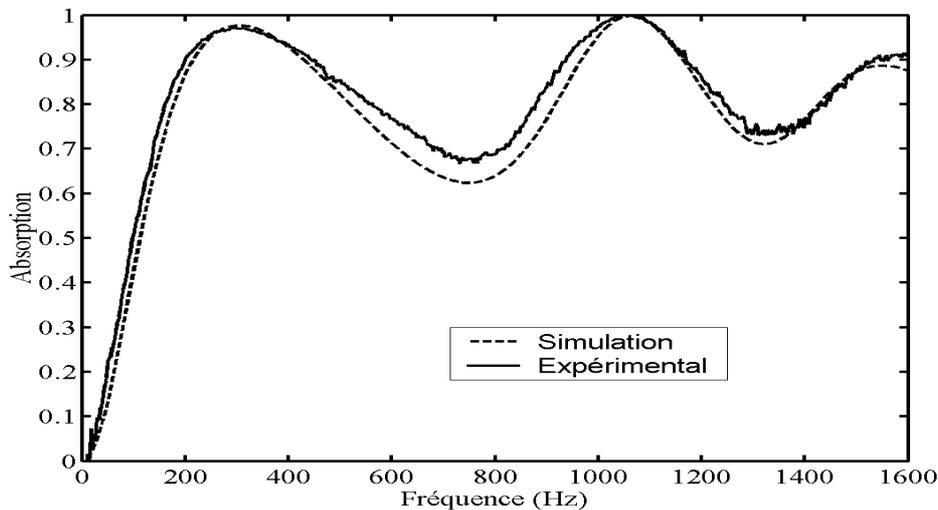


Figure 37. Absorption mesurée et simulée d'un système double plaque MPP-MR. Les caractéristiques sont les suivantes : pour les 2 MPP : dural, $t : 1.17 \text{ mm}$, $a : 0.4 \text{ mm}$, $p : 3.5\%$, et les distances (m) : MPP-0.05-MPP-0.15-MR

La comparaison simulation/ mesures au tube de Kundt est très bonne. Les maximums d'absorption sont bien retrouvés et les minimums sont quelque peu minorés (incertitudes expérimentales). L'absorption à partir de 150 Hz est supérieure à 70% . Les minimums d'absorption sont très atténués. **Ce système est performant et montre bien qu'il est possible d'écarter le problème des zones d'ombres.**

Plusieurs autres configurations ont été testées et simulées, et chacune d'elle a confirmé la validité du modèle pour ces systèmes.

Si nous remplaçons dans le modèle le mur rigide par une plaque d'acier d'épaisseur 1 mm, l'absorption est quasiment inchangée et l'affaiblissement est le suivant :

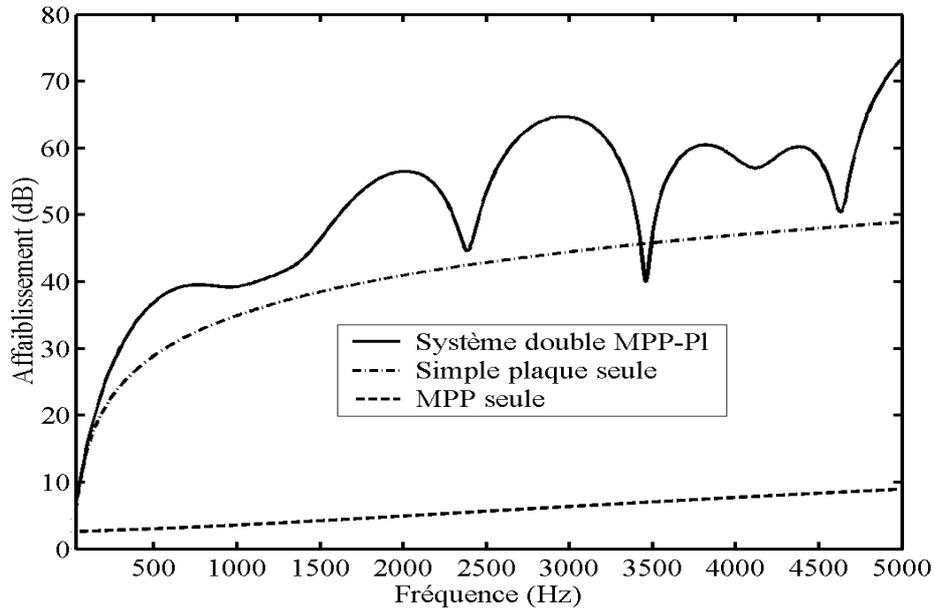


Figure 38. Affaiblissements simulées de trois systèmes : double MPP couplées à une plaque simple, la plaque simple seule, une des MPP seule. Les caractéristiques sont pour les MPP : dural, t : 1.17 mm, a : 0.4 mm, σ : 3.5%, pour la plaque simple : acier d'épaisseur 1 mm. Les profondeurs de cavités (m) sont les suivantes : MPP – 0.05 – MPP – 0.15 – PL. L'incidence est normale.

L'affaiblissement du système double MPP est très appréciable. Les minimums d'affaiblissement que nous avons repérés précédemment sont moins marqués. Cependant vers 3400 Hz l'affaiblissement du système MPP est plus faible que l'affaiblissement de la plaque seule. En effet cette fréquence correspond au cas théorique où la vitesse particulière est minimum sur les deux MPP. De plus la dissipation du système n'est pas perturbée (mis à part en BF) par rapport au cas du mur rigide.

5.3. Intégration des poreux dans les systèmes MPP sous incidence normale

5.3.1. Présentation

Nous avons vu dans la première partie de ce chapitre que **les MPP accusaient un important effet d'écran en hautes fréquences (HF)**. La réflexion d'un système basique MPP devient importante en HF. Les pics d'absorption propre deviennent, en incidence oblique, très fins, car pour ces fréquences les dimensions des couches limites visco-thermiques tendent à être petites devant la taille des perforations. **Nous proposons ici de coupler des matériaux poreux, très bons absorbants en HF, avec des systèmes MPP, très bons absorbants en basses et moyennes fréquences (BF, MF)**. Nous pensons ainsi être très performants en absorption et transparence sur toute la gamme de fréquences. Bien évidemment la présence de poreux diminue une partie des avantages d'utilisation des MPP (Hygiène, inflammabilité ...).

Une étude sur les poreux est présentée **en annexe**. Plusieurs approches sont testées, comparées, puis validées par des mesures au tube de Kundt. Nous avons choisi d'intégrer le modèle de Delany et Bazley [DEN70]. Cette approche donne la constante de propagation et l'impédance acoustique qui sont les caractéristiques du matériau poreux. Ce matériau poreux est vu comme un fluide équivalent. Ces caractéristiques sont données par :

le nombre d'onde complexe :

$$m_{po} = \left(\frac{\omega}{c} \right) \left[0.19 \left(\frac{\sigma}{\rho_0 f} \right)^{0.59} + j \left(1 + 0.098 \left(\frac{\sigma}{\rho_0 f} \right)^{0.70} \right) \right], \quad (\text{III-33})$$

et l'impédance acoustique :

$$Z_{po} = \rho_0 c \left[1 + 0.0511 \left(\frac{\sigma_p}{f} \right)^{0.75} - j 0.066 \left(\frac{\sigma_p}{f} \right)^{0.73} \right]. \quad (\text{III-34})$$

La constante de propagation m_{po} est définie comme au chapitre § IV sur la propagation dans les tubes fins.

La convention est pour la propagation dans les poreux :

$$p(z, t) = P(z) e^{j\omega t} = P(0) e^{m_{po} z} e^{j\omega t} \quad (\text{III.35})$$

La propagation se fait dans le sens des $z < 0$,

avec $m_{po} = \phi + j \beta$, où ϕ est la constante d'atténuation et β la partie propagative ou nombre d'onde, et où σ_p est la résistivité spécifique au passage de l'air du matériau, exprimée ici en Rayl / m, généralement $5000 < \sigma_p < 100\,000$ Rayl / m (mks).

La limite de validité fréquentielle du modèle est donnée par :

$$10^{-2} \sigma_p < f < \sigma_p$$

5.3.2. Système MPP couplée à un poreux et à une plaque sous incidence normale

Le schéma suivant résume le système MPP-Air-Poreux-Air-Plaque flexible :

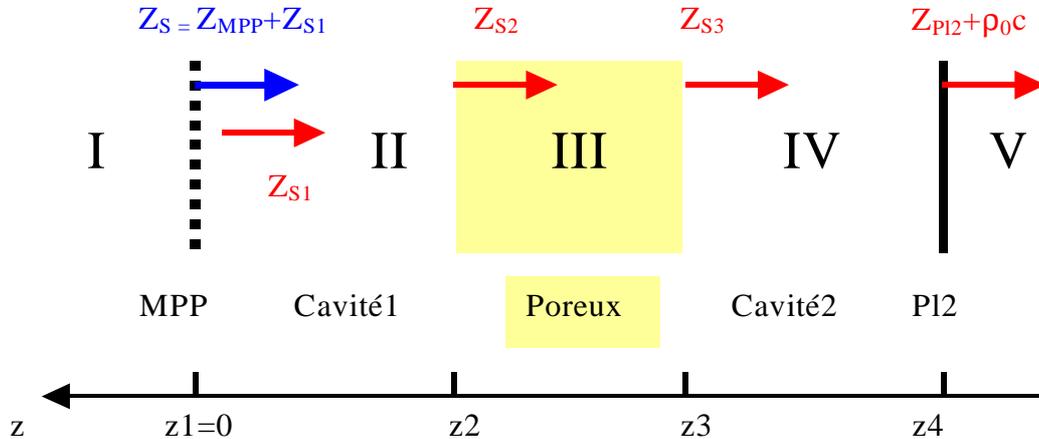


Figure 39. Schéma représentant le système MPP- Air- Poreux- Plaque. L'approche de l'absorption se fait par les impédances de surfaces.

Les conditions limites en surface des poreux sont la continuité de l'impédance normale et la continuité de la composante parallèle au plan du nombre d'onde. Chaque milieu i a ses propres caractéristiques : impédance caractéristique Z_{Ci} , constante de propagation m_i , épaisseur l_i . Nous résonnons en terme d'impédance de surface pour une incidence normale.

Selon son orientation, l'impédance de surface dépend des caractéristiques du milieu i mais aussi de ce qui se trouve à l'arrière de celui-ci. Elle dépend donc de l'impédance de surface de l'arrière du milieu (représentant toutes les régions accolées à l'arrière).

Pour connaître l'impédance de surface à l'avant du système, nous utilisons de façon itérative la relation suivante permettant d'exprimer l'impédance de surface Z_{Si} d'un milieu i adossé à une impédance de surface Z_{Si+1} [HAM83]:

$$Z_{Si} = Z_{Ci} \frac{Z_{Si+1} \text{ch}(m_i l) + Z_{Ci} \text{sh}(m_i l)}{Z_{Ci} \text{ch}(m_i l) + Z_{Si+1} \text{sh}(m_i l)} \quad (\text{III.36})$$

Cette formule est utilisée pour traiter l'acoustique de systèmes multicouches et sera réutilisée par la suite.

En d'autres termes, les milieux « s'emboîtent » les uns sur les autres, à la manière de jeux de construction (Lego®) et l'impédance de la surface supérieure résume intrinsèquement toute la « construction ».

Cette relation est valable tant que les milieux ne sont pas séparés par des plaques fines (plaques flexibles, MPP...).

Lorsqu'une plaque d'impédance Z_{pl} est accolée à un milieu dont l'impédance de surface est Z_{Si} , l'impédance de surface du système plaque-milieu i est :

$$Z_S = Z_{pl} + Z_{Si} \quad (\text{III.37})$$

La démonstration est la suivante :

La définition de l'impédance de plaque (situé en z_i) est donnée par :

$$Z_{pli} = \frac{\Delta P}{V} \Big|_{z=z_i} = \frac{P_{i-1} - P_i}{V} \Big|_{z=z_i} . \text{ Or la définition de } Z_{Si} \text{ (du milieu } i) \text{ et } Z_S \text{ (du}$$

$$\text{système) est : } Z_{Si} = \frac{P_i}{V} \Big|_{z=z_i} \text{ et } Z_S = \frac{P_{i-1}}{V} \Big|_{z=z_i} . \text{ L'expression de l'impédance}$$

$$\text{de la plaque devient donc : } Z_{pli} = Z_S - Z_{Si} .$$

A l'arrière de la plaque 2 est accolé un milieu semi-infini d'air, l'impédance de surface de la plaque 2 est donc : $Z_{S4} = Z_{pl2} + \rho_0 c$.

L'impédance de surface du système Z_S à la surface de la MPP est : $Z_S = Z_{MPP} + Z_{Si}$.

De plus, nous rappelons que l'absorption en incidence normale est donnée par :

$$\alpha = 1 - \left| \frac{Z_S - \rho_0 c}{Z_S + \rho_0 c} \right|^2 \quad (\text{III.38})$$

Ce modèle est bien évidemment limité en incidence normale et ne permet d'exprimer que les coefficients de réflexion et d'absorption, mais des comparaisons avec des résultats au tube de Kundt peuvent être menées.

5.3.3. Vérifications expérimentales

Des mesures au tube de Kundt du système présenté précédemment sont effectuées. Les modèles sont adaptés au dispositif expérimental, la plaque 2 est remplacée par un mur rigide. Le poreux est une laine de verre dont les caractéristiques sont : $\rho_{po} = 9.2 \text{ kg / m}^3$, $\sigma_p = 32 \text{ 000 Rayles / m}$, l'épaisseur de l'échantillon $l_{po} = 30 \text{ mm}$. La profondeur de cavité 1 est 0.1 m , la cavité 2 est choisie inexistante. Les résultats suivants sont obtenus :

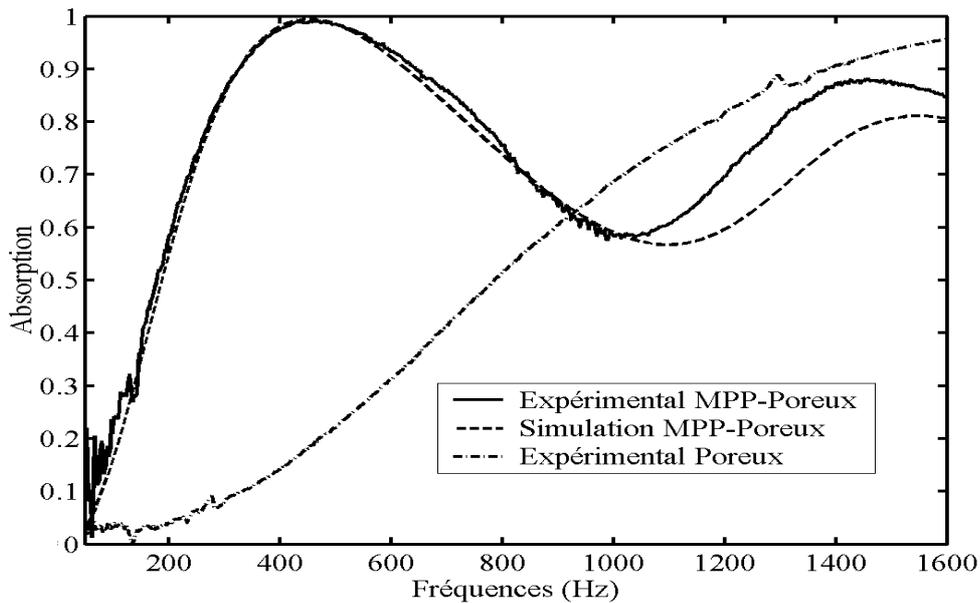


Figure 40. Absorptions mesurées et simulées d'un système MPP + Air + Poreux + Mur Rigide en tube de Kundt. Les caractéristiques sont les suivantes : MPP (dural, $t : 1.17 \text{ mm}$, $a : 0.4 \text{ mm}$, $\sigma : 3.5\%$), cavité air (profondeur : 0.1 m), Poreux ($\rho_{po} = 9.2 \text{ kg/m}^3$, $\sigma_p = 32000 \text{ Rayles/m}$, l'épaisseur de l'échantillon $l = 30 \text{ mm}$). L'absorption mesurée du poreux seul est aussi présentée.

Observations : La comparaison modèle/ expérimental est globalement correcte, le premier pic est bien simulé, le second est minoré et décalé vers les hautes fréquences. Cela provient du nombre croissant des paramètres, augmentant les incertitudes.

Notons par ailleurs l'efficacité réelle de l'utilisation de tels systèmes (couplage poreux MPP) en absorption. Avec des paramètres non optimisés, nous constatons qu'au-dessus de 200 Hz , l'absorption est toujours supérieure à 60% , avec des maximums atteignant les 100% . Les pics minimums ne se trouvent pas en dessous de 60% en incidence normale.

Il est important de noter que le matériau poreux placé derrière la MPP améliore l'absorption en moyenne fréquence (en particulier sur les zones d'ombre). Mais pour les hautes fréquences, la MPP connaît toujours un effet écran. Une partie de l'onde incidente est réfléchiée sur la MPP et n'interagit pas avec le poreux. **Pour optimiser le système il est beaucoup plus intéressant de placer les poreux à l'avant de la MPP.** Ainsi, les hautes fréquences sont absorbées par le matériau poreux sans effet d'écran et les basses et moyennes fréquences sont absorbées par la MPP, les matériaux poreux perturbant peu l'onde à ces fréquences. Toutes les mesures (voir les résultats comparatifs **en annexe**) et résultats des modèles correspondants à ce cas de figure (Poreux placé devant la MPP) ont confirmé l'optimisation de l'absorption.

5.4. Système Multi MPP, Poreux, Plaques flexibles

5.4.1. Présentation

Ce paragraphe est le résumé des paragraphes précédents. Il présente les codes de calculs qui permettent la modélisation en absorption et en transparence de tout système infini comprenant au choix des MPP et/ou des poreux et/ou des plaques minces flexibles. Les approches en incidence normale sont basées sur les impédances de surface des différents éléments de la structure. Les modèles en incidence oblique sont des approches analytiques.

Lee [LEE01] propose une généralisation des systèmes infinis comprenant des poreux et des MPP, reposant sur un mur, sous incidence normale. L'étude (publiée après le commencement de nos travaux) est uniquement en absorption, en incidence normale et la terminaison est un mur rigide (et non une plaque mince flexible).

Nous proposons des modèles prédictifs plus généraux.

5.4.2. Absorption globale en incidence normale

Le principe est simple. L'utilisateur du modèle introduit le nombre n d'éléments de la structure, les cavités d'air, MPP, poreux, plaques flexibles, mur rigide sont des éléments. Puis pour chacun d'eux, dans l'ordre de présentation, l'utilisateur précise leur nature et rentre les paramètres qui leurs sont associés. A partir du dernier élément n , les impédances de surface de chacun d'eux sont exprimées en fonction des impédances de surface des éléments se trouvant à l'arrière.

- Si l'élément i est une structure plaque (Plaque flexible ou MPP) d'impédance Z_{Pi} l'impédance de surface Z_{Si} est alors :

$$Z_{Si} = Z_{Pi} + Z_{Si+1} \quad (\text{III.39})$$

- Si l'élément i est un poreux, une cavité d'air, un fluide, d'impédance caractéristique Z_{Ci} de constante de propagation m_i , d'épaisseur l_i alors :

$$Z_{Si} = Z_{Ci} \frac{Z_{Si+1} \text{ch}(m_i l) + Z_{Ci} \text{sh}(m_i l)}{Z_{Ci} \text{ch}(m_i l) + Z_{Si+1} \text{sh}(m_i l)} \quad (\text{III.40})$$

Le coefficient d'absorption est donné par :

$$\alpha = 1 - \left| \frac{Z_{S1} - \rho_0 c}{Z_{S1} + \rho_0 c} \right|^2 \quad (\text{III.41})$$

Remarque : Ce code est simple mais tel qu'il est présenté, il ne permet pas d'exprimer facilement la transparence d'un tel système. Pour la transparence et l'étude en incidence oblique (ou champ diffus), nous préférons utiliser une

approche analytique basée sur les amplitudes de pression et les conditions limites à chaque interface.

5.4.3. Absorption (globale et propre) et transparence en incidence oblique

Pour un système multi- plaques flexibles- poreux, Ingard [ING94] propose par analogie avec des circuits électriques l'utilisation de matrices de transmission appliquées sur les deux grandeurs principales : vitesse et pression acoustique. Cette approche classique est intéressante, nous utilisons ici une approche quelque peu similaire.

Nous considérons le milieu poreux comme un milieu fluide équivalent avec toutes les propriétés de propagation acoustique classiques. Pour relier la pression et la vitesse acoustique dans le poreux, nous utilisons la définition des impédances caractéristiques donnée dans la partie sur les poreux : c'est l'impédance dans un plan d'onde pour une onde plane se propageant dans le matériau infini, $Z_c = P / V$, ainsi :

$$V(x, z) = \begin{pmatrix} V_x \\ V_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{Z_c}{P(x, z) \sin \theta_i} \\ \frac{P(x, z) \cos \theta_i}{Z_c} \end{pmatrix}, \quad (\text{III.42})$$

où θ_i est l'incidence oblique de l'onde plane dans le matériau i.

Le système est décomposé en n régions et n éléments de frontière. Une région peut être de l'air, un poreux, un fluide. Chaque région est séparée d'une autre région par un élément de frontière. Cet élément peut être une plaque flexible ou une MPP, ou rien (dans ce cas les deux régions sont accolées). Chaque élément est considéré comme mince.

Les conditions limites déterminent le système d'équation sur les amplitudes de pression. Les conditions limites entre deux régions sont définies par l'élément de frontière qui les sépare :

- Si l'élément de frontière i est une plaque mince (Plaque flexible ou MPP) d'impédance Z_{pli} , alors il y a conservation de l'impédance normale :

$$Z_{pli} = \frac{\Delta P}{V \cos \theta} \Big|_{z=zi} = \frac{P_{i-1} - P_i}{V \cos \theta} \Big|_{z=zi} \quad \text{et de la vitesse normale.}$$

- S'il n'y a pas de plaque mince séparant deux régions : alors à l'interface il y a conservation des pressions et des vitesses normales.
- Pour les deux cas de figure il ne faut pas oublier la continuité des nombres d'ondes parallèles à la surface donnant la relation sur les angles d'incidence:

$$\frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_{i-1}} = \frac{\text{Im}(m_{i-1})}{\text{Im}(m_i)}, \quad (\text{III.43})$$

où θ_i , $\text{Im}(m_i)$ est l'incidence de l'onde et la partie imaginaire du nombre d'onde dans le milieu i .

Une fois le système décomposé en n régions de propagation et éléments de frontière, les conditions limites permettent de donner $2n+1$ équations sur les $2n+2$ amplitudes de pression. Les coefficients d'absorption et de transparence en fonction de l'angle d'incidence θ_0 , sont trouvés en résolvant le système.

Pour le champ diffus, les coefficients sont donnés par :

$$\alpha_{\text{Diffus}} = 2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \alpha(\theta_0) \cos \theta_0 \sin \theta_0 d\theta_0 \quad (\text{III.44a})$$

$$R_{\text{Diffus}} = 2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} R(\theta_0) \cos \theta_0 \sin \theta_0 d\theta_0 \quad (\text{III.44b})$$

$$\tau_{\text{Diffus}} = 2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \tau(\theta_0) \cos \theta_0 \sin \theta_0 d\theta_0 \quad (\text{III.44c})$$

5.5. Etudes paramétriques

5.5.1. Présentation

Les modèles des divers systèmes de plaques infinies étant définis, nous proposons **un complément de programme permettant une meilleure lisibilité et facilitant l'utilisation des codes de calcul.**

Nous avons vu précédemment l'importance d'optimiser les paramètres afin de rendre les systèmes plus efficaces.

Mais chaque étude a ses propres contraintes et objectif :

1. **Les impératifs** (ou contraintes), comme par exemple : les paramètres des systèmes imposés (nature des matériaux, épaisseur, caractéristiques des perforations), présentation et poids du système etc....
2. **La marge de manœuvre** : cela découle directement des impératifs. Ce sont les paramètres sur lesquels il n'y a pas d'impératifs stricts. C'est sur ces derniers que se fera l'étude paramétrique.
3. **Les attentes** : optimisation des systèmes soit en absorption, soit en transparence, soit un compromis des deux.

La procédure est la suivante :

Une fois le choix du système décidé, et l'ensemble des paramètres entré, l'utilisateur définit 3 ou 4 paramètres sur lesquels l'étude paramétrique va être effectuée. Pour chacun d'entre eux, il précise la valeur maximale et minimale ainsi que le pas d'étude du paramètre (le nombre d'éléments souhaité pour chaque paramètre). Le code calcule les critères d'optimisation pour toutes les combinaisons de l'étude paramétrique en incidence normale et en champ diffus.

Pour chaque étude, il faut définir ces critères d'optimisation associés.

Nous proposons des critères d'optimisation globaux qui peuvent évoluer selon les objectifs de l'étude :

- **Pour l'absorption (globale ou propre)** : *la fréquence, la valeur maximale, la largeur à mi-hauteur du premier pic d'absorption*, le premier pic étant souvent le plus important et le plus large (forte résistance et faible réactance du panneau). *Valeur moyenne d'absorption sur une bande de fréquence définie*, cette bande étant généralement celle de l'étude.
- **Pour la transmission** : Valeur moyenne de l'affaiblissement sur une bande de fréquences définie, cette bande étant généralement celle de l'étude. Critère de transparence 1 (simple) et critère de transparence 2 (double) (proposé par Peugeot SA) : ce sont des critères qui marchent par comparaison avec des systèmes simple (1) et double (2) plaques. C'est un nombre de points d'écart entre la configuration évaluée et la référence (1 : simple plaque, 2 : double plaque) sur une bande de fréquence définie. Un

point consiste en un écart de 1 dB dans un tiers d'octave. Par exemple 1dB d'écart sur toute la bande de fréquences équivaut à 15 points.

Remarque : En général, lorsque plusieurs grandeurs sortent d'un modèle, l'optimisation consiste à définir une « **fonction de coût** ». Le but de cette fonction est d'exprimer ces grandeurs par l'intermédiaire d'un seul paramètre à optimiser.

5.5.2. Exemple sur un cas pratique

Nous proposons, pour illustrer le chapitre sur l'étude paramétrique, le résumé d'une étude qui nous a été commandée par Peugeot SA sur l'éventuelle mise en œuvre d'une micro perforation d'une garniture de portière automobile C3 [BAC02]. La portière est composée d'une tôle d'acier d'épaisseur 0.7 mm et d'une garniture en plastique d'épaisseur variant de 2.5 à 3 mm, ces 2 éléments sont séparés par une cavité variant de 1 à 10 cm de profondeur. Toute la partie simulation et études paramétriques a été effectuée par nous et est présentée ici.



Figure 41. Photo de l'intérieur d'une portière de C3 de PSA (Peugeot – Citroën Automobile).
L'étude porte sur l'éventuelle mise en œuvre d'une microperforation d'une garniture de portière automobile

Le but de l'étude paramétrique était d'optimiser les paramètres de perforation afin de maximiser l'absorption moyenne entre 500 et 1000 Hz, et de minimiser la dégradation en transparence par rapport à la double paroi équivalente sans

perforation. A la suite de cette étude, plusieurs suggestions de perforation ont été proposées à l'industriel.

Nous avons choisi de faire varier les deux paramètres principaux de la perforation (diamètre et taux de perforations), ainsi que la cavité d'air (la cavité d'air de la portière n'étant pas constante).

Les critères d'optimisation sont ceux cités précédemment. Les résultats sont présentés sous forme de courbes (absorption globale pour l'absorption). Les deux variables présentées ici sont le taux de perforation (porosité) et le diamètre des perforations. Les quatre premières courbes représentent les grandeurs d'absorption en fonction des deux variables sur la gamme d'étude proposée : la valeur maximale d'absorption, la fréquence correspondant à cette valeur, la largeur du pic principal d'absorption et enfin l'absorption moyenne sur une bande de fréquence définie (500-1000 Hz). La cinquième courbe représente le critère de transparence par comparaison, en fonction des deux variables (taux et diamètres des perforations).

La première série de courbes est donnée pour une profondeur de cavité de 0.1 m et une excitation en incidence normale, la seconde série est donnée pour une profondeur de cavité de 0.1 m et une excitation en champ diffus. Et enfin la troisième série de courbes est donnée pour une profondeur de cavité de 0.05 m et une excitation en incidence normale.

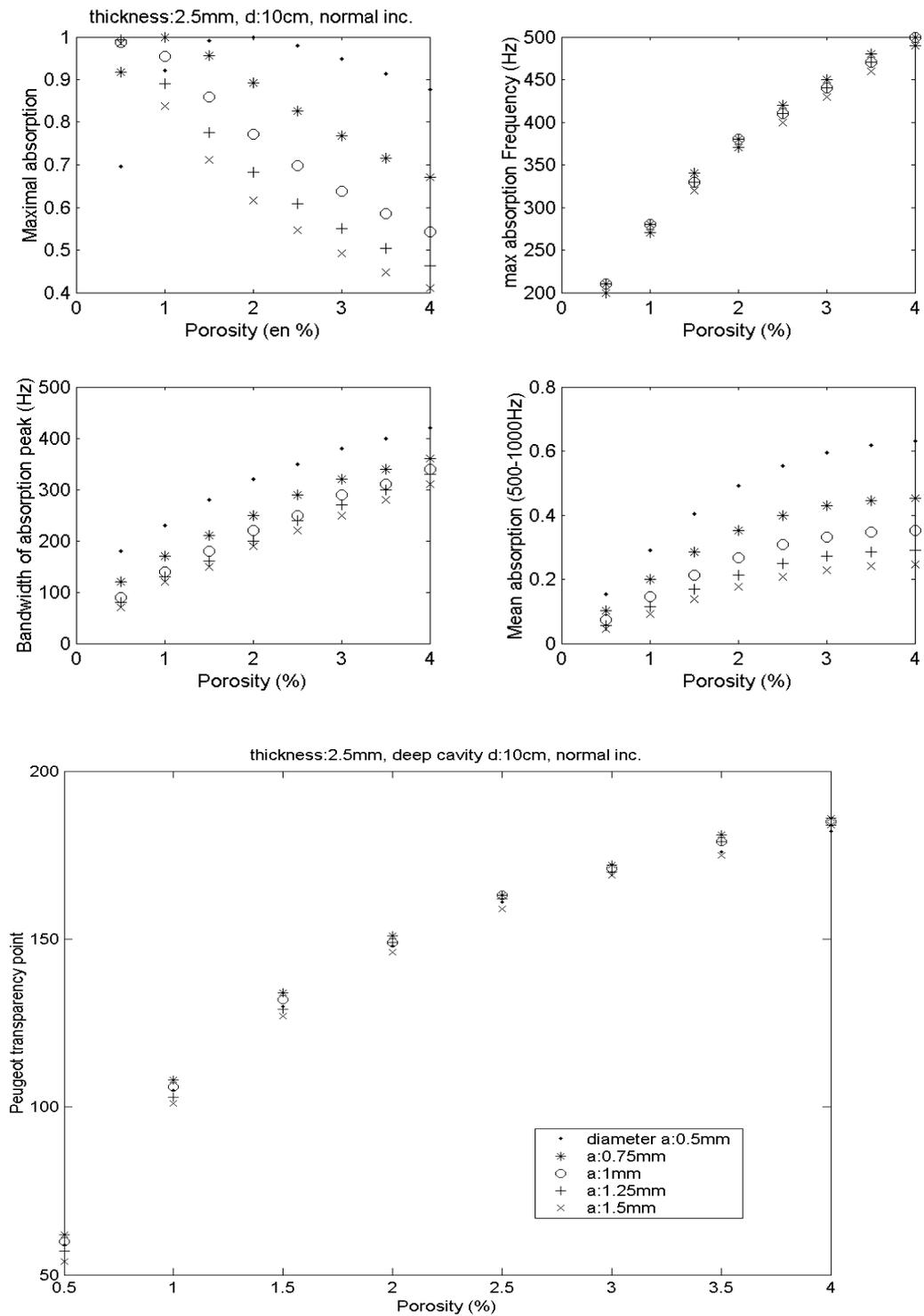


Figure 42. Critères d'optimisations en absorption et en transparence en fonction du diamètre et de la porosité des perforations, d'un système MPP($t_1 : 2.5\text{mm}$)-cavité-Plaqué($t_1 : 0.7\text{mm}$). cavité $d : 0.1\text{ m}$, en incidence normale.

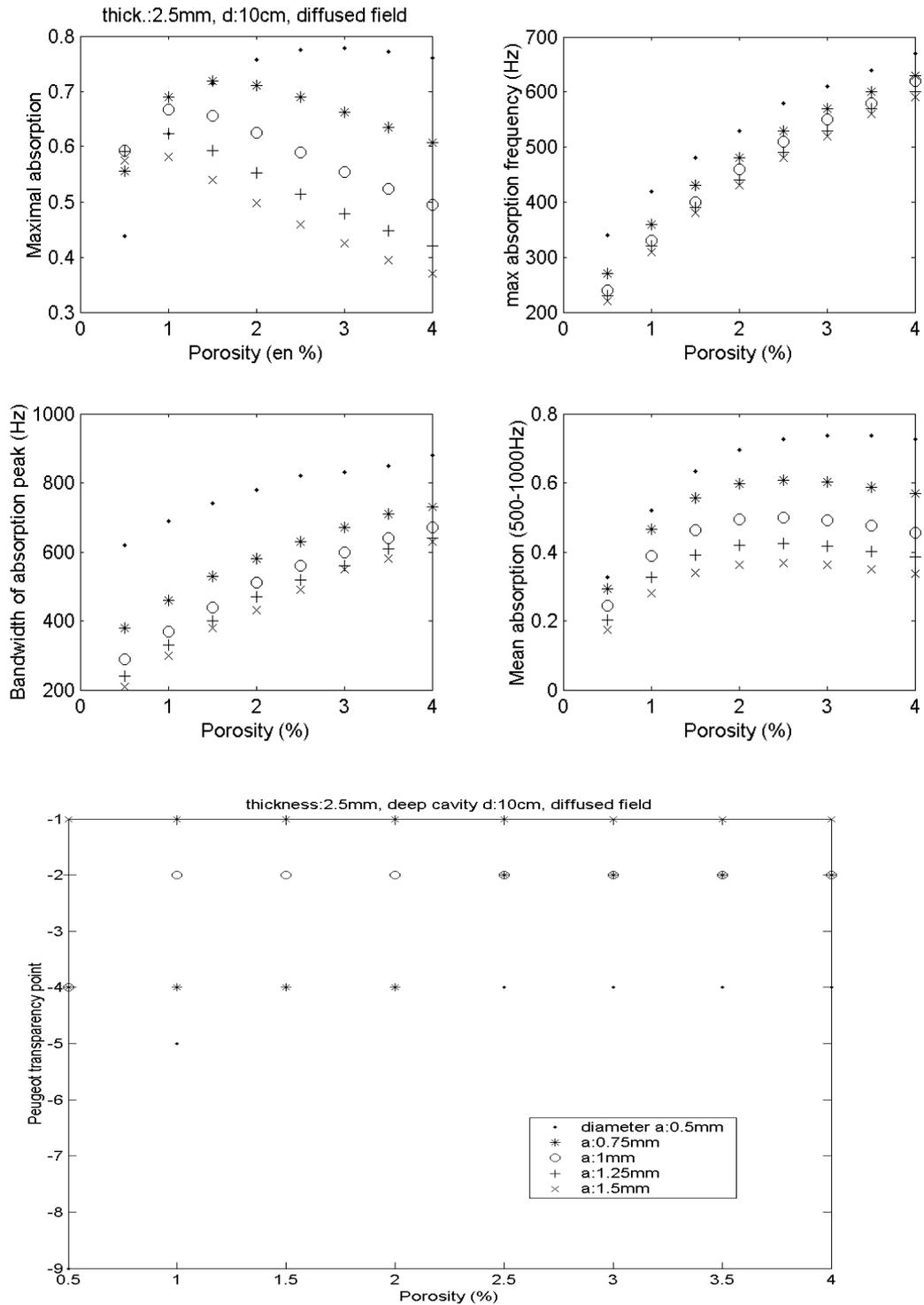


Figure 43. Critères d'optimisations en absorption et en transparence en fonction du diamètre et de la porosité des perforations, d'un système MPP($t_1 : 2.5\text{mm}$)-cavité-Plaque($t_1 : 0.7\text{mm}$). $d : 0.1\text{ m}$, en champ diffus.

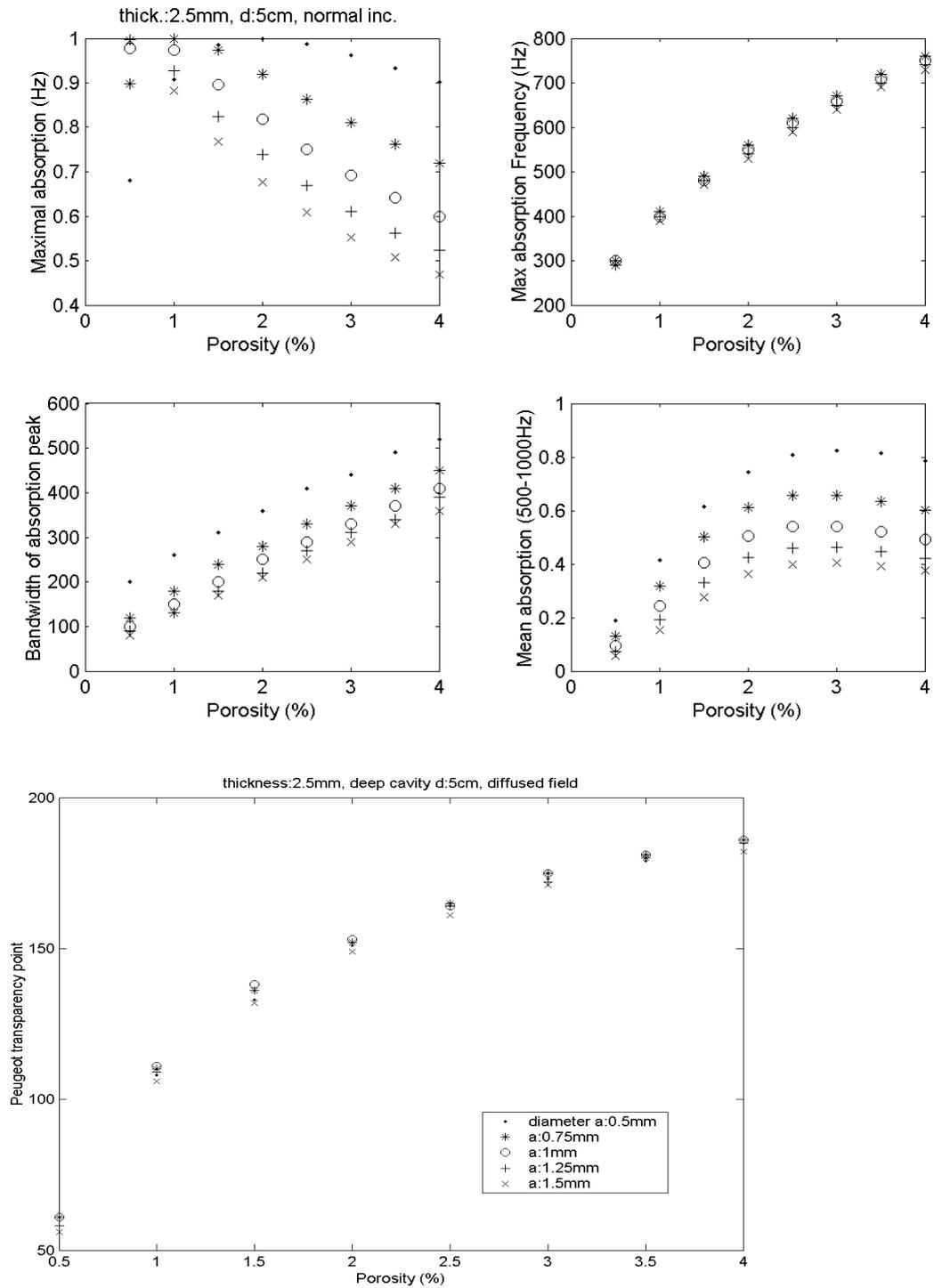


Figure 44. Critères d'optimisations en absorption et en transparence en fonction du diamètre et de la porosité des perforations, d'un système MPP($t_1 : 2.5\text{mm}$)-cavité-Plaque($t_1 : 0.7\text{mm}$). $d : 0.05\text{ m}$, en incidence normale.

Observation : avec cette étude, nous pouvons voir la nécessité de faire des études paramétriques de ce type pour optimiser le système. Il est notable qu'il n'est pas simple de donner des règles générales du comportement du système MPP-cavité-plaque en fonction de leurs paramètres. Cependant, nous allons essayer de dégager quelques tendances :

- **L'augmentation de la porosité** provoque une augmentation de la largeur de bande d'absorption, une poussée du premier pic vers les HF (diminution de la masse ajoutée), une dégradation (logique) de la transparence. Par contre, en ce qui concerne le maximum d'absorption, la tendance est plus délicate à cerner. Pour chaque diamètre, le maximum du pic augmente puis passe par un maximum et diminue. Pour optimiser ce facteur, il est donc nécessaire de faire une étude paramétrique
- **L'augmentation du diamètre** provoque une diminution de la largeur de bande, diminue l'absorption moyenne, mais ne modifie pas la position fréquentielle du pic ainsi que la dégradation de la transparence. En effet plus le diamètre est petit plus la résistance de la plaque est forte. Or la résistance est en partie responsable de la largeur de bande de l'absorption et de sa valeur maximale. Le choix du diamètre est très influent sur le maximum d'absorption, mais là encore il est absolument nécessaire de faire une étude paramétrique pour éviter de gros accidents en absorption.
- **L'augmentation de l'épaisseur (pas de courbes présentées ici)** provoque une diminution de la largeur de bande et un décalage du pic d'absorption vers les BF, une diminution (logique) de la dégradation de la transparence. Cela provoque une plus grande différence de maximums d'absorption entre les différents diamètres.

Remarques : 1) Pour une MPP relativement épaisse ($t : 2.5 \text{ mm}$), il n'est pas nécessaire de percer des perforations de très petit diamètre pour avoir un système avec une bande passante d'absorption large. En effet plus l'épaisseur de la plaque perforée est faible plus le diamètre de perforation doit être petit pour avoir une largeur de bande passante correcte. Le choix d'une épaisseur de ce type (2.5 mm) facilite la microperforation des panneaux (les perforations sont d'autant plus délicates à réaliser que leur diamètre est faible).

2) Il n'est pas nécessaire (et surtout pas recommandé) d'avoir un taux de perforation trop important. En effet nous avons vu que pour un diamètre donné, l'absorption chute à partir d'une certaine porosité. Cela permet une réalisation des perforations des panneaux plus aisée (un taux de perforation élevé est aussi délicat à réaliser) et cela permet d'éviter une dégradation trop importante de la transparence.

Ces tendances sont trouvées à partir de l'incidence normale et nous les retrouvons en champs diffus mais un peu moins marquées.

Nous avons remarqué la nécessité d'utiliser un tel code de calcul pour trouver les bons couples (taux et diamètre de perforation) répondants aux attentes

des industriels, en particulier en ce qui concerne la valeur maximale d'absorption.

Nous avons, à l'issue de cette étude paramétrique, proposé une dizaine de configurations microperforées pouvant être fabriquées.

5.6. Conclusion

A partir des modèles et des résultats expérimentaux, nous avons pu dans la plupart des cas valider les approches analytiques et confirmer l'amélioration de l'absorption attendue.

Les quelques désagréments du système basique MPP (MPP + Air + Plaque flexible) peuvent donc être écartés en modifiant les structures, soit en multipliant les MPP soit en ajoutant des matériaux poreux.

Un code de calcul de variation de paramètres est proposé pour ces différents systèmes. Ce code a montré son utilité sur un cas pratique d'optimisation.

Ces systèmes complexes (ou moins complexes) peuvent être appliqués dans de nombreux domaines tels le bâtiment et l'ingénierie civil, l'industrie des transports (automobile, ferroviaire, maritime, aviation...), les panneaux antibruit et les structures légères etc...

Ces systèmes MPP complexes ont un avenir applicatif très prometteur.

6. Conclusion

Nous avons élaboré un modèle de transparence et d'absorption d'un système MPP couplé à une plaque flexible et à une cavité d'air. Nous avons intégré les vibrations de la MPP par l'intermédiaire d'une impédance effective.

La nature de la plaque non perforée ne modifie pas (sauf en BF ou sur des résonances marquées) **les propriétés d'absorption des systèmes MPP** : c'est à dire qu'il n'est absolument pas nécessaire d'avoir un mur rigide (ou des plaques épaisses) pour optimiser l'absorption du système MPP.

La nature de la MPP ne modifie quasiment pas (sauf en BF ou sur des résonances marquées) **les propriétés d'absorption et de transparence des systèmes MPP**.

L'étude du système a montré **la parfaite réciprocité du système en transparence**. Le système n'est pas réciproque en absorption et en réflexion.

L'expérience a montré **une bonne comparaison théorie/ expérience** en transparence comme en absorption, pour une excitation en champ diffus. Elle valide ainsi le modèle prédictif de transparence.

L'étude de tel système MPP en transparence a permis d'élaborer les avantages de l'utilisation de MPP dans ce type de structure.

L'ajout de MPP sur une plaque simple permet :

- **d'augmenter l'affaiblissement tout en réduisant très fortement la réflexion**, par dissipation acoustique.
- **d'obtenir une bonne absorption propre**, en particulier pour les BF. L'absorption propre obtenue ne dépend pratiquement pas de la nature de la plaque non perforée, en particulier de son épaisseur.
- de **réduire le phénomène de coïncidence**.

Le remplacement d'une des plaques d'un système double plaque par une MPP, malgré la perte d'isolement permet :

- **de réduire très fortement la réflexion**, principalement par dissipation, en particulier pour les BF. L'absorption propre obtenue ne dépend pratiquement pas de la nature de la plaque non perforée, en particulier de son épaisseur. C'est un bon compromis entre une transparence acceptable et une bonne acoustique intérieure, sans ajout de matériaux poreux.
- de **diminuer le phénomène de respiration** pouvant fortement gêner l'affaiblissement en BF.

Les quelques retenues que nous pourrions formuler dans l'utilisation des MPP en transparence, concernent **l'effet d'écran de la plaque en HF et, en incidence oblique les minimums de dissipation et d'affaiblissement due aux effets de cavité**. L'effet d'écran en HF vient du fait que la réactance de la plaque est très importante pour les hautes fréquences, les pics d'absorption propre en incidence oblique deviennent fins et on constate en plus une forte réflexion sur la MPP.

Pour écarter ce phénomène de réflexion en HF, des matériaux poreux, très bons absorbants en hautes fréquences, peuvent être couplés afin d'obtenir une absorption très bonne sur toute la gamme fréquentielle.

Pour écarter les zones d'ombres d'absorption propre et de transparence, nous avons présenté des systèmes multi MPP. **Les résultats de la simulation ainsi que les approches expérimentales ont laissé de très bons espoirs d'utilisation.**

Une étude paramétrique sur les caractéristiques de la MPP a été menée sur un cas d'étude industriel. Un code d'optimisation de paramètres a été présenté. **Nous avons vu l'utilité d'un tel code**, les règles d'optimisations étant peu évidentes. **Pour chaque MPP une étude paramétrique de ce type est absolument nécessaire.**

Chapitre IV. Propagation acoustique dans les tubes fins : applications aux structures microperforées

1. Introduction

Nous avons dans les chapitres précédents traité la transparence des systèmes MPP comprenant des MPP minces.

Il est intéressant de se pencher à présent sur la modélisation en absorption et transparence de structures microperforées (MP) plus épaisses. La théorie proposée par Maa [MAA75] pour la description des MPP minces n'est alors plus correcte, l'épaisseur de la MPP devant être très petite devant la longueur d'onde acoustique. Il est alors nécessaire de développer une nouvelle approche.

L'étude de la propagation acoustique dans les tubes fins correspond à la première partie de ce chapitre. Nous reprenons les équations de Kirchhoff. Les différentes approches permettant leur résolution dans le but de modéliser la propagation acoustique sont données au début du chapitre II. Nous choisissons comme référence l'approche de Stinson [STI91], nous vérifions expérimentalement son domaine de validité.

Pour une meilleure compréhension des effets entrant en jeu dans les MPP épaisses, nous proposons une approche simplifiée avec nos approximations BF pour modéliser la propagation acoustique dans les tubes fins. Nous utilisons pour cela une formulation faible. Nous définissons une masse volumique équivalente. Nous identifions les structures microperforées à un milieu propagatif ayant des conditions limites de surfaces particulières.

L'application aux structures MP épaisses et fines est décrite dans une deuxième partie. Les corrections apportées au modèle sont décrites et discutées.

Il est intéressant de comparer notre approche avec celle proposée par Maa [MAA75] pour les MPP minces. Cette comparaison, appuyée par des résultats expérimentaux, permet de relever certaines critiques sur la théorie de base et les corrections imposées aux MPP fines.

Cette étude souligne la difficulté de décrire correctement tous les effets complexes liés aux structures MPP fines sans faire d'approximations empiriques.

Nous proposons alors nos approximations pour les structures fines et nous les justifions par des résultats expérimentaux.

2. Propagation acoustique dans les tubes fins

2.1. Equations principales et approximations de Stinson

Reprenons les équations de base de Kirchhoff données au début du chapitre II (II-1, II-2, II-3, II-4). Intéressons nous aux deux équations simplifiées données sur la vitesse et l'excès de température (II-10 et II-11).

En résolvant ces deux équations différentielles, après avoir remplacé le $\text{div}(\mathbf{v})$ par l'expression en (II-7), Stinson [STI91] propose des approximations pour des tubes soit très fins (rayon du tube R : $Rf^{3/2} \ll 10^4 \text{ m.s}^{-3/2}$ et $R > 10^{-5} \text{ m}$), soit très larges (pour $Rf^{3/2} \ll 10^4 \text{ m.s}^{-3/2}$ et $R \gg 0.01 \text{ m}$). Il remarque que la pression est quasiment constante sur la section du tube, et que la densité complexe est du même ordre de grandeur que la pression. Ainsi, il trouve des expressions complexes de u , q , τ_t , δ et P dépendants des fonctions de Bessel. Une équation pour m , la constante de propagation complexe, est donnée. Pour l'approche exacte nous vous reportons à l'article de Stinson [STI91]. L'expression d'une densité complexe ρ_{equ} permettant d'utiliser la relation d'Euler (IV-5) est la suivante:

$$\rho_{\text{equ}}(\omega) = \rho_0 \left\{ 1 - 2(-j\omega/v)^{-1/2} G \left[R(-j\omega/v)^{1/2} \right] / R \right\}^{-1}, \quad (\text{IV-1})$$

$$\text{où } G(x) = \frac{J_1(x)}{J_0(x)}$$

Un module de compressibilité complexe est défini :

$$C(\omega) = \frac{\langle \delta \rangle}{\rho_0 P}, \quad (\text{IV-2a})$$

l'expression de ce dernier est :

$$C(\omega) = \left(\frac{1}{\gamma P_0} \right) \left\{ 1 + \frac{2(\gamma-1)G \left[R(-j\omega/v)^{1/2} \right]}{(-j\omega/v)^{1/2} R} \right\}. \quad (\text{IV-2b})$$

La variable de propagation est obtenue avec l'équation suivante :

$$m^2 = -\omega^2 \rho(\omega) C(\omega). \quad (\text{IV-3})$$

La pression est de la forme :

$$p(z,t) = p_{\text{inc}}(z,t) + p_{\text{ref}}(z,t) = e^{j\omega t} (Ae^{-mz} + Be^{mz}), \quad (\text{IV-4})$$

où A et B sont les amplitudes des ondes de pression opposées, elles sont trouvées à l'aide des conditions limites.

La vitesse axiale en un point z , moyennée sur la section, est donnée par :

$$j\omega \rho_{\text{equ}}(\omega) \langle u \rangle = -\frac{\partial P}{\partial z}. \quad (\text{IV-5})$$

Remarque : nous avons constaté que les expressions de la constante de propagation données par Bruneau [BRU98] donnaient les mêmes résultats que ceux trouvés par Stinson. Nous considérons alors que les deux expressions sont similaires.

2.2. Résultats expérimentaux et comparaison avec la théorie

Le modèle de Stinson [STI91] donne la constante de propagation m ainsi que les expressions de la vitesse et de la pression acoustique, des transferts thermiques et de la densité des particules, pour un tube soit très large, soit très fin. Le deuxième cas est celui qui nous intéresse ici.

Pour étudier de façon expérimentale la propagation des ondes sonores dans les tubes fins, nous utilisons ici deux méthodes :

- La première consiste en l'utilisation de tuyaux dits « rigides » (plastique, verre...) de faible diamètre, excités par un caisson acoustique (boomer placé dans un caisson rigide proposé par B. Laulagnet). Une mesure de pression est faite à chaque extrémité. Connaissant des conditions limites appliquées sur chaque embouchure, nous comparons le modèle de Stinson avec les mesures expérimentales.
- La deuxième se fait par la mesure d'impédance d'une structure de large épaisseur (8cm) qui est soit perforée (de longs tubes de faible diamètre) soit faite à partir d'un assemblage de tuyaux de même diamètre. La mesure de l'impédance de surface se fait à l'aide d'un tube de Kundt et plusieurs méthodes permettent de remonter aux paramètres d'étude principaux.

2.2.1. Mesures d'atténuation à travers un tuyau rigide

Le dispositif expérimental est le suivant : le tube fin est une pipette en verre de diamètre intérieur 1 mm et de longueur $t_{\text{tuyau}} = 1.2$ m. Un caisson acoustique excite (en bruit blanc filtré HF) l'entrée du tube ($z = 0$). Une mesure de pression est effectuée aux deux embouchures de la pipette. À partir de ces deux mesures, et des conditions limites à chaque embouchure, nous effectuons une comparaison théorie/ expérience des parties réelles et imaginaires du nombre d'onde.

Les deux grandeurs principales proposées par Stinson $m(\omega)$ et $\rho_{\text{equ}}(\omega)$ sont intégrées au système représentant le dispositif expérimental.

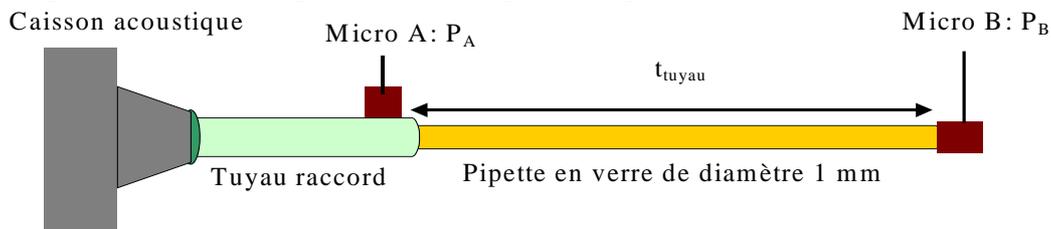


Figure 45. Schéma représentant le dispositif de la mesure d'atténuation à travers une pipette.

A l'intérieur du tube nous avons:

$$p(z,t) = p_{\text{inc}}(z,t) + p_{\text{ref}}(z,t) = e^{j\omega t}(Ce^{-mz} + De^{mz}), \quad (\text{IV-6})$$

où C et D sont les amplitudes représentant l'onde aller et l'onde retour.

Les conditions limites sont : en $z = 0$: pression mesurée P_A . Le micro A est placé juste à l'entrée. A la terminaison en $z = t_{\text{tuyau}}$, la condition limite est fermée c'est à dire $\left. \frac{\partial p}{\partial z} \right|_{z=t_{\text{tuyau}}} = 0$. Le micro B est accolé au tube.

En utilisant les conditions limites :

$$p(z,t) = \frac{P_A e^{j\omega t}}{(1 + e^{-m t_{\text{tuyau}}})} \left[e^{-mz} + e^{m(z-2t_{\text{tuyau}})} \right], \quad (\text{IV-7a})$$

$$u(z,t) = \frac{m j P_A e^{j\omega t}}{\rho(\omega)(1 + e^{-m t_{\text{tuyau}}})} \left[-e^{-mz} + e^{m(z-2t_{\text{tuyau}})} \right]. \quad (\text{IV-7b})$$

La pression simulée à la sortie du tube (trouvée à partir de la pression mesurée à l'entrée) est comparée à la pression de sortie que nous avons mesurée.

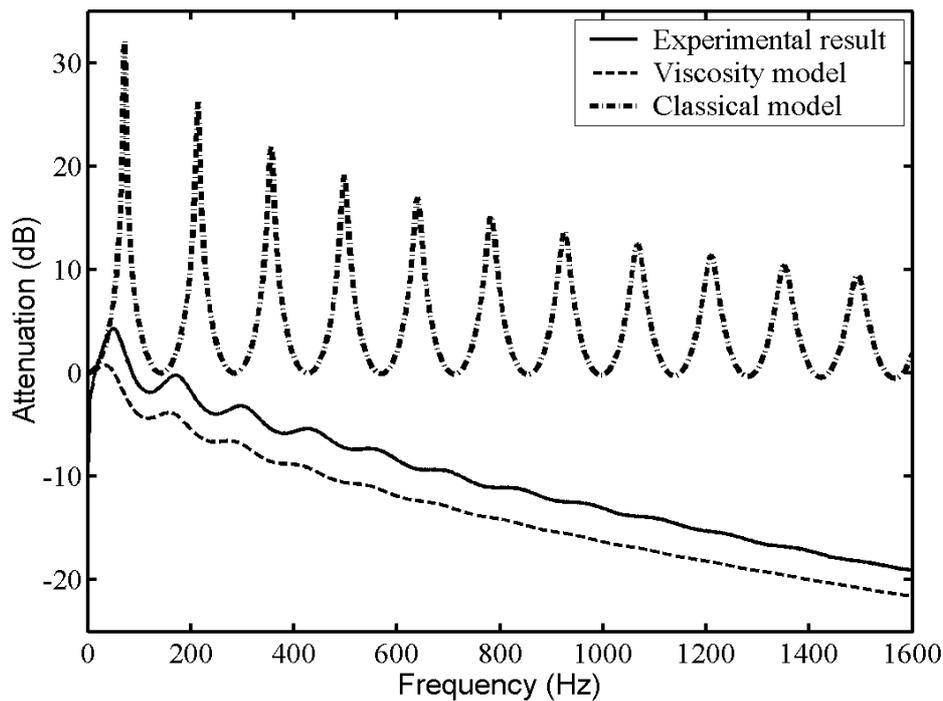


Figure 46. Atténuations simulée et mesurée à travers un tube de verre type pipette (diamètre a : 1 mm, longueur t_{tuyau} : 1.20 m). Deux modèles sont présentés : le modèle visqueux basé sur l'approche de Stinson et le modèle d'acoustique classique ne prenant pas en compte les effets visqueux.

La figure précédente représente l'atténuation (voie B sur voie A, P_B/P_A en dB). **La comparaison de la modélisation avec viscosité avec l'expérience est très bonne.** Les positions fréquentielles des modes de tuyau sont similaires dans les deux cas, cela signifie que **la partie propagative de m (partie imaginaire) est correcte.**

De plus, la différence d'atténuation entre le modèle et les résultats expérimentaux est faible (3 dB), cela peut provenir des incertitudes de mise en place expérimentale. En effet les conditions limites imposées au modèle sont approchées et la mesure précise des pressions aux deux extrémités est délicate. Des effets complexes aux embouchures (comme par exemple la rupture d'impédance brutale) non intégrés au modèle peuvent quelque peu perturber la mesure des pressions aux extrémités.

Cependant, dans le modèle, comme dans l'expérience, nous retrouvons la même décroissance de l'atténuation suivant les fréquences. Ce qui revient à dire que **la partie évanescence modélisée de l'onde acoustique représentée par la partie imaginaire de m est correcte.**

La comparaison entre un modèle de propagation classique sans viscosité et l'expérience est très mauvaise (les amplitudes et les positions des pics d'atténuation sont totalement différentes). Cela montre que l'utilisation d'un modèle classique de propagation dans les tubes pour décrire l'acoustique d'un tube de diamètre sub millimétrique donne des résultats faux, tandis que les modèles basés sur les équations de Kirchhoff et les approximations présentées par Stinson sont tout à fait satisfaisants pour décrire l'acoustique dans ces tubes fins.

Remarques : La même expérience a été menée sur un tuyau plastique de longueur 1 m et de diamètre 6 mm. Les comparaisons théorie/ expérience sont les mêmes que précédemment (voir figure 2 suivante), très bonnes pour le modèle basé sur l'approche de Stinson, et mauvaises pour le modèle classique. Cette expérience confirme la validité de l'approche de Stinson, et ce pour deux types de diamètres (1 et 6 mm).

Nous pouvons remarquer que, même pour des tuyaux de diamètre supérieur au mm, les phénomènes thermo-visqueux ne peuvent être négligés. Les différences de localisation des modes de résonance du modèle classique sont ici plus remarquables que dans le cas précédent. L'effet visqueux a tendance à décaler les modes de résonance du tuyau vers les basses fréquences

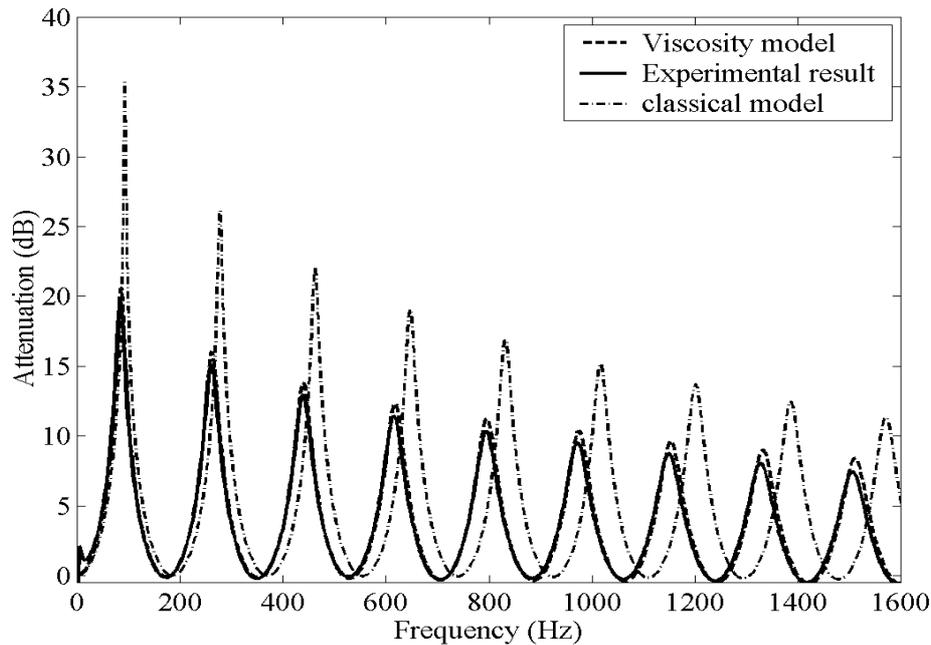


Figure 47. Atténuations simulée et mesurée à travers un tuyau plastique (diamètre a : 6 mm, longueur t : 1m). Deux modèles sont présentés : le modèle visqueux basé sur l'approche de Stinson et le modèle d'acoustique classique ne prenant pas en compte les effets visqueux.

2.2.2. Mesures d'impédance et d'absorption d'un bloc perforé

La deuxième approche expérimentale est basée sur la mesure d'impédance de surface d'un échantillon perforé (ou composé d'un assemblage de tubes fins). Nous choisissons un échantillon cylindrique en PVC de longueur 8.2 cm et dont la section est adaptée au tube de Kundt BK circulaire de diamètre 10 cm. Le bloc est perforé de 69 trous de diamètre 4 mm. L'échantillon est placé dans le tube de Kundt, une cavité d'air est laissée à l'arrière de ce dernier. L'impédance complexe de surface est mesurée et la pression des 2 voies est mesurée.

Avec ces pressions, nous remontons à la pression pariétale de l'échantillon p_A . A l'aide de p_A et du modèle proposé dans le premier dispositif expérimental, nous trouvons l'impédance de surface simulée pour une perforation. L'impédance de surface de la structure en PVC est obtenue en divisant l'impédance trouvée pour une perforation par le nombre de trous.

Les courbes suivantes sont obtenues :

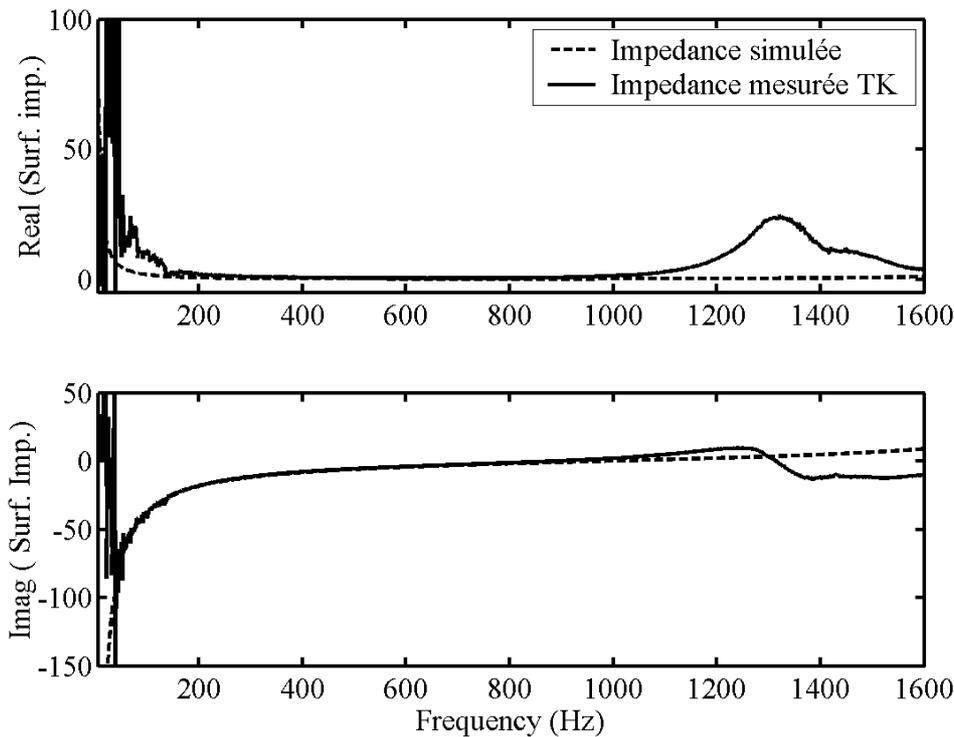


Figure 48. Impédance de surface simulée et mesurée a) Partie réelle, b) Partie imaginaire, d'un tube de PVC perforé (69 perf de diamètre 4 mm et de longueur 0.082 m) sans cavité d'air

Observations : La comparaison théorie/ expérience des parties réelles et imaginaires des impédances de surface est très bonne entre 100 et 1200 Hz. Pour des fréquences inférieures à 100 Hz, le dispositif expérimental du tube n'est pas fiable, la distance séparant les 2 micros de mesure est trop petite devant les longueurs d'onde considérées. Entre 1200 et 1600 Hz, nous constatons une singularité non expliquée entre le modèle et les mesures.

Nous pouvons cependant remarquer que cette méthode expérimentale est plus imprécise que la méthode utilisée pour mesurer l'atténuation dans les tuyaux. Mais elle permet une étude plus facilement réalisable de tubes très fins, elle ne restreint quasiment pas le choix des diamètres des perforations (excepté que la fabrication de l'échantillon peut s'avérer délicate).

D'autres méthodes à partir de l'échantillon de PVC et du tube de Kundt ont été testées, elles n'ont pas donné de résultats convaincants (comme par exemple la méthode de mesure d'impédance globale de la structure par la technique des doubles cavités: voir le rapport de Pezerat [PEZ93]).

Nous réalisons des comparaisons théorie/ expérience, en absorption. Le modèle en absorption est du même type que celui présenté au paragraphe suivant.

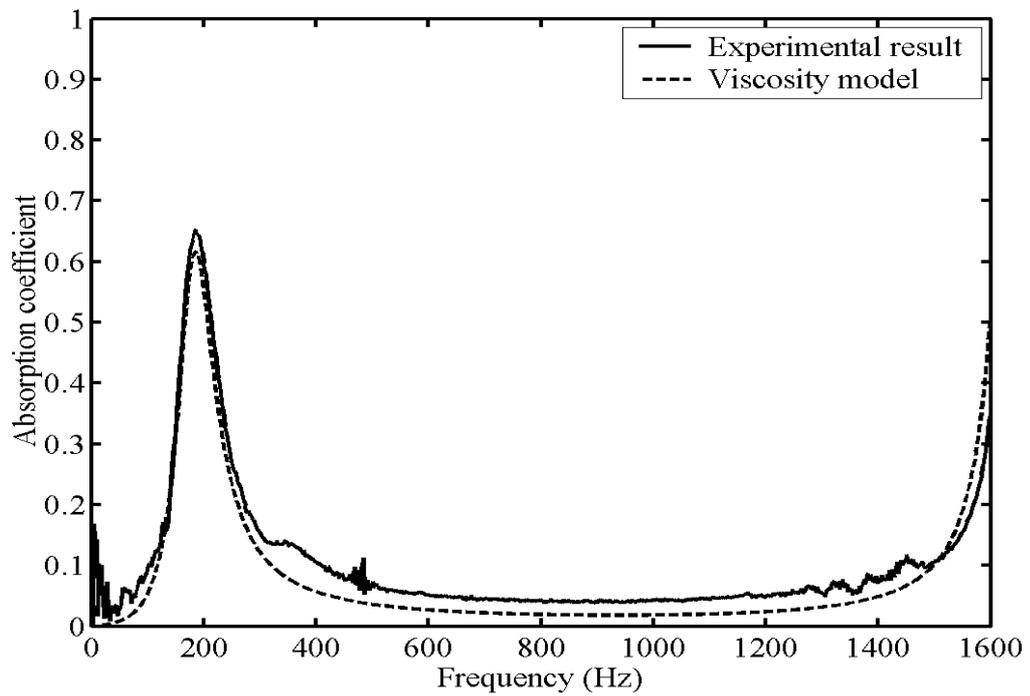


Figure 49. Absorption mesurée et simulée par la méthode des impédances, de l'échantillon PVC perforé (69 perforations de diamètre 4 mm et de longueur 82mm) avec une cavité d'air de 0.1m d'épaisseur

Les comparaisons sont très bonnes et confirment une fois de plus la validité de l'approche de Stinson pour tous les diamètres de perforation.

2.3. Approximations proposées

Le but de cette partie est de trouver des méthodes de résolution simplifiées. Les constantes de propagation trouvées par le modèle de Stinson sont ici les constantes de référence, les comparaisons théorie/ expérience s'étant révélées très bonnes. Elles permettent par comparaison d'étudier la validité sur la constante de propagation de nos modèles.

Il est important pour nous de développer une approche personnelle afin de bien comprendre les phénomènes entrant en jeu pour pouvoir ensuite appliquer nos approches à des structures microperforées. Cette approche est limitée pour les BF et MF (zone d'étude qui nous intéresse pour nos systèmes) ou pour les tubes de très petits diamètres.

2.3.1. Présentation des approximations

Nous présentons une méthode d'approximation permettant de résoudre les équations de Kirchhoff pour des tubes fins (ou propagation entre deux plans rectangulaires infinis), pour des fréquences qui induisent des épaisseurs de couches limites au moins plus importantes que le demi rayon du tube (ou dans le cas de la propagation entre deux plans : du quart de l'épaisseur de la tranche d'air séparant les deux plans).

Nous reprenons les équations sur la vitesse et la température (II-10 et II-11) basées sur les équations de Kirchhoff. La résolution de ces 2 grandeurs (vitesse et excès de température) est choisie car seules les conditions limites sur les bords du tube sont connues (ces deux grandeurs s'y annulent).

$$j\omega\vec{V} = -\frac{c^2}{\gamma T_0}\vec{V}\tau_t + \left(\frac{4}{3}v + \frac{c^2}{j\omega\gamma}\right)\vec{V}(\vec{V}\cdot\vec{V}) - v\vec{V}\times\vec{V}\times\vec{V}, \quad (\text{II-10})$$

$$v'\Delta\tau_t = j\omega\tau_t + (\gamma-1)T_0\vec{V}\cdot\vec{V}. \quad (\text{II-11})$$

Nous posons $\vec{V} = q\hat{r} + u\hat{z}$, où \hat{r} et \hat{z} représentent les axes en coordonnées cylindriques.

Pour résoudre ce système d'équations différentielles, il est nécessaire d'effectuer des approximations.

La première est la séparation de variables (radiale : r et axiale : z) des grandeurs q , u et τ_t . La dépendance en z est exprimée par e^{mz} où m est le nombre d'onde

complexe. L'onde acoustique se propage suivant z avec un nombre d'onde complexe m . La partie réelle de m représente la partie évanescente de l'onde, la partie imaginaire de m représente la partie propagative de l'onde. Les grandeurs q , u et τ sont de la forme :

$$u(r,z) = A(r).e^{mz}, \quad (\text{IV-8a})$$

$$q(r,z) = B(r).e^{mz}, \quad (\text{IV-8b})$$

$$\tau_t(r,z) = C(r).e^{mz}. \quad (\text{IV-8c})$$

Nous proposons ici **une approche par formulation faible**.

Etant en coordonnées cylindriques et afin de donner une approximation de A , B , C correspondant aux coordonnées radiales, nous choisissons d'utiliser les fonctions de Bessel pour reproduire le profil de vitesse et de température suivant le rayon du tube. Nous nous inspirons des profils trouvés par Stinson [STI91] pour les basses fréquences ou tube de petit diamètre. Nous sommes tout à fait conscient qu'en choisissant ces profils nous restreignons le domaine d'application du modèle. De plus une part d'information est négligée. **Le modèle proposé est donc moins précis que le modèle proposé par Stinson.**

Une étude est menée en parallèle avec des profils en sinus et cosinus, elle est présentée dans ce document en italique. Dans la littérature [STI91] ce type de profil est utilisé pour décrire u dans des tubes de section rectangulaire. C'est pour une application type fente.

La vitesse acoustique axiale, ainsi que l'excès de température, doivent s'annuler en $r = R$, et doivent être maximales au centre. Pour des fréquences correspondant à des couches limites au moins du même ordre de grandeur que le rayon du tube, ces 2 grandeurs doivent évoluer avec r suivant un profil proche de celui de la couche limite. Nous choisissons donc pour $A(r)$ et $C(r)$ une fonction de Bessel d'ordre 0 dont le premier zéro correspond à $r = R$.

De même pour la vitesse radiale, elle doit s'annuler sur les bords et au centre tout en suivant un certain profil. Une fonction de Bessel d'ordre 1 est choisie pour $B(r)$, dont le premier zéro correspond à $r = R$:

$$u(r,z) = A(\omega).J_0(\alpha_1 r).e^{mz}, \quad (\text{IV-9a})$$

$$q(r,z) = B(\omega).J_1(\alpha_2 r).e^{mz}, \quad (\text{IV-9b})$$

$$\tau_t(r,z) = C(\omega).J_0(\alpha_1 r).e^{mz}, \quad (\text{IV-9c})$$

où $A(\omega)$, $B(\omega)$, $C(\omega) \in \Re \oplus j\Re$, α_1 et α_2 correspondent aux constantes permettant l'annulation des Bessel J_0 et J_1 en $r = R$. On a $\alpha_1 \approx 2.40 / R$ et $\alpha_2 \approx 3.83 / R$, ainsi $J_0(\alpha_1 R) = 0$ et $J_1(\alpha_2 R) = 0$.

Remarque : Nous avons choisi une Bessel réelle : $J_{0,1} : \Re \rightarrow \Re$. Les fonctions de Bessel trouvées par Stinson sont $J_{0,1} : \Re \oplus j\Re \rightarrow \Re \oplus j\Re$. Mais les constantes A , B , C sont complexes et dépendent de la pulsation. Cependant nos approximations induisent un modèle un peu plus restrictif et un peu moins précis que celui de Stinson. **Une comparaison entre les profils proposés ici et ceux proposés par Stinson ainsi qu'une comparaison d'aire, sont données en annexe.**

Les fonctions de Bessel étant par définition des séries entières, il aurait été intéressant de trouver une nouvelle approximation en étudiant l'influence de la troncature de la série sur les valeurs de $m(\omega)$ et $\rho_{\text{equ}}(\omega)$.

Dans l'étude parallèle, les approximations sont en cosinus et sinus et donnent les expressions suivantes (suivant les mêmes conditions que dans le cas précédent) :

$$u(r,z) = A_2 \cos\left(\frac{\pi}{2R} r\right) \cdot e^{mz}, \quad (\text{IV-10a})$$

$$q(r,z) = B_2 \sin\left(\frac{\pi}{R} r\right) \cdot e^{mz}, \quad (\text{IV-10b})$$

$$\tau_i(r,z) = C_2 \cos\left(\frac{\pi}{2R} r\right) \cdot e^{mz}. \quad (\text{IV-10c})$$

u, q et τ sont remplacés par les expressions des opérateurs dans les équations de base (voir Annexe IV). On obtient trois équations avec les trois constantes A, B, C et la variable r et $m(\omega)$. Pour simplifier le calcul différentiel, les règles s'appliquant aux fonctions Bessel sont appliquées (voir Annexe IV).

Pour s'affranchir de la dépendance en r, les grandeurs u, q, τ_i sont à présent exprimées en moyenne par rapport à la section du tube :

$$\langle \Gamma \rangle = \frac{1}{S_R} \oint \Gamma(r) dS = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R 2\pi r \Gamma(r) dr \quad (\text{IV-11})$$

où S_R représente une section du tube.

Le système suivant, de la forme $[M].V = 0$ est trouvé :

$$\begin{pmatrix} \left[\left(\frac{4v}{3} + \frac{c^2}{j\omega\gamma} \right) m^2 - j\omega - v\alpha_1^2 \right] D_0 & \left(\frac{v}{3} + \frac{c^2}{j\omega\gamma} \right) m\alpha_2 D_{0b} & -\frac{c^2 m}{\gamma T_0} D_0 \\ \left(\frac{v}{3} + \frac{c^2}{j\omega\gamma} \right) m\alpha_1 D_1 & \left[\left(\frac{4v}{3} + \frac{c^2}{j\omega\gamma} \right) \alpha_2^2 - j\omega - +v m^2 \right] D_{1b} & -\frac{c^2 \alpha_1}{\gamma T_0} D_1 \\ m(\gamma-1) T_0 D_0 & m(\gamma-1) T_0 \alpha_2 D_{0b} & (-v' m^2 + v' \alpha_1^2 + j\omega) D_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ B \\ C \end{pmatrix} = 0 \quad (\text{IV-12})$$

$$\text{avec } D_0 = \int_0^R J_0(\alpha_1 r) \cdot dr \text{ et,} \\ D_1 = \int_0^R J_1(\alpha_1 r) \cdot dr \text{ et } D_{1b} = \int_0^R J_1(\alpha_2 r) \cdot dr.$$

Ce système n'a de sens que si le déterminant de la matrice est nul.

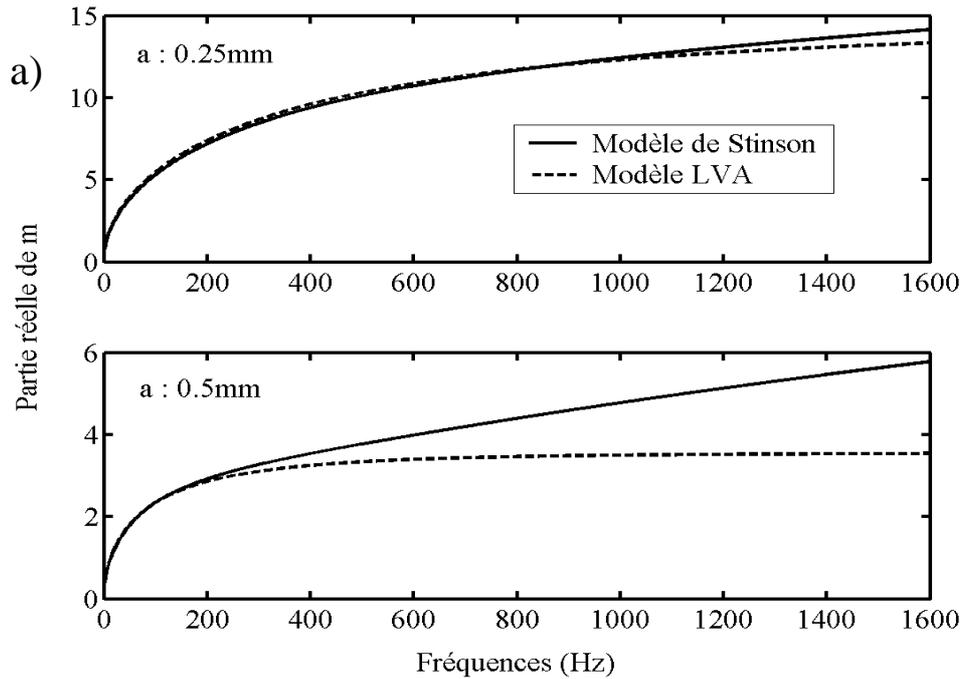
Pour chaque pulsation, le déterminant est calculé avec l'inconnue m. Un polynôme de degré 6 en m est obtenu. La solution de ce dernier permet de trouver à m, 6 solutions.

La convention étant que le terme e^{mz} représente l'onde se propageant vers les z négatifs. Toutes les solutions avec la partie réelle de m négative sont des solutions non physiques, elles sont écartées. Les solutions qui correspondent à une évanescence trop importante (partie réelle de $m \gg 1$) sont aussi écartées. Il ne reste alors plus qu'une solution unique pour m.

Le même raisonnement est mené pour les approximations en sinus et cosinus. Pour chaque pulsation ω on associe une constante de propagation $m(\omega)$ complexe. Le modèle se prénomme « LVA cosinus ».

2.3.2. Résultats et comparaisons

Nous obtenons les courbes suivantes, pour $a = 0,5$ mm et $a = 0,25$ mm :



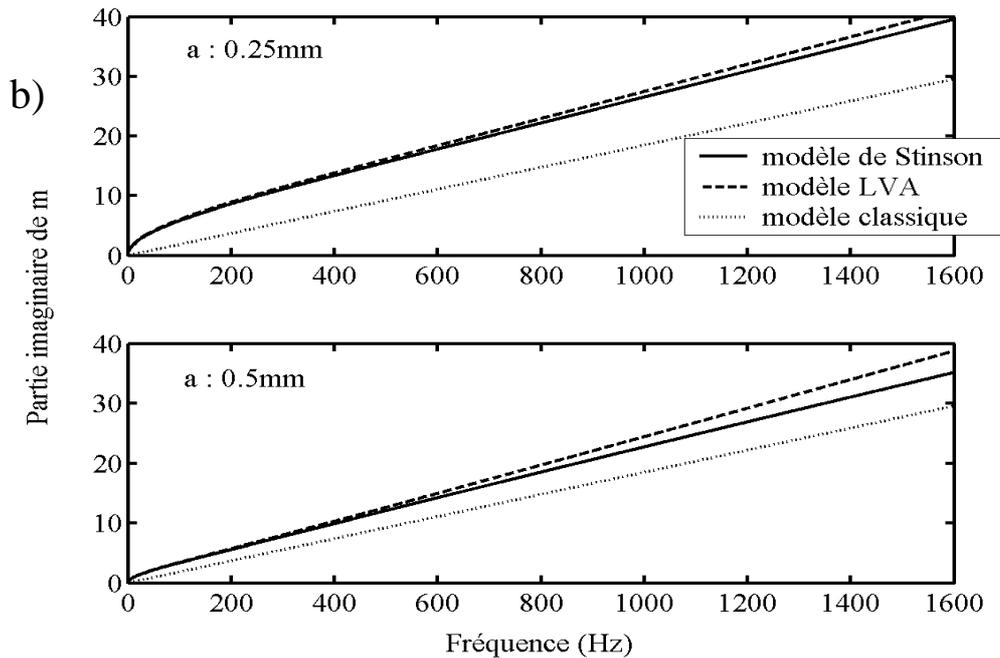


Figure 50 a) partie réelle b) partie imaginaire de la constante de propagation, pour un tube infini de diamètre $a = 0.25$ mm et $a = 0.5$ mm. Les courbes représentent différentes simulations : Modèle Stinson (trait plein), LVA avec approximation Bessel (traits discontinus) et modèle classique (pointillés).

Observations : Le modèle de Stinson nous sert ici de référence. **Nous constatons que le modèle d'approximation LVA Bessel est très bon sur les basses fréquences, aussi bien pour la partie propagative que pour la partie évanescente.** Une étude plus axée sur les basses fréquences a confirmé cette remarque.

Pour un diamètre de tube de 0.5 mm, il y a une fréquence, dite **fréquence caractéristique visqueuse**, (aux environs de 300-400 Hz) au-dessus de laquelle la partie réelle du modèle LVA Bessel s'éloigne nettement de celle du modèle de Stinson. Au-dessus de cette fréquence, les phénomènes visco-thermiques sont minorés par notre modèle. En vérité, **les profils de vitesses et de températures ne peuvent plus être, pour ces fréquences, décrits par des fonctions de Bessel simples. La couche limite devient trop petite par rapport au rayon.** Le profil de Bessel ne tient pas compte de la faible épaisseur de la couche limite et du caractère constant que prennent la vitesse et la température suivant l'axe radial (voir schéma explicatif et voir les comparaisons de profils de vitesse axiale en Annexe) :

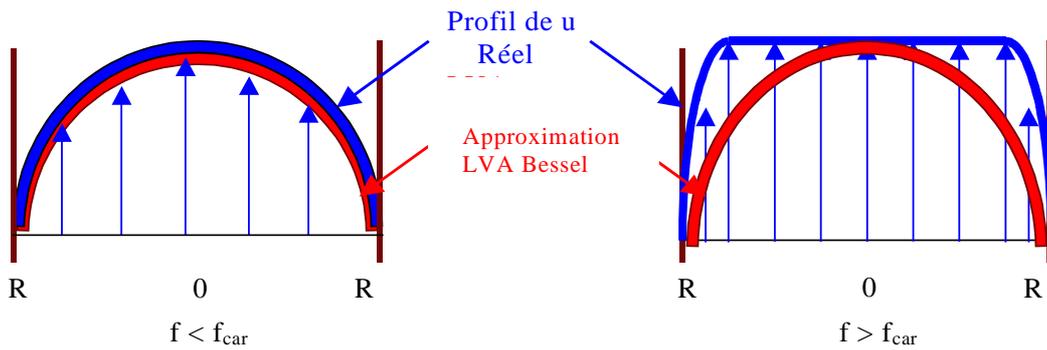


Figure 51. Schéma représentant le profil de la vitesse axiale dans le tube, le cas réel et l'approximation LVA sont représentés pour 2 configurations possibles : $f < f_{car}$ et $f > f_{car}$

Dans le cas $f > f_{car}$ dans la couche limite, les expressions avec u , q , τ comprenant les différentiels $\frac{\partial}{\partial r}$ sont nettement plus importantes dans le cas réel que dans notre simulation (les pentes des profils selon r sont moins fortes pour la simulation). Or, tous les termes de viscosité (avec la constante ν) comprennent des expressions en $\frac{\partial}{\partial r}$ et en $\frac{\partial^2}{\partial r^2}$ de u et q , et le terme de conductivité thermique (avec la constante ν') comprend $\frac{\partial \tau_t}{\partial r}$. Il est donc tout à fait logique, dans ce cas, que les effets thermo-visqueux soient minorés.

Pour un rayon de 0.25 mm (figure 6), on estime que la fréquence limite est aux environs de 300-400 Hz. Cette valeur correspond à une couche limite d'épaisseur $d_{visc} = (2\nu/\omega)^{1/2}$ de 0.13 mm, soit $R/2$. Pour un tube de rayon 2 fois plus petit (figure 6 : $R = 0.125$ mm), on estime la fréquence limite vers 1200 Hz, valeur qui correspond à une épaisseur de couche limite de 0.064 mm, soit de nouveau $R/2$. Après plusieurs tests, nous avons conclu que notre modèle d'approximation LVA Bessel est valable tant que la fréquence correspond à des couches limites d'épaisseur au moins supérieure à la moitié du rayon du tube.

Nous définissons la fréquence caractéristique visqueuse par $f_{car} = \frac{4\nu}{\pi R^2}$ ou

$$R \leq 2d_{visc}.$$

En d'autres termes, notre modèle basée sur les approximations en Bessel (LVA Bessel) est valide pour la constante de propagation, pour toute fréquence f inférieure à f_{car} .

En ce qui concerne le modèle d'approximation en cosinus et sinus :

Il semble mal adapté à notre système. Les effets visco-thermiques sont, en fréquence, très rapidement minorés. Cela est tout à fait logique sachant que ce profil est réservé aux sections rectangulaires (application aux fentes). On retrouve cependant bien la même allure en partie réelle que le modèle LVA Bessel, mais la vitesse de propagation (visible sur $\text{Imag}(m)$) est beaucoup trop importante. Nous présentons, pour information, la partie réelle et imaginaire du nombre d'onde.

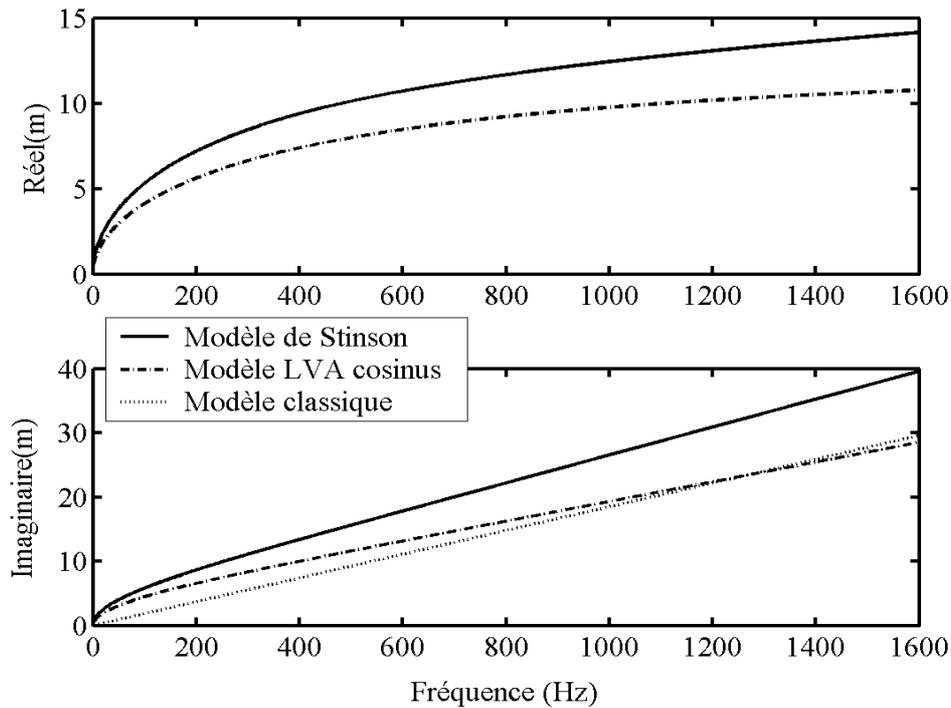


Figure 52. a) partie réelle b) partie imaginaire de la constante de propagation, pour un tube infini de diamètre $a = 0.25$ mm. Les courbes représentent différentes simulations : Modèle Stinson pour des trous circulaires (trait plein), LVA avec approximation cosinus (traits discontinus) et modèle classique (pointillés).

2.3.3. Expressions de la pression, et des grandeurs équivalentes

Reprenons l'équation de Navier Stokes (IV-6) en z (coordonnée axiale), en remplaçant u et q par leur approximation en fonction de Bessel. Nous obtenons une expression pour $\frac{\partial P}{\partial z}$ or nous avons imposé suivant l'axe z , e^{mz} , donc

$\frac{\partial P}{\partial z} = mP$. L'expression de P et de sa moyenne par rapport à la section du tube sont :

$$P = \left[-\frac{j\rho_0}{m} \left(\omega + j\frac{4}{3}vm^2 - jv\alpha_1^2 \right) AJ_0(\alpha_1 r) - \frac{\rho_0 v}{3} BJ_0(\alpha_2 r) \right] e^{mz}, \quad (\text{IV-13a})$$

$$\langle P \rangle = e^{j\omega t} \left[-\frac{j\rho_0}{m} \left(\omega + j\frac{4}{3}vm^2 - jv\alpha_1^2 \right) AD_0 - \frac{\rho_0 v}{3} BD_{0b} \right] e^{mz}, \quad (\text{IV-13b})$$

avec $D_0 = \int_0^R J_0(\alpha_1 r) dr$ et $D_{0b} = \int_0^R J_0(\alpha_2 r) dr$,

D'après (IV-9), l'expression de la compressibilité est :

$$\frac{\delta}{\rho_0} = \frac{P}{P_0} + \frac{\tau_t}{T_0},$$

$$\frac{\delta}{\rho_0} = \left\{ \left[-\frac{j\rho_0}{m} \left(\omega + j\frac{4}{3}vm^2 - jv\alpha_1^2 \right) \frac{A}{P_0} - \frac{C}{T_0} \right] J_0(\alpha_1 r) - \frac{\rho_0 v}{3P_0} BJ_0(\alpha_2 r) \right\} e^{mz}. \quad (\text{IV-14})$$

Pour connaître la variation de P et δ suivant l'axe radial, il faut calculer l'expression des constantes A , B , C pour chacune des fréquences. Pour cela le système $[M].V = 0$ donné précédemment doit être résolu. La constante de propagation m calculée correspond au cas où $\det(M)=0$, M ne peut donc être inversible. Il faut donc exprimer B et C en fonction de A et ce pour chaque fréquence. Les résultats de u , q , τ_t , P et δ sont à une constante près A . A varie normalement avec les fréquences, mais nous la choisissons ici constante.

Trouvons une densité volumique équivalente complexe pour pouvoir utiliser facilement *la relation d'Euler* classique.

$$-\frac{\partial \langle P \rangle}{\partial z} = j\omega \rho_{\text{equ}}(\omega) \langle u \rangle \quad (\text{IV-15a})$$

où $\langle u \rangle$ représente la vitesse moyennée sur r .

$\rho_{\text{equ}}(\omega)$ est trouvé à l'aide de l'équation de Navier Stokes (II-6) en z :

$$\rho_{\text{equ}}(\omega) = \rho_0 \left[1 + j \left(\frac{4vm^2}{3\omega} - \frac{v\alpha_1^2}{\omega} + \frac{vm\alpha_2}{3\omega} \frac{BI}{\langle u \rangle} \right) \right] \quad (\text{IV-15b})$$

avec $I = \frac{1}{\text{Surf}} \iint J_0(\alpha_2 r) dS = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R J_0(\alpha_2 r) 2\pi r dr$.

3. Applications aux structures microperforées

3.1.Principe et équations

Dans cette partie, le modèle de propagation dans les tubes fins est intégré à la modélisation d'un système microperforé : il s'agit d'une structure microperforée, qui est couplée à une cavité d'air et à une plaque. Nous utilisons une approche analytique similaire au chapitre III (transparence).

Ici, **la structure MPP est remplacée par un milieu propagatif** avec comme caractéristiques appliquées sur la pression et la vitesse : ρ_{equ} , c_{equ} , m .

Les conditions limites appliquées à l'interface de ce milieu sont : la conservation des débits et du cosinus directeur et la continuité des pressions.

Notre approche permet d'éviter de faire, sur les équations de Kirchhoff, l'approximation tube mince et l'approximation sur les échanges de chaleur. Elle donne une explication complète des effets dissipatifs des systèmes microperforés.

Le modèle de Maa [MAA75] suppose des structures très minces (dont l'épaisseur doit être très petite devant la longueur d'onde, et qui ne doit pas être beaucoup plus large que le diamètre des perforations). **L'approche analytique proposée ici a l'avantage de ne pas être limitée dans l'épaisseur des structures microperforées.**

Nous proposons de faire une comparaison de notre approche avec le modèle de Maa [MAA75] pour des structures minces. Pour faciliter la comparaison, la plaque simple est remplacée par un mur rigide et la structure microperforée est considérée comme mince (MPP). Pour faciliter la comparaison avec l'expérimental (mesures en tube de Kundt) l'incidence normale est choisie.

L'ensemble des MPP testées avec leurs caractéristiques est résumé dans le tableau 3 dans le paragraphe 3.4.1 ou en Annexe.

Le système est présenté par le schéma ci-contre :

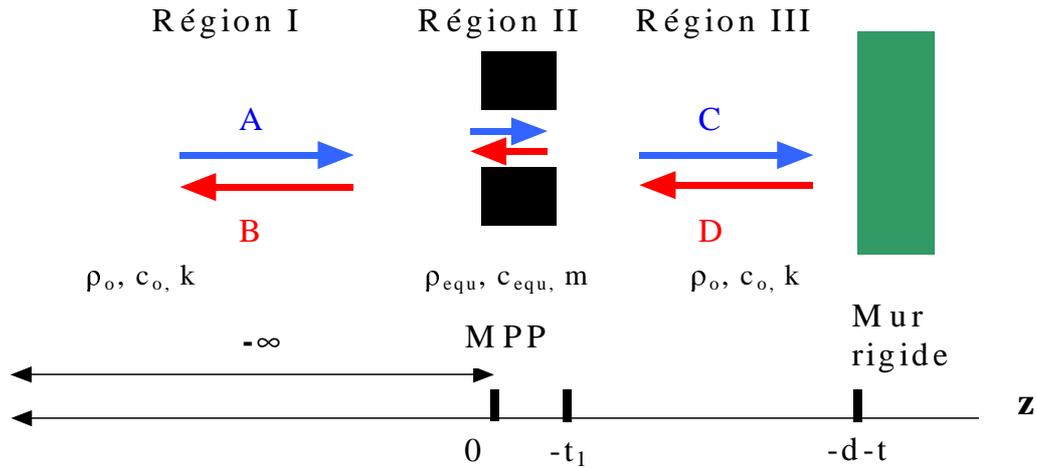


Figure 53. Schéma analytique représentant le système d'absorption basique MPP. L'approche est celle de LVA propag, la MPP est remplacée par une région fluide avec ρ_{equ} , c_{equ} , m .

Avec la notation : $p_i(z,t) = e^{j\omega t} P_i(z)$ et $v_i(z,t) = e^{j\omega t} V_i(z)$, les champs de pression et de vitesse dans les 3 régions sont :

$$\begin{aligned} \text{Région I :} \quad p_I(z,t) &= p_{inc}(z,t) + p_{ref}(z,t) = e^{j\omega t} (Ae^{jkz} + Be^{-jkz}), & (IV-16) \\ v_I(z,t) &= e^{j\omega t} (-Ae^{jkz} + Be^{-jkz}) / \rho_o c. \end{aligned}$$

$$\text{Région II :} \quad p_{II}(z,t) = e^{j\omega t} (Ee^{mz} + Fe^{-mz}), \quad (IV-17)$$

$$\begin{aligned} \langle v_{II}(z,t) \rangle &= e^{j\omega t} (Ee^{mz} - Fe^{-mz}) jm / \omega \rho_{equ}. \\ \text{Région III :} \quad p_{III}(z,t) &= e^{j\omega t} (Ce^{jkz} + De^{-jkz}), & (IV-18) \\ v_{III}(z,t) &= e^{j\omega t} (-Ce^{jkz} + De^{-jkz}) / \rho_o c. \end{aligned}$$

Pour la région II, nous utilisons l'équation d'Euler citée précédemment (IV-15a) avec les grandeurs équivalentes ρ_{equ} (IV-15b).

Les conditions suivantes sont appliquées :

- **En $z = 0$:** continuité des pressions et des débits :
 $P_I(0) = P_{II}(0)$,
 $S_{unit} V_I(0) = S_{perf} V_{II}(0)$.
- **En $z = -t_1$:** continuité des pressions et continuité des débits :
 $P_{II}(-t_1) = P_{III}(-t_1)$,
 $S_{unit} V_{III}(-t_1) = S_{perf} V_{II}(-t_1)$.
- **En $z = -d - t_1$:** vitesse nulle : $V_{III}(-d - t_1) = 0$.

Avec S_{perf} la surface de perforation, S_{unit} la surface unitaire.

Nous rappelons que $\sigma = S_{perf} / S_{unit}$ est le taux de perforation.

La matrice suivante est obtenue :

$$\begin{pmatrix}
 1 & 1 & -1 & -1 & 0 & 0 \\
 -1 & 1 & \left[-\frac{\rho_0 c j m}{\omega \rho_{\text{equ}}} \sigma \right] & \left[\frac{\rho_0 c j m}{\omega \rho_{\text{equ}}} \sigma \right] & 0 & 0 \\
 0 & 0 & -e^{-m t_1} & -e^{-m t_1} & e^{-j k t_1} & e^{j k t_1} \\
 0 & 0 & \left[-\frac{\rho_0 c j m}{\omega \rho_{\text{equ}}} \sigma \right] e^{-m t_1} & \left[\frac{\rho_0 c j m}{\omega \rho_{\text{equ}}} \sigma \right] e^{m t_1} & -e^{-j k t_1} & e^{j k t_1} \\
 0 & 0 & 0 & 0 & -e^{-j k (d+t_1)} & e^{j k (d+t_1)}
 \end{pmatrix}
 \begin{pmatrix}
 A \\
 B \\
 E \\
 F \\
 C \\
 D
 \end{pmatrix}
 = 0, \quad (\text{IV-19})$$

Le système est résolu et donne les résultats suivants :

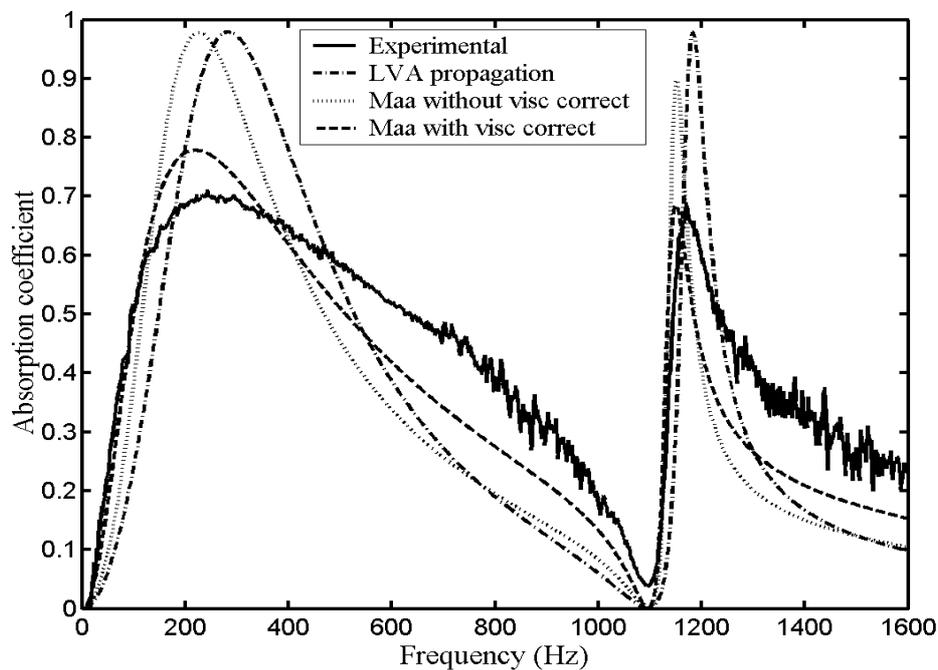


Figure 54. Coefficient d'absorption du système PP3 (plaque acier micro perforée : a : 0.5 mm, t : 1 mm, σ : 0.52 %) couplé à un mur rigide par une cavité d'air de profondeur d : 0.15 m. Il est présenté 4 courbes, une Expérimentale (trait plein) résultats du tube de Kundt, et 3 simulations : une représente notre modèle LVA propagation (trait discontinu) et deux autres le modèle de Maa avec et sans correction de viscosité (pointillés et trait-pointillé)

Le système LVA présenté ici est brut et ne comporte encore aucune correction. Nous procédons ainsi par étape afin de mieux appréhender les différents phénomènes liés à ces corrections et pouvoir les adapter de façon correcte à nos modèles.

Il est présenté ici 2 courbes tirées de la théorie classique telle qu'elle est présentée au chapitre II (avec correction d'épaisseur), l'une avec la correction du coefficient de viscosité (normalement réservé aux matériaux métalliques), et l'autre sans. Ce

choix vient du fait que la correction apportée ou non à la viscosité proposée par Maa ne nous semble pas très claire.

Nous constatons que notre modèle (LVA propagation) brut est proche du modèle classique avec la viscosité non corrigée. Les pics d'absorption sont légèrement décalés vers les HF. Le modèle classique est donc un peu plus « réactif », c'est à dire que la partie imaginaire de l'impédance de la plaque perforée est un peu plus grande ici. Les minimums sont exactement les mêmes. En effet, nous avons déjà remarqué que la masse ajoutée ne jouait pas sur la position des minimums d'absorption. Cela vient du fait que dans le modèle classique une correction de longueur est déjà appliquée sur la réactance, alors que notre modèle est pour l'instant vierge de correction.

Nous pouvons observer que la correction apportée à la viscosité, ou une correction du même type, semble dans notre modèle (comme pour le modèle classique) nécessaire pour se rapprocher des courbes expérimentales. En effet, notre modèle (LVA propagation) donne des pics d'absorption trop importants et trop fins en comparaison avec les résultats expérimentaux.

Nous nous sommes refusés ici à appliquer directement des corrections que nous n'expliquions pas clairement. Nous avons décidé de faire des modifications qui nous étaient propres pour mieux saisir le phénomène physique qu'elles représentaient.

Remarque : la fréquence limite définie précédemment ne perturbe pas les résultats de la plaque mince sur 0-2000 Hz. Au-delà de la fréquence limite, l'absorption reste encore très cohérente.

3.2. Discussion sur la correction d'épaisseur due aux effets d'embouchure

Pour bien comprendre chaque correction, nous n'effectuons qu'une correction à la fois. Dans ce paragraphe, nous ignorons donc la correction apportée à la viscosité.

Aux embouchures des perforations, il y a un effet de rayonnement sonore et un effet thermo-visqueux supplémentaire.

Ces phénomènes d'embouchure connus viennent du fait que les vibrations des particules d'air se trouvant à l'intérieur de la perforation sont transmises aux particules d'air voisinant l'embouchure. Elles sont, entre autre, transmises à celles se trouvant proches de la surface de la plaque.

Il y a ainsi une force de friction supplémentaire (provoquée par les vibrations des particules se trouvant dans la couche limite de la surface de la plaque) et un effet de masse ajouté supplémentaire, représentant l'énergie cinétique d'un écoulement proche des perforations. Le profil de vitesse aux embouchures des perforations et

à leur voisinage est trop complexe pour être modélisé correctement. Ces effets sont difficiles à quantifier.

Ces phénomènes ont été décrits dans les travaux de Sivian, Ingard et Rayleigh. Ingard [ING53] en 1953, sur des travaux concernant les résonateurs d’Helmholtz, propose une correction de longueur sur la résistance acoustique (partie réelle de l’impédance acoustique) et la réactance acoustique (partie imaginaire de l’impédance acoustique) des perforations. Il traite de façon indépendante les corrections de longueur de chaque partie de l’impédance.

Melling [MEL73] en 1973 résume, approfondit et généralise l’approche d’Ingard. Il propose de nouvelle correction sur l’impédance. Ingard a depuis approfondi son approche [ING94].

Les différentes approches sont résumées, comparées et discutées dans la thèse de Randeberg (2000) [RAN00].

3.2.1. Correction sur la réactance de la MPP

Pour prendre en compte les phénomènes de rayonnement acoustique aux embouchures, Maa [MAA75], à l’aide des travaux de Melling [MEL73], augmente la masse ajoutée. Il propose une correction d’épaisseur de la MPP (+ 0.85 fois le diamètre des perforations) sur la partie imaginaire de son impédance acoustique.

Cet effet n’étant pas intégré dans nos modèles, nous allons utiliser la théorie classique présentée par Bruneau [BRU98] dans son manuel sur les phénomènes acoustiques aux embouchures, et l’adapter à nos systèmes de propagation.

Considérons l’embouchure d’un cylindre de diamètre a :

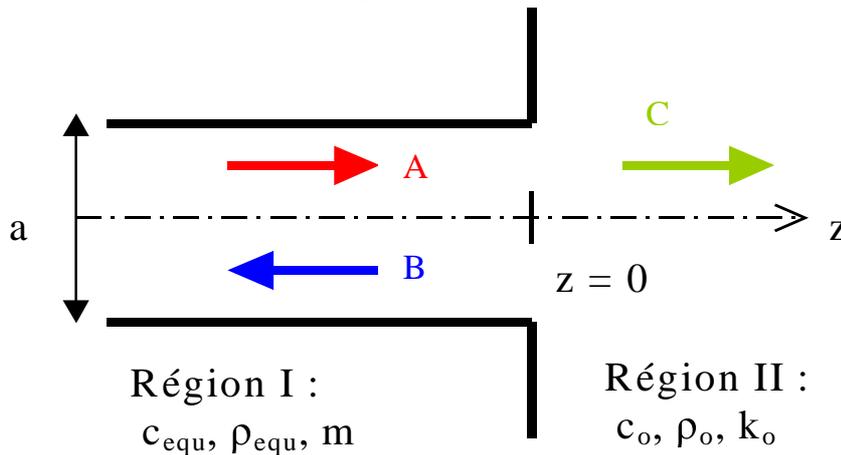


Figure 55. Schéma représentant l’approche analytique d’une embouchure.

Pour la région I :

$$P_1(z) = Ae^{-mz} + Be^{mz}, \tag{IV-20a}$$

en définissant $\zeta=B/A$, $P_I(z) = A[e^{-mz} + \zeta e^{mz}]$

En utilisant la relation d'Euler pour les tubes fins présentée au paragraphe précédent (IV-26a) nous exprimons la vitesse dans cette région :

$$V_I = \langle u \rangle = (jm(\omega) / \omega \rho_{\text{equ}}(\omega)) [-Ae^{-mz} + Be^{mz}], \quad (\text{IV-20b})$$

$$\langle u \rangle = -\beta^{-1}(\omega) A[-e^{-mz} + \zeta e^{mz}],$$

avec $\beta(\omega) = -(jm(\omega)/\omega \rho_{\text{equ}}(\omega))^{-1}$ où m et ρ_{equ} sont définis précédemment (IV-15b).

L'impédance acoustique est définie par

$$Z_I(z=0) = P_I(z=0) / V_I(z=0) = \beta(\omega)[(\zeta+1) / (\zeta-1)]. \quad (\text{IV-20c})$$

Pour la région II :

$$P_{II}(z) = Ce^{jkz}. \quad (\text{IV-21a})$$

Par la relation d'Euler classique :

$$V_{II}(z) = (C/\rho_o c_o) e^{-jkz}. \quad (\text{IV-21b})$$

Pour l'impédance, nous utilisons l'impédance acoustique de Rayleigh équivalente à l'impédance de rayonnement d'un piston plan [LES88], dans un écran plan rigide infini:

$$Z_{II}|_{z=0} = j\rho_o c_o \frac{8k_o a}{3\pi 2} + \frac{\rho_o c}{8} (k_o a)^2. \quad (\text{IV-21c})$$

Relations de continuités en $z = 0$:

- continuité des vitesses $V_I(z=0^-) = V_{II}(z=0^+)$.
- continuité des pressions donc des impédances : $Z_I(z=0^-) = Z_{II}(z=0^+)$.

De la deuxième condition limite, la relation suivante est obtenue :

$$\beta(\omega)[(\zeta+1) / (1-\zeta)] = j\rho_o c_o \frac{8k_o a}{3\pi 2} + \frac{\rho_o c}{8} (k_o a)^2, \quad (\text{IV-22a})$$

$$d'où (\zeta+1) / (1-\zeta) = \delta \text{ avec } \delta = j\rho_o c_o \frac{8k_o a}{3\pi\beta(\omega)2} + \frac{\rho_o c}{8\beta(\omega)} (k_o a)^2. \quad (\text{IV-22b})$$

Ainsi $\zeta = \frac{\delta-1}{\delta+1}$ or $|\delta| \ll 1$, on peut effectuer un développement limité de ζ sur δ :

$$\zeta = (\delta-1)(1 - \delta + 2\delta^2 + \sigma(\delta^2)), \quad (\text{IV-23a})$$

$$\zeta = -1 + 2\delta - 3\delta^2 + \sigma(\delta^2) \approx -1 + 2\delta, \quad (\text{IV-23b})$$

$$\zeta \approx -1 + j \frac{\rho_o 8am}{3\pi\rho_{\text{equ}}} + \frac{\rho_o c (k_o a)^2 m}{4\omega\rho_{\text{equ}}} = d + je, \quad (\text{IV-23c})$$

avec e et $d \in \Re$ et $d = \text{Réel}(\zeta)$ et $e = \text{Imaginaire}(\zeta)$.

ζ peut se réécrire comme $\zeta = |\zeta| e^{j\pi\theta}$ avec $|\zeta| = d^2 + e^2$ et $\pi\theta = \arctan(d/e) + k\pi$.

Or pour x petit : $\text{Arctan}(x) = x - x^3/3 + \sigma(x^3)$ donc

$$\pi\theta \approx e/d + k\pi \text{ avec } k \in \mathbb{N} \quad (\text{IV-24})$$

D'autre part, reprenons l'expression de la pression dans la région I :

$P_I(z) = A[e^{-mz} + \zeta e^{mz}]$. Exprimons le module carré de P : avec $m = h + jg$.

$$|P_I(z)|^2 = |A|^2 (e^{-2fz} + |\zeta|^2 e^{2fz} + 2|\zeta| \cos(2gz + \pi\theta)). \quad (\text{IV-25})$$

A présent, on cherche le premier minimum z_{\min} de la pression. Ce dernier doit être assez proche de l'origine. On peut donc simplifier $e^{\eta z} \approx 1$.

Pour z petit on a alors : $|P_I(z)|^2 \approx |A|^2 (1 + |\zeta|^2 + 2|\zeta| \cos(2gz + \pi\theta))$.

Nous cherchons z_{\min} tel que p_I soit minimum d'où $2gz_{\min} + \pi\theta = (2n + 1)\pi$ avec $n \in \mathbb{N}$ et n petit : ici $n = 0$.

En reprenant la relation (IV-35), $\pi\theta \approx e/d + k\pi$ avec $k = 1$:

$$z_{\min} = -(e/2dg) = -[\text{Imag}(\zeta)] / [2\text{Re}(\zeta) \text{Imag}(m)] \quad (\text{IV-26})$$

or $\text{Re}(\zeta) < 0$ et $\text{Imag}(\zeta), \text{Imag}(m) > 0$ donc $z_{\min} > 0$. La position du premier minimum de p est donc différente de zéro et se trouve sur les z positifs. Si l'impédance de rayonnement est prise en compte, alors il existe une correction de longueur $\Delta l = z_{\min}$. C'est à dire que si la longueur équivalente (avec correction) est choisie, alors le système est similaire à un système sans rayonnement acoustique des embouchures, et peut donc être traité de façon classique.

Les perforations étant des tubes cylindriques avec à chaque extrémité une embouchure, il est nécessaire de corriger l'épaisseur de la plaque avec $\Delta t = 2\Delta l$.

$$t_{\text{equ}} = t_{\text{reelle}} + \Delta t$$

3.2.2. Correction sur la résistance de la MPP

Pour la partie réelle Res de l'impédance acoustique, Melling [MEL73] propose une correction du type : $\text{Res}_{\text{corrigé}} = \text{Res}_{\text{int}} + \text{Res}_{\text{ext}}$

Res_{int} représente les forces de friction internes et Res_{ext} représente les forces de friction extérieures. Il assure que Res_{ext} est du même type que Res_{int} aux deux différences près que pour le cas extérieur, la viscosité ne prend pas en compte la conduction thermique et l'épaisseur des perforations est remplacée par une longueur effective.

Sivian propose une correction de longueur de 1.7 fois le rayon R . Ingard [ING94] réexamine le problème en considérant les pertes par viscosité comme des pertes du type Helmholtz. Il trouve de façon empirique une valeur autre, de l'ordre de $2R$.

Randeberg [RAN00] en 2000 dans sa thèse remarque après comparaison que la différence entre les deux corrections est insignifiante.

Maa intègre cette correction dans la résistance de la MPP par l'ajout du terme $2\sqrt{2\omega\nu}$.

Ingard, dans son manuel 'Notes on: Sound Absorption Technologie' (1994) [ING94] remarque que les corrections d'épaisseur appliquées à la réactance sont très proches de celles appliquées à la résistance. Il propose de considérer les deux corrections similaires (excepté pour les cas limites). La correction de longueur se fait donc globalement sur l'impédance de la MPP.

Nous choisissons donc d'appliquer dans nos modèles la même correction d'épaisseur sur la réactance et à la résistance.

3.2.3. Interaction entre les perforations

Jusqu'à présent, nous considérons les MPP comme des systèmes dont les perforations n'interagissaient pas entre elles. C'est à dire que nous supposons que la distance entre les perforations était suffisante (ou le taux de perforation suffisamment faible) pour négliger ces effets.

Ingard [ING53] (confer Melling [MEL73] et Randeberg [RAN01]) s'est intéressé à l'interaction acoustique entre deux perforations. Il en déduit que les corrections de longueur dépendent de la distance qui sépare les perforations. Il remarque pour cela que lorsque deux perforations sont indépendantes (Aire A_1 , A_2) la correction de longueur est $\sqrt{2}$ fois plus importante que lorsque les perforations sont couplées (Aire cumulée A_1+A_2). Cette correction de longueur est d'autant plus petite que les trous sont proches.

Nous avons vu précédemment que la vibration des particules d'air à l'intérieur des perforations influe les vibrations des particules se trouvant à l'extérieur. Elle influe en particulier les vibrations de celles se trouvant sur les bords du solide. La correction d'épaisseur permet de prendre en compte les phénomènes supplémentaires de friction et de masse ajoutée.

Si deux perforations sont très proches, les phénomènes d'embouchure sont minorés. En effet, si les surfaces limitrophes des perforations sont en partie confondues, les phénomènes supplémentaires de masse ajoutée et de friction d'une perforation interagissent avec les phénomènes des perforations voisines (voir schéma explicatif pour la masse ajoutée).

Dans ce cas, pour le modèle correspondant, une correction de longueur non corrigée appliquée à toutes les perforations entraîne une prédiction majorant la résistance et la réactance.

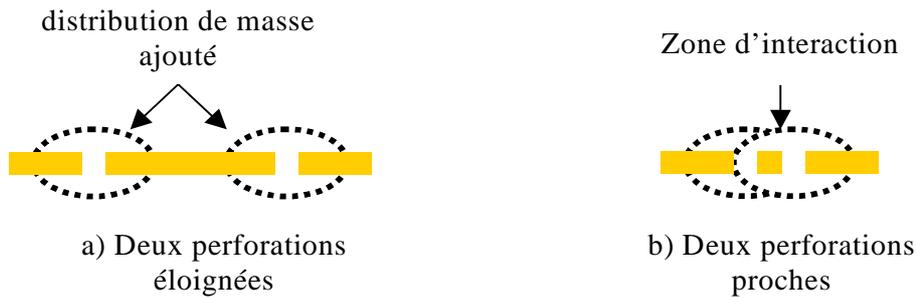


Figure 56. Schéma représentant les distributions de masse ajoutée pour deux perforations, dans un cas éloignées dans l'autre rapprochées.

Pour prendre en compte ce phénomène, Melling, d'après les travaux de V. A. Fok, propose une fonction de correction (à appliquer sur la correction de longueur de la partie réactive de l'impédance) :

$$\Delta t_{\text{corr}} = \frac{\Delta t}{F_{\text{Fok}}}, \quad (\text{IV-27a})$$

$$F_{\text{Fok}} = (1 + a_1 \varepsilon_F + a_2 \varepsilon_F^2 + a_3 \varepsilon_F^3 + \dots)^{-1}, \quad (\text{IV-27b})$$

avec pour les premiers coefficients :

$$\begin{aligned} a_1 &= -1.4092, & a_2 &= 0, \\ a_3 &= 0.33818, & a_4 &= 0, \\ a_5 &= 0.06793, & a_6 &= -0.02287, \\ a_7 &= 0.03015, & a_8 &= -0.01641, \end{aligned}$$

et $\varepsilon_F = y \frac{\sqrt{\pi}}{2}$ avec le paramètre y défini par le rayon et la distance entre les

centres des perforations b , $y = \frac{2R}{b}$.

Cette fonction de correction ne prend de l'importance que pour des y proche de l'unité, c'est à dire des perforations très rapprochées (b légèrement supérieur à $2R$).

Pour $b \gg 2R$, c'est à dire pour des taux de perforation faibles : $F_{\text{Fok}} \approx 1$.

Cette fonction est dans la suite intégrée à nos modèles.

3.2.4. Application aux modèles proposés

Nous présentons les résultats obtenus sur PP3 avec $d = 0.2$ m.

Les courbes suivantes représentent la correction proposée précédemment et celle classique utilisée par Maa, et leur application sur nos modèles d'absorption et sur le modèle proposé par Maa:

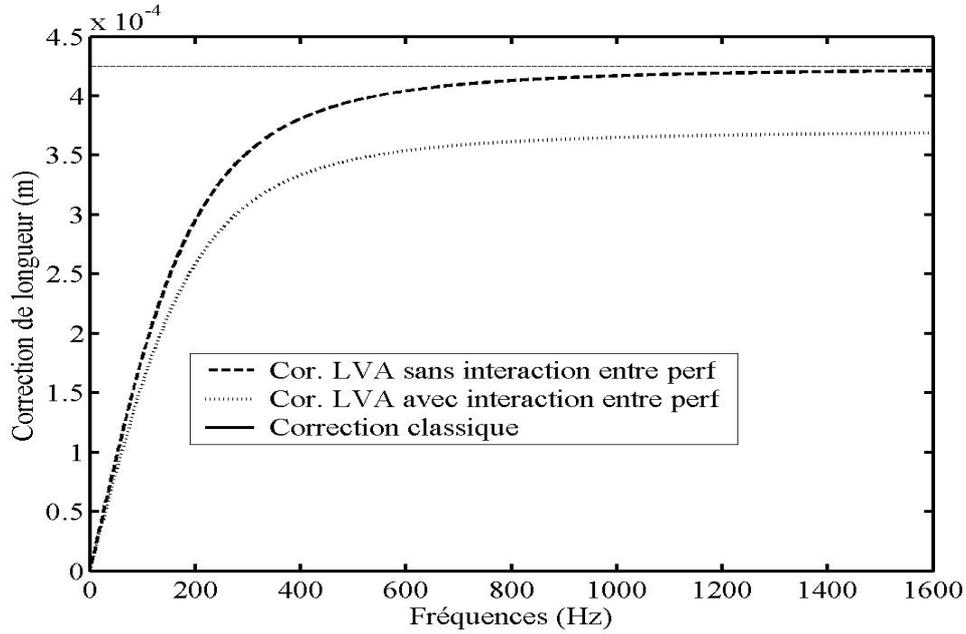


Figure 57. Correction d'épaisseur proposée pour prendre en compte les effets de rayonnement aux embouchures des perforations. Ces corrections correspondent à la plaque PP3.

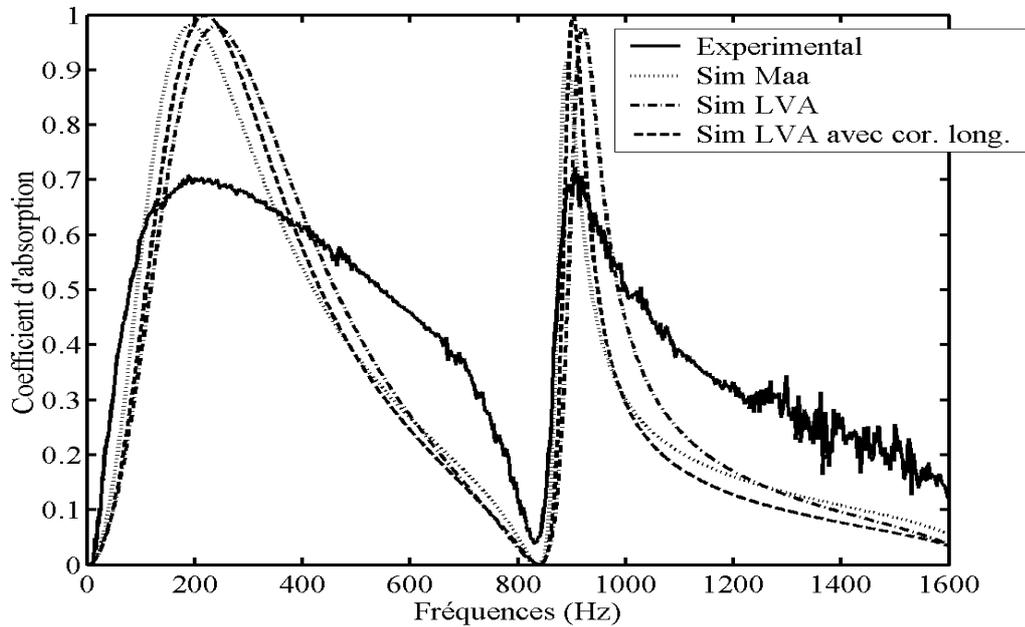


Figure 58. Coefficient d'absorption du système PP3 Acier ($R : 0.25 \text{ mm}$, $t : 1 \text{ mm}$, $\sigma : .55 \%$, $d : 0.2 \text{ m}$), expérimental et simulé : simulation Maa (sans correction sur la viscosité), simulation LVA avec et sans la correction sur l'épaisseur.

Observations : La correction sur l'épaisseur (voir courbe ci dessus) augmente la masse ajoutée et a ainsi pour effet de décaler légèrement les pics d'absorption vers les BF. Elle permet de recalibrer à peu près les maximums d'absorption de notre modèle avec ceux trouvés par le modèle de Maa.

L'augmentation de longueur sur la résistance a pour effet d'augmenter légèrement la valeur de l'absorption maximale.

Néanmoins cette modification l'épaisseur, ne change pas de façon importante les courbes d'absorption et nous pouvons estimer que le phénomène de rayonnement des perforations a un effet très minime sur l'absorption de la MPP.

La correction appliquée sur PP3 pour prendre en compte les interactions entre perforations n'est pas très visible sur l'absorption $F_{Fok} \approx 1,15$.

3.3. Discussion sur la correction de viscosité

3.3.1. Présentation

La correction qui paraît indispensable est celle effectuée sur la viscosité.

Le phénomène de conductivité thermique représenté par l'évolution de l'excès de température τ_t et par la constante de conductivité thermique κ , n'apparaît pas dans l'approche de Maa. A aucun moment, il ne prend en compte le profil radial de τ_t , et la valeur de κ (voir chapitre II sur le modèle classique). Ces phénomènes sont négligés dans les équations par le fait que la plaque est mince. Par contre, cet effet ne peut pas être négligé dans la propagation acoustique dans les tubes longs.

Maa prétend cependant prendre en compte les effets d'échange de chaleur entre le fluide et le solide en augmentant la viscosité du fluide. Il dit que cet effet apparaît lorsqu'on utilise pour la MPP un matériau très bon conducteur thermique (métallique : acier...). Il se base pour cela sur les travaux de Crandall [CRA26] à propos de la propagation acoustique dans les tubes fins métalliques. Ce dernier montre que l'air à l'intérieur du tube est comprimé de façon adiabatique, mais que dans le cas d'un matériau conducteur, les particules d'air proches des limites ont la même température que la paroi et un échange de chaleur s'effectue du fluide interne vers le tube.

Cet échange de chaleur représente une perte d'énergie compensée par une augmentation du coefficient de viscosité, trouvée de façon empirique par Crandall [CRA26] puis améliorée par Melling [MEL73] et reprise enfin par Maa.

D'après ce dernier, cet effet ne concerne logiquement que les matériaux métalliques et la correction n'est pas nécessaire pour l'utilisation de matériaux peu conducteurs thermiques tels le PVC ou le plastique. Il précise aussi qu'il a

remarqué, de manière empirique, que cette correction n'était pas nécessaire pour des matériaux métalliques lorsque les dimensions des perforations étaient égales ou légèrement inférieures à l'épaisseur de la plaque.

Nous allons à présent montrer que, bien que la correction sur la viscosité semble indispensable, ce n'est pas l'échange thermique fluide solide que représente cette correction, mais qu'elle correspond à un phénomène plus complexe.

La méthode est expérimentale : nous avons fabriqué la même plaque perforée que PP3 mais en PVC, nous l'avons testée en absorption en tube de Kundt.

Remarque : Dans un article plus récent (2001) de Ilinskii [ILI01] sur les pertes d'énergies dans des résonateurs acoustiques, il est proposé de combiner les effets de viscosité aux effets de conduction thermique avec les parois, en modifiant le coefficient de viscosité de la manière suivante :

$$v \rightarrow v \left[1 + \frac{(\gamma-1)}{P_r} \right]^2, \quad (\text{IV-28a})$$

où P_r est le nombre de Prandtl donné par :

$$P_r = \frac{C_p v}{\kappa}, \quad (\text{IV-28b})$$

où C_p est la capacité calorifique à pression constante et κ la conductivité thermique.

Pour nos matériaux conducteurs, $C_p = 1005 \text{ J} / \text{m}^3 / \text{K}$, $\kappa = 3.e^{-5}$, $\gamma = 1.4$, et $v_{\text{air}} = 1.51e^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$, nous trouvons :

$$v = 1.51.e^{-5} \rightarrow 1.5642.e^{-5}, \quad (\text{IV-29})$$

Cette correction n'est pas visible sur l'absorption de nos systèmes MPP fins.

Cette nouvelle correction est bien différente de celle proposée par Crandall [CRA26]. Elle va dans le sens du paragraphe qui suit.

3.3.2. Etude expérimentale sur MPP en PVC

Une plaque en PVC (PP4) a été perforée de la même manière que PP3 ($a : 5 \text{ mm}$, $t : 1 \text{ mm}$, $\sigma : 0.55\%$). Elle est insérée dans le tube de Kundt et des mesures d'absorption sont effectuées pour différentes cavités. Les résultats suivants ont été obtenus :

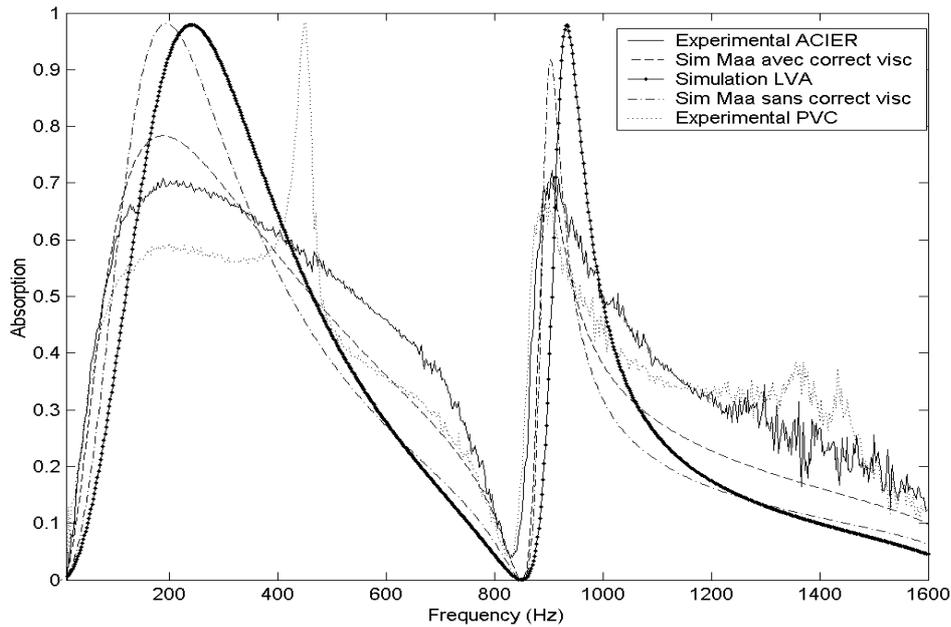


Figure 59. Absorption du système : PP3 et PP4 ($a : 0.5 \text{ mm}$, $\sigma : 0.55 \%$, $t : 1 \text{ mm}$, acier et PVC) couplé à un mur rigide par une cavité $d : 0.2 \text{ m}$. Les 5 courbes représentent : les résultats expérimentaux au tube de Kundt (échantillon PVC et Acier) et les différents modèles : modèle de Maa (avec corrections rayonnement et une avec + une sans correction sur la viscosité) et modèle LVA propag intégré dans le système (sans cor. d'épaisseur). La courbe en pointillé représente la mesure de PP4 (PP3 en PVC).

Avertissement : pour la courbe représentant la mesure de la MPP en PVC (courbe en pointillé), afin de rester cohérent, le pic fin d'absorption à 450 Hz doit être écarté. Ce pic correspond, après vérification, à un défaut expérimental (mode de vibration de la plaque et de son support) et ne doit en aucun cas interférer avec les propriétés des plaques perforées. Le pic étant peu large en fréquence, cette résonance ne va pas perturber le reste du spectre.

Observations : Nous constatons pour les résultats expérimentaux une différence entre la MPP en PVC et celle en acier, mais cette différence ne va pas du tout dans le sens des modèles basés sur la théorie de Maa.

Alors que suivant l'approche de Maa, la courbe expérimentale concernant la MPP en PVC devrait se rapprocher de la prévision donnée par le modèle sans correction de viscosité, elle s'en éloigne. Pourtant le modèle utilisé est censé être adapté aux matériaux non métalliques.

Les deux courbes expérimentales ont la même allure, mais la MPP en PVC donne un maximum d'absorption plus faible que la MPP en acier.

Il y a sans doute bien ici un petit effet d'échange thermique entre le fluide et le solide qui modifie les maximums d'absorption. Nous pouvons penser que plus le

matériau est bon conducteur thermique, plus l'absorption est augmentée. Mais cela reste relatif (voir figure suivante).

Mais ce cas d'étude montre bien que la correction de la viscosité ne représente pas le phénomène d'échange thermique.

Ces remarques se sont confirmées sur plusieurs autres études comparatives PVC-nylon / acier, nous en présentons ici un second exemple.

Une MPP en PVC (PP6) et dural (PP5), plus épaisse ($t : 2 \text{ mm}$) avec des perforations différentes de PP3 ($a : 0.7 \text{ mm}$, $\sigma : 1\%$), permet de confirmer les conclusions précédentes. Dans ce cas la courbe d'absorption expérimentale du PVC se confond pratiquement avec celle de la plaque dural. Alors que cela n'est pas le cas pour les deux simulations (avec et sans correction de viscosité).

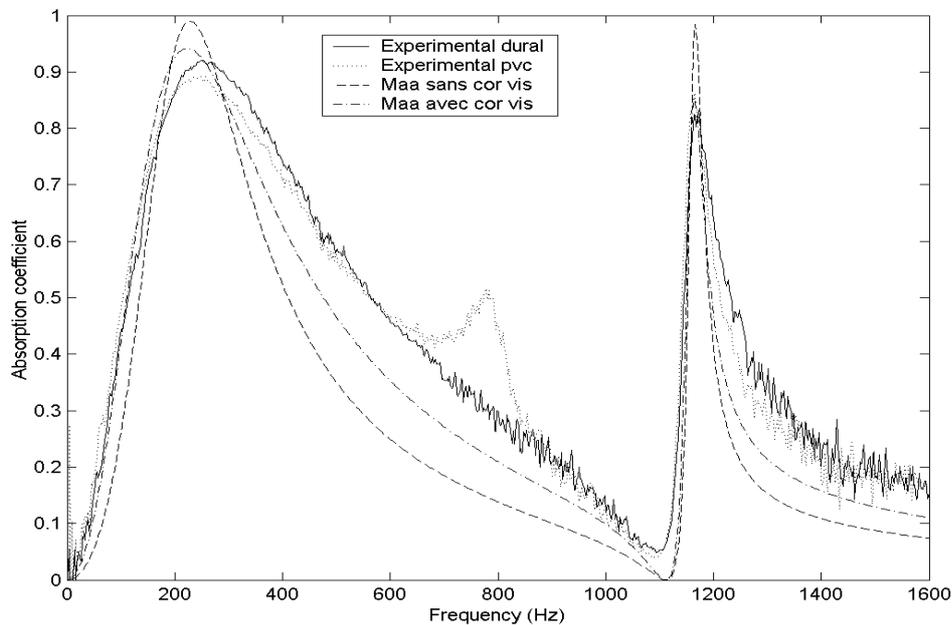


Figure 60. Absorption du système : PP5 et PP6 ($a : 0.7 \text{ mm}$, $\sigma : 1 \%$, $t : 2 \text{ mm}$, acier et PVC) couplée à un mur rigide par une cavité $d : 0.15 \text{ m}$. Les 4 courbes représentent : les résultats expérimentaux au tube de Kundt (échantillon PVC et Acier) et les différents modèles : modèle de Maa (avec corrections rayonnement et une avec + une sans correction sur la viscosité) et modèle LVA propag intégré dans le système (sans cor. d'épaisseur). La courbe en pointillé représente la mesure de PP6, (PP5 en PVC).

3.3.3. Conclusion

En conclusion de ces 2 dernières études, nous avons constaté que **les effets thermiques n'avaient aucune influence sur l'absorption de nos systèmes MPP fines. Dans ces cas ces effets peuvent donc être négligés dans nos modèles.**

Par contre pour décrire la propagation acoustique dans les tubes longs ou les structures MP épaisses, ces approximations se révèlent être mauvaises.

La correction nécessaire apportée par Maa sur le coefficient de viscosité ne s'explique pas par les échanges de chaleur du fluide vers le solide. Cette correction reste empirique, nous pensons qu'elle correspond à un ensemble de phénomènes complexes lié au fait que la plaque est mince :

- **Le profil de vitesse à l'intérieur des perforations peut être assez différent de celui attendu pour un tube infini par la résolution des équations de Kirchhoff.** Cela peut provenir, entre autres, de la promiscuité des 2 embouchures. Le champ de vitesse n'a pas le temps de s'établir et de prendre la forme de celui d'un tube infini.
- Sur les deux embouchures de la perforation, **il peut y avoir un phénomène complexe de viscosité déformant le champ de vitesse.** Ainsi, sur les bords des embouchures, un effet de friction non négligeable peut apparaître. Dans la partie sur la correction d'épaisseur, une correction a été proposée pour prendre en compte les effets aux embouchures. Même si elle s'applique aussi bien sur la partie réactive que sur la partie résistive de l'impédance, cela ne semble pas suffire. Nous remarquons aussi que, pour des épaisseurs plus importantes, cette correction ne doit pas être prise en compte (confer paragraphe suivant), car nous pouvons supposer dans ce cas que les forces de friction aux embouchures deviennent négligeables devant l'ensemble de celles se trouvant à l'intérieur.

Tout les modèles existants (Stinson adapté, Maa, notre modèle) ont la nécessité d'être corrigée pour le cas des structures minces. Maa choisi de corriger la viscosité ($v \rightarrow v \times 2.33$).

Nous proposons par la suite nos propres corrections, trouvées de façon empirique.

3.4. Correction proposée pour les structures microperforées

3.4.1. Structures microperforées minces

Dans tout ce paragraphe les corrections d'épaisseur sont conservées.

Les explications données par Maa [MAA75] pour justifier les corrections sur la viscosité s'étant révélées incorrectes, nous proposons de trouver des corrections de notre modèle de façon empirique. Notre correction (LVA) est effectuée sur le terme du modèle le plus sensible en absorption.

Nous avons remarqué que **la sensibilité du modèle pour les MPP minces sur l'absorption venait principalement du choix** de ρ_{equ} et en particulier de sa partie

imaginaire, avec le terme : $j\rho_0 \frac{v\alpha_1^2}{\omega}$ avec $\alpha_1 = x_0 / R$.

Si nous ne nous intéressons qu'à l'absorption de MPP minces, la simplification suivante peut être utilisée :

$$\rho_{\text{equ}}(\omega) \approx \rho_0 \left[1 + j \left(-\frac{v\alpha_1^2}{\omega} \right) \right]. \quad (\text{IV-32})$$

Il est nécessaire de bien choisir les coefficients v et $\alpha_1 = \frac{x_0}{R}$ où x_0 représente le premier zéro de $J_0(r)$. Après une étude paramétrique, il est ressorti que pour les structures minces le terme de ρ_{equ} jouait un rôle beaucoup plus important que le choix du nombre d'onde.

Par ailleurs, ρ_{equ} pour les MPP fines n'est plus fonction du nombre d'onde.

Au lieu d'effectuer comme pour le cas classique une correction sur la viscosité, nous préférons corriger la partie imaginaire de la masse volumique équivalente ψ .

avec $\psi = -\frac{v\alpha_1^2}{\omega}$ et $\psi_c = \varepsilon\psi$, le même terme corrigé avec ε le facteur correctif.

Nous proposons d'évaluer ε de manière empirique. Pour cela il est indispensable de tester une multitude d'échantillons microperforés. Nous les fabriquons pour différentes épaisseurs, matériaux (acier, dural, PVC, nylon...), avec des caractéristiques de perforation différentes. Le tableau suivant donne une partie des échantillons MP fabriqués puis expérimentés en tube de Kundt.

Nom	Matériau	Epaisseur t(mm)	Diamètre de perf a(mm)	Taux de perforation $\sigma(\%)$	Remarques Sur la structure
mpp industrielle	dural	1=>1.5 (1.17)	≈ 0.4	3.5	Fente, Louvre
mppe industrielle	dural	1.1	Indéfini	Indéfini	Pmp pressé
Pp1	Acier	0.5	0.5	0.09	Perforations circulaires
Pp2	Acier	0.5	0.5	0.18	idem
PP3	Acier	1	0.5	0.52	idem
PP4	PVC	1	0.5	0.52	idem
PP5	dural	2	0.7	0.98	idem
PP6	PVC	2	0.7	0.98	idem
PP7	dural	2	0.7	1.94	idem
PP8	nylon	4	0.7	0.98	idem
PP9	PVC	10	0.7	0.98	idem
PP10	PVC	15	0.7	0.98	idem

Tableau 3. Ce tableau résume une partie des échantillons microperforés fabriqués puis expérimentés au tube de Kundt.

Les résultats présentés dans cette partie sont issus des tests sur les échantillons PP3, PP5 et PP10.

Après une étude paramétrique sur ε faite à l'aide des résultats aux tubes de Kundt sur plusieurs MPP, nous avons estimé que pour les plaques fines $\varepsilon = 4$, d'où $\psi_c = 4 \psi$.

Observons sur l'absorption l'effet que peuvent avoir nos corrections sur nos modèles et cela pour deux exemples différents :

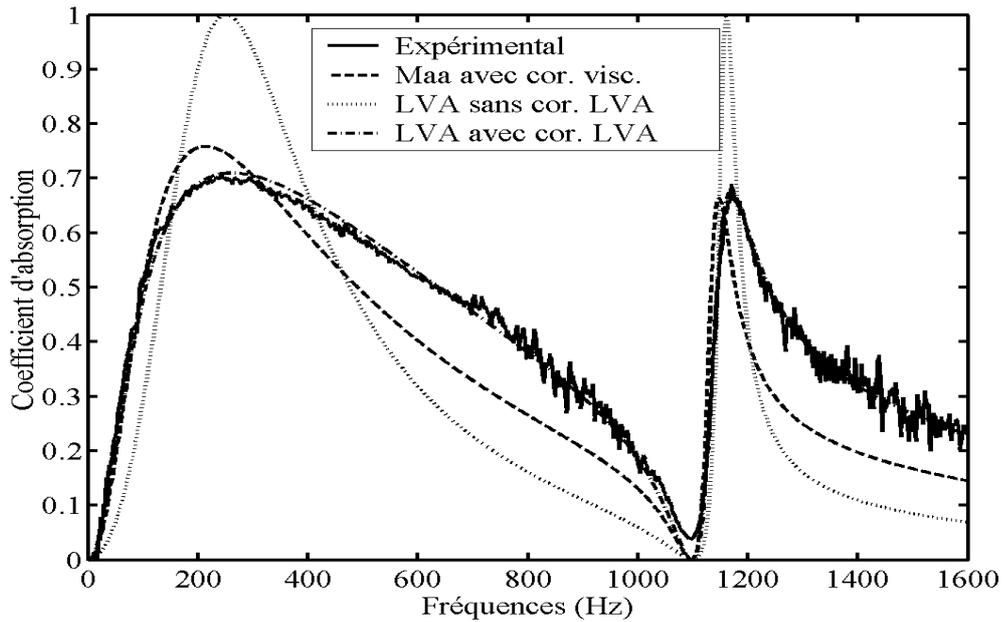


Figure 61. Coefficient d'absorption mesuré et simulé du système : PP3 ($t : 1 \text{ mm}$, $a : 0.5 \text{ mm}$, $\sigma : 0.52\%$) + cavité d'air ($d : 0.15\text{m}$) + Mur rigide sous incidence normale. 3 Simulations sont présentées : Simu Maa avec correction de viscosité, simulation LVA sans correction sur $\psi (\varepsilon=1)$ et la simulation LVA correction sur $\psi (\varepsilon=4)$.

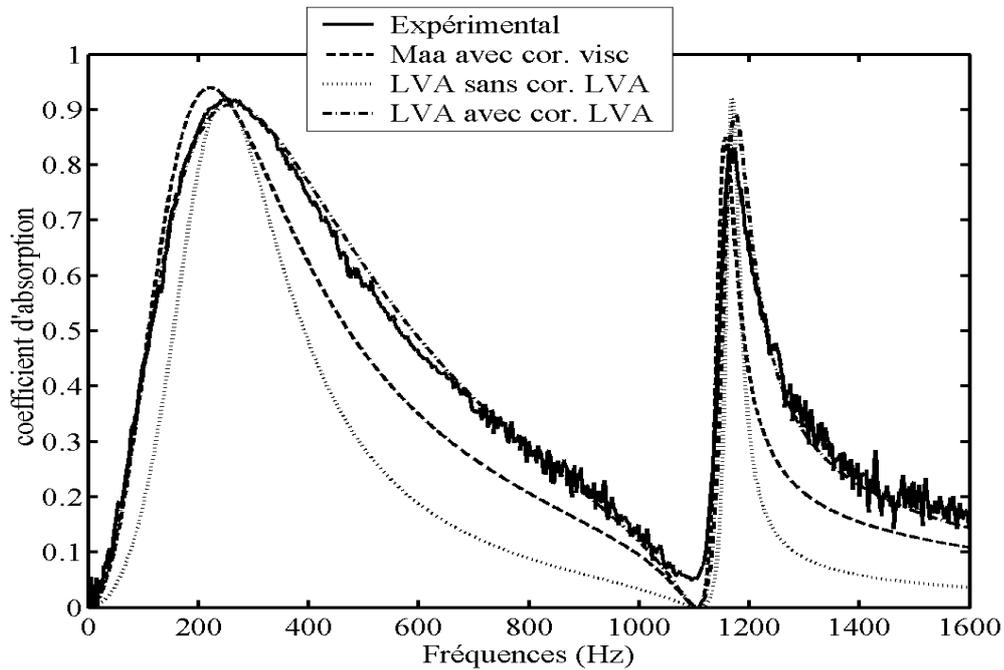


Figure 62. Coefficient d'absorption mesuré et simulé du système : PP5 ($t : 2 \text{ mm}$, $a : 0.7 \text{ mm}$, $\sigma : 1\%$) + cavité d'air ($d : 0.15\text{m}$) + Mur rigide sous incidence normale. 3 Simulations sont présentées : Simu Maa avec correction de viscosité, simulation LVA sans correction sur $\psi (\varepsilon=1)$ et la simulation LVA correction sur $\psi (\varepsilon=4)$.

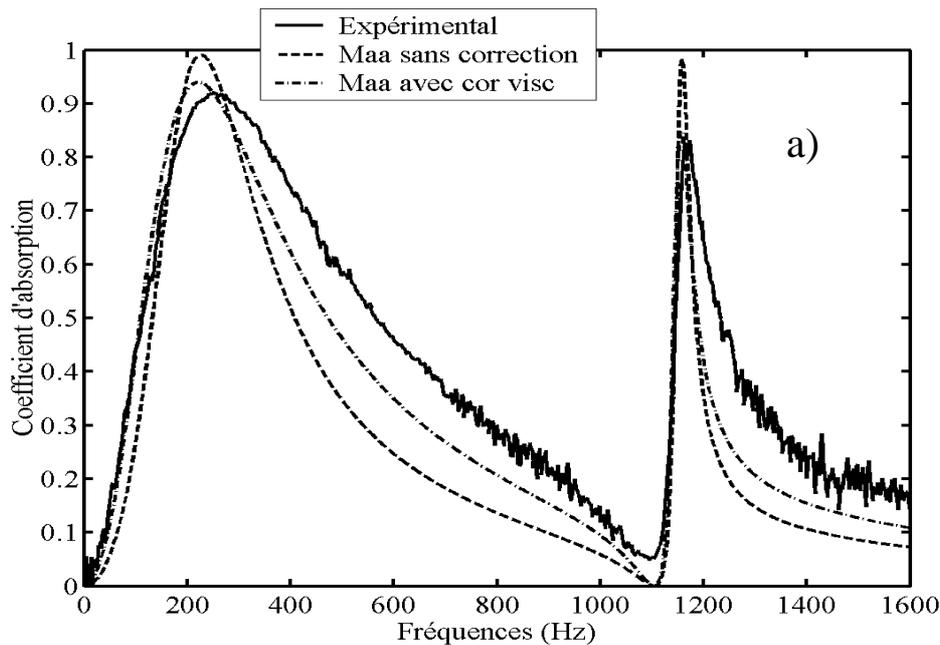
Nous constatons que cette correction reste bonne dans les cas présentés (et non présentés) sur des plaques minces : PP3 et PP5 (voir figures précédentes).

Le modèle le plus proche des résultats expérimentaux se révèle toujours être le nôtre (LVA) avec sa correction, et ce pour l'ensemble des plaques minces ayant une épaisseur inférieure à 3-4 mm, voir figures suivantes.

Remarque : en ne considérant que le terme dominant de ρ_{equ} faire la correction sur la viscosité proposée par Maa [MAA75] revient ici à corriger ψ par un facteur $\varepsilon = 2.30$: $\psi_c = 2.3 \psi$. Cette correction est propre au modèle proposé par Maa.

Prenons pour référence PP5 ($t : 2 \text{ mm}$, $a : 0.7 \text{ mm}$, $\sigma : 1\%$). Etudions les différents modèles (notre modèle LVA propag, Stinson propag, Maa impédance) avec les différentes corrections proposées (correction sur la viscosité proposée par Maa, correction sur ψ que nous proposons correction LVA).

Les figures suivantes a) le modèle de Maa, b) le modèle de Stinson adapté, c) notre modèle (LVA), présentent l'application des différentes corrections sur chaque modèle.



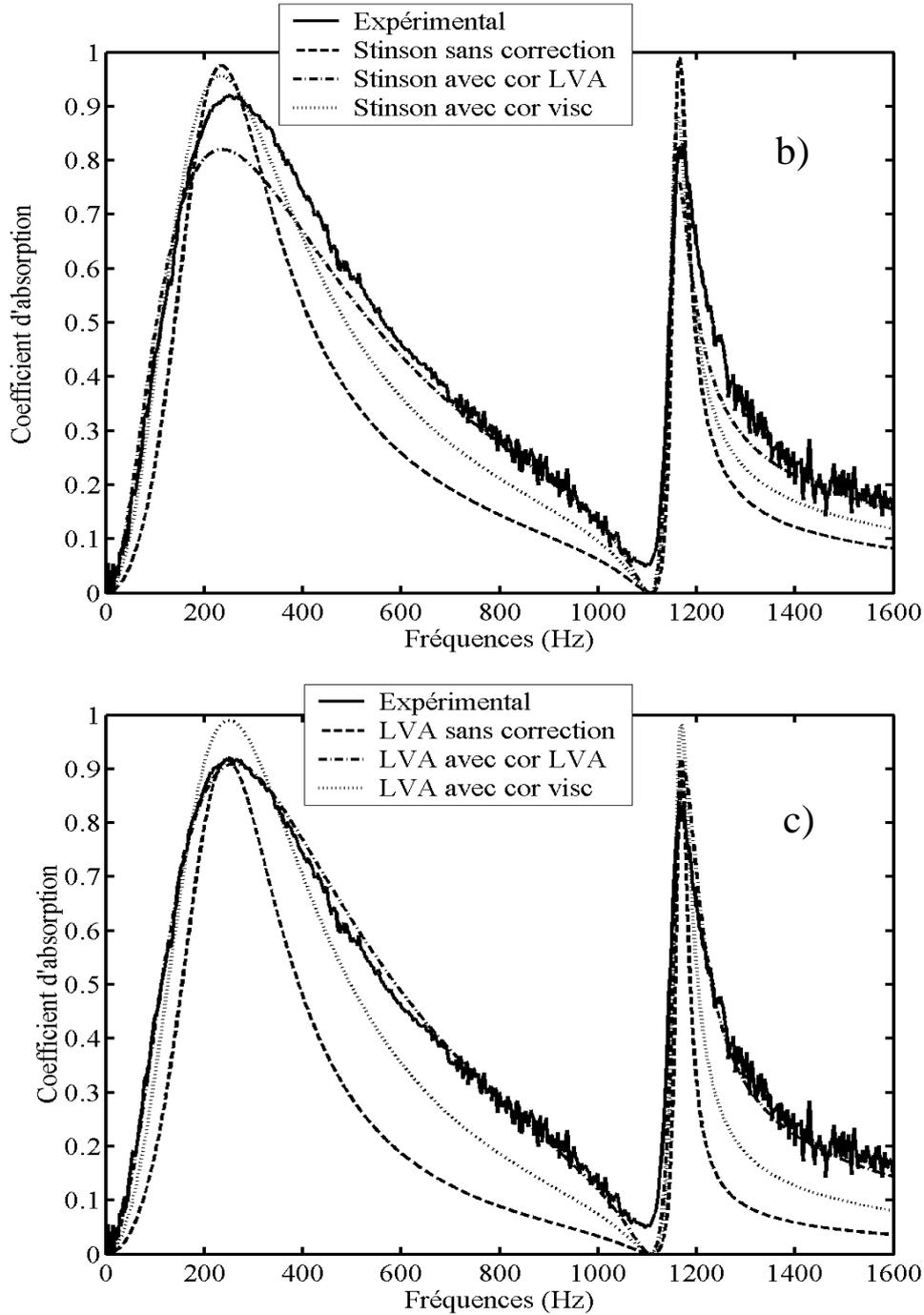


Figure 63. a) b) et c) . Coefficient d'absorption mesuré et simulé du système : PP5 ($t : 2 \text{ mm}$, $a : 0.7 \text{ mm}$, $\sigma : 1\%$) + cavité d'air ($d : 0.15\text{m}$) + Mur rigide sous incidence normale. 3 Simulations sont présentées : Simu Maa avec correction de viscosité, les trois figures représentent les trois simulations et sur chaque figure chaque courbe représente une correction (avec correction visco, rayon, ou sans)

De tous les modèles présentés, celui que nous proposons (LVA) avec nos corrections (cor. LVA) sur ψ est celui le plus prédictif.

Cette correction reste empirique et ne concerne que les plaques minces $t < 3-4$ mm).

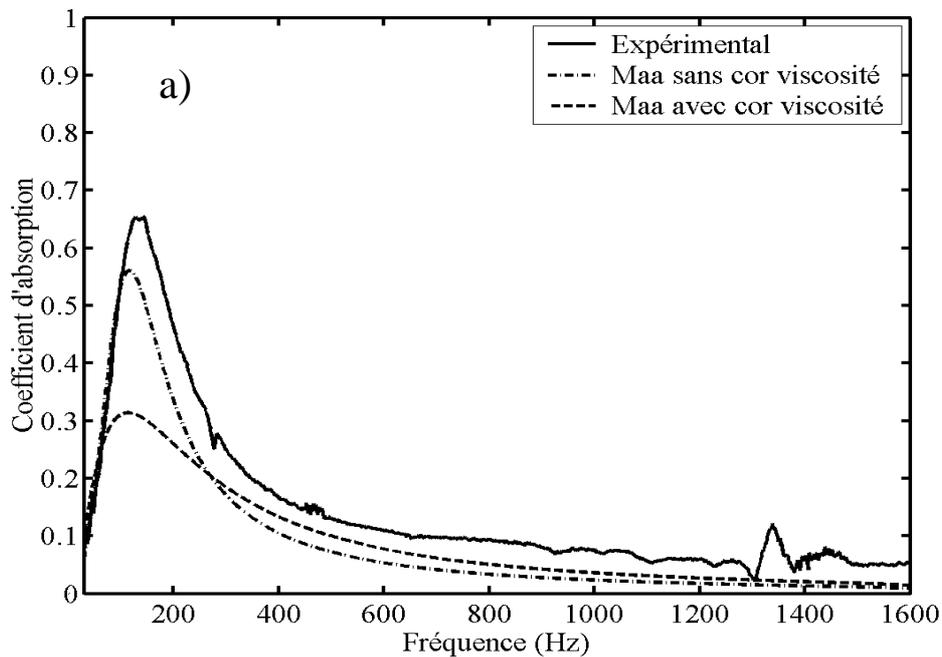
En effet, plus l'épaisseur considérée de la plaque est importante, plus la correction est mauvaise. Le réajustement de cette correction (voir les figures du paragraphe suivant) montre que plus la plaque est épaisse et plus le facteur de correction se rapproche de 1.

Ainsi, à partir d'une certaine épaisseur, le modèle n'a plus besoin de correction sur ψ dans ρ_{equ} .

Nous confirmons que ces corrections ne sont pas dues à des échanges de chaleur entre le fluide et le solide, mais dépendent de l'épaisseur de la structure.

3.4.2. Structures microperforées épaisses

Observons notre modèle pour des épaisseurs plus importantes (15mm), sur l'échantillon de PVC : PP10 ($t : 15$ mm, $a : 0.7$ mm, $P : 0.98\%$), figure (a), b), c)).



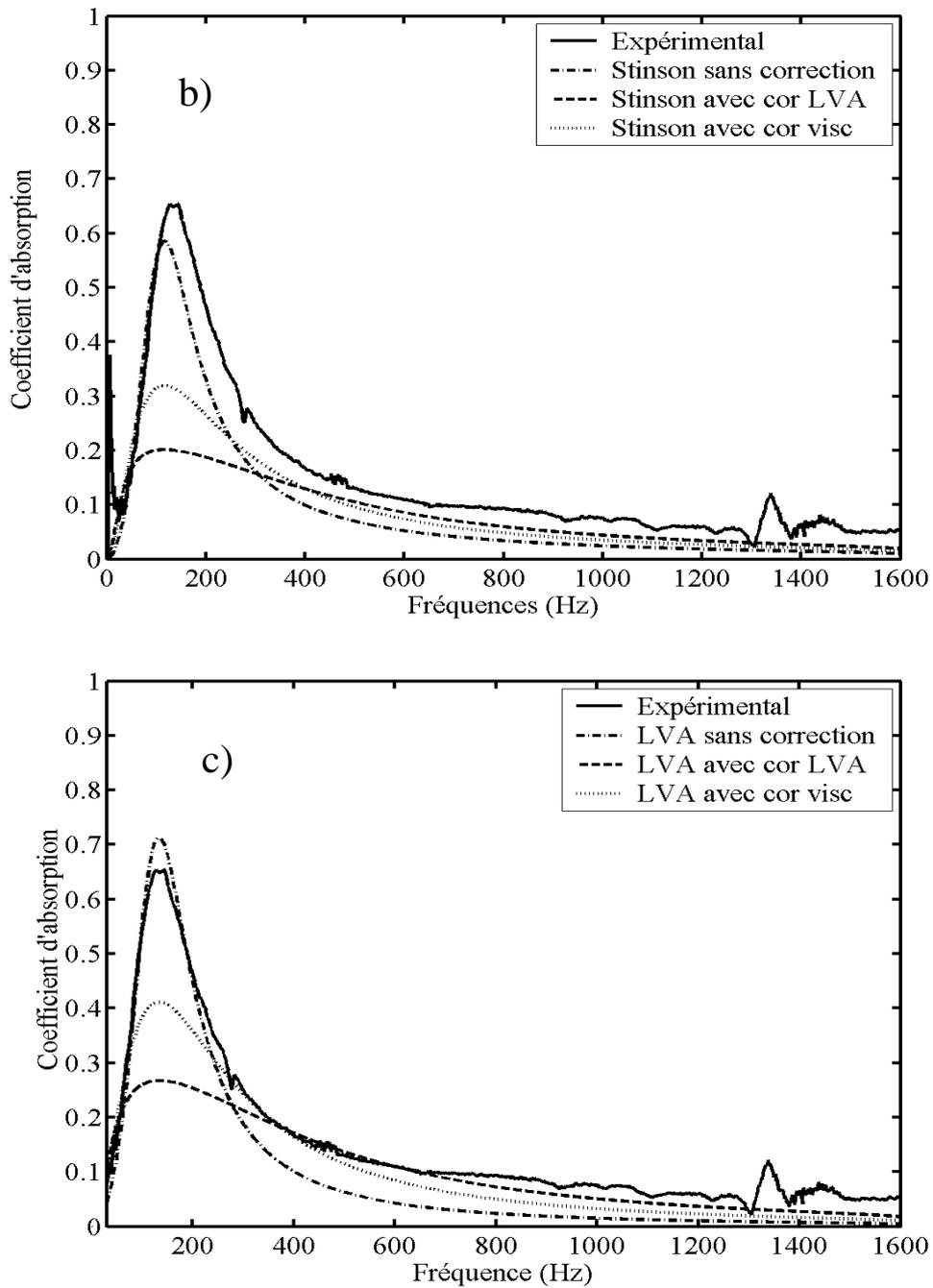


Figure 64. a), b), c). Coefficient d'absorption mesuré et simulé du système : PP10 ($t : 15 \text{ mm}$, $a : 0.7 \text{ mm}$, $\sigma : 1\%$) + cavité d'air ($d : 0.10 \text{ m}$) + Mur rigide sous incidence normale. 3 Simulations sont présentées : Simu Maa avec correction de viscosité, les trois figures représentent les trois simulations et sur chaque figure chaque courbe représente une correction (avec correction visco, rayon, ou sans)

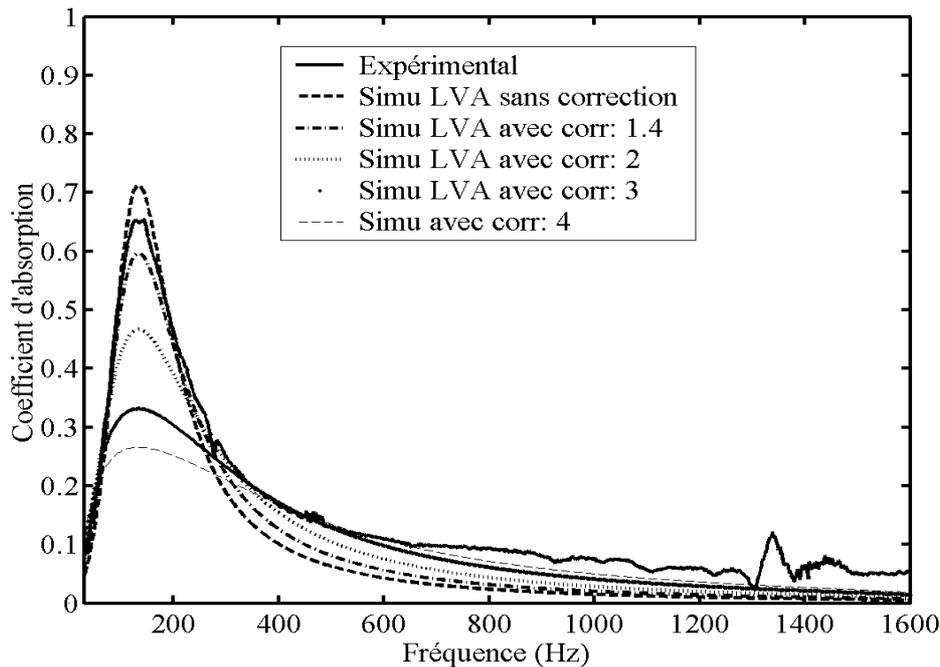


Figure 65. Coefficient d'absorption mesuré et simulé du système : PP10 ($t : 15 \text{ mm}$, $a : 0.7 \text{ mm}$, $\sigma : 1\%$) + cavité d'air ($d : 0.1\text{m}$) + Mur rigide sous incidence normale. La Simu Maa avec correction viscosité, et une étude paramétrique du modèle LVA sur le diamètre sont présentés. sans correction plaque mince $\varepsilon = 1$; avec correction $\varepsilon = 1.4$; avec correction $\varepsilon = 2$; avec correction $\varepsilon = 3$; avec correction $\varepsilon = 4$.

Notations : pour notre modèle (LVA) les corrections apportées à ρ_{equ} : sans correction plaque mince $\varepsilon = 1$; avec correction $\varepsilon = 1.4$; avec correction $\varepsilon = 2$; avec correction $\varepsilon = 3$; avec correction $\varepsilon = 4$.

Observations : Le modèle le plus prédictif est le modèle LVA sans correction LVA, $\varepsilon = 1$. La structure ne peut plus être considérée comme mince (15 mm).

Le modèle LVA majore le pic principal d'absorption. Plusieurs interprétations sont possibles :

- l'échantillon est encore insuffisamment épais pour ne pas avoir à faire de correction.
 Au cours de l'étude, il a été constaté que plus nous augmentions l'épaisseur de l'échantillon (tout en gardant les paramètres des perforations), plus le facteur de correction se rapprochait de l'unité.
 Pour le cas PP10, nous pouvons recalculer le modèle en choisissant ε compris entre 1 et 1.4 (voir figure 24-c),).
- La seconde interprétation possible vient de la fabrication des échantillons. Plus l'épaisseur voulue est importante et plus il est difficile de micro

perforer de façon homogène la structure. Cela entraîne des incertitudes expérimentales pouvant être non négligeables.

3.4.3. Conclusion et interprétations

Pour toutes les approches étudiées (l'approche de Maa, le modèle de Stinson adapté et l'approche LVA), une correction empirique est indispensable pour modéliser l'acoustique de MPP minces. Chaque modèle ayant sa propre correction adaptée.

Lorsque l'épaisseur de la structure augmente la correction n'est plus correcte et doit être réajustée. Elle est alors diminuée. Cette correction n'est plus nécessaire lorsque la structure est suffisamment épaisse.

Nous proposons plusieurs interprétations possibles mais nous restons dans le domaine des hypothèses.

1. Nous avons appliqué le facteur correctif ε sur le terme le plus sensible de notre modèle. Ce terme est un élément de la partie imaginaire de ρ_{equ} . Remontons aux équations de base (IV-10 et IV-11) et identifions la partie sensible. Le terme dominant est en $\frac{\partial^2 u}{\partial r^2}$. Cela correspond à la dérivée seconde de la vitesse axiale par rapport à la coordonnée radiale. Physiquement la dérivée première de u représente « les pentes » du profil de u suivant r . La dérivée seconde correspond à la fluctuation des pentes du profil.

Appliquer un facteur correctif constant $\varepsilon > 1$ à $\frac{\partial^2 u}{\partial r^2}$ revient à accentuer les fluctuations de pente ou à augmenter les pentes du profil de u . Cela correspond à modifier le profil initial de la vitesse axiale en intégrant soit de plus importantes fluctuations de pente soit des pentes plus importantes.

Or ici le profil que nous avons imposé à u est une Bessel. Cette fonction correspond à un profil très lisse ayant peu de fluctuations. Dans notre cas, appliquer un facteur correctif constant $\varepsilon > 1$ à $\frac{\partial^2 u}{\partial r^2}$ revient à accentuer les

pentes de notre profil, c'est à dire accentuer le terme en $\frac{\partial u}{\partial r}$. u corrigée est alors plus allongée que u d'origine.

Nous avons vu que les forces de friction sont rattachées aux dérivées première et seconde de u par rapport à la composante radiale. **Corriger le profil de u revient alors à augmenter la friction.**

Cette interprétation rejoint alors la correction du coefficient de viscosité proposée par Crandall qui augmente les forces, non pas en modifiant le profil de u , mais en augmentant la viscosité.

2. Le facteur correctif ε est rattaché au terme $\alpha_1^2 = (x_0 / R)^2$ où x_0 correspond au premier zéro de la Bessel J_0 . Imposer α_1 à $J_0(\alpha_1 r)$ revient à l'annuler en $r = R$.

Appliquer $\varepsilon > 1$ à α_1^2 correspond à décaler le premier zéro de u pour $r < R$. Sur les embouchures il peut y avoir des phénomènes complexes entraînant la modification du profil de u en particulier pour $r = R$.

Cela revient à identifier nos perforations à des perforations de diamètre inférieure.

3. Ingard en 1970 [ING70] a étudié les effets non linéaires de transmission sonore à travers un orifice. Ces travaux ont été repris et complétés en 1982 et 1989, pour la partie théorique par Cumming [CUM82] et pour la partie expérimentale par Salikuddin [SAL82-SAL89]. Ce dernier par un dispositif photographique, a présenté les vortex qu'on pouvait observer à la sortie de perforation quand l'excitation était très importante. Nous pouvons alors imaginer que pour des microperforations, même pour des excitations peu fortes, des petits effets non linéaires apparaissent au niveau des embouchures. Ces effets provoquent alors une déformation du champ de vitesse, engendrant de petits vortex qui peuvent au contact des couches limites du baffle provoquer une absorption visqueuse supplémentaire non négligeable.

En définitive : Le profil de vitesse lorsque le tube est mince ne semble pas avoir le temps de s'établir, car l'interaction des deux embouchures est trop importante. Ainsi le profil prédictif imposé et correspondant au profil trouvé pour des tubes infinis, ne décrit plus vraiment l'acoustique de la perforation. Il est alors nécessaire de corriger ce profil.

Si la perforation est profonde, le profil de vitesse peut alors s'établir, et le phénomène de propagation dans les tubes infinis prédomine sur l'effet des embouchures (dans ce cas éloignés). La correction n'est alors plus nécessaire.

4. Conclusion

A partir de la résolution des équations de Kirchhoff et de nos approximations, nous avons pu proposer un modèle de propagation dans les tubes fins. Ce modèle est limité en fréquence et en diamètre.

Nous l'avons appliqué en identifiant les structures microperforées (MP) d'épaisseur quelconque à une région propagative. Des corrections sur l'épaisseur peuvent être ajoutées pour représenter l'acoustique des embouchures de ces structures et l'interaction entre les perforations. Mais ces corrections n'entraînent pas de grands changements dans l'absorption du système.

Pour les structures MP fines nous devons en plus, pour représenter les phénomènes physiques complexes (peu connus précisément), corriger la partie imaginaire de ρ_{equ} . Cette correction est trouvée empiriquement. Elle est inutile pour les plaques épaisses. **Pour toutes les approches une correction (propre pour chaque modèle) est nécessaire.**

La comparaison de nos modèles avec ceux basés sur la théorie de Maa, avec ceux basés sur les solutions de Stinson et enfin avec des mesures au tube de Kundt, a montré la pertinence de notre approche. **Notre modèle est le plus prédictif des trois approches pour l'ensemble des MPP fines et épaisses.** Pour les structures fines, le domaine de validité du modèle proposé est plus important que pour les MPP épaisses.

Il est vrai que notre modèle est limité en diamètre de perforation, et que la correction LVA (**tout comme les corrections des autres modèles**) est délicate à estimer quand la plaque a son épaisseur située entre fine et épaisse. Pour des diamètres de perforation sup millimétrique, ou pour une étude sur les très hautes fréquences, il est préférable d'utiliser l'approche que nous proposons avec les résultats de Stinson [STI93] (ou ceux de Bruneau [BRU98]) sur la propagation acoustique dans les tubes fins.

Ce chapitre a montré la difficulté d'avoir un modèle prédictif correct pour toutes les épaisseurs sans avoir à trouver et à appliquer un facteur correctif. Les modèles présentés restent cependant prédictifs mais il faut définir pour **chaque approche une correction nécessaire pour les structures MP minces.**

Cependant, **notre approche peut être facilement intégrée aux modèles de transparence et d'absorption. Le modèle LVA est assez fiable, général et permet d'améliorer la prédiction** par rapport au modèle de Maa (dans les domaines de fréquence qui nous intéressent et sur l'absorption).

Remarques et perspectives : Il serait intéressant pour modéliser l'acoustique d'une perforation d'une paroi épaisse, d'utiliser l'approche proposée par Mechel

en 1986 [MEC86] et basée sur les travaux de Wilson et Sorka [WIL65] et Gompert et Kihlman [GOM67]. La propagation dans des perforations de petit diamètre peut être modélisée comme la propagation dans une perforation classique rempli d'un matériau poreux (représentant la dissipation dans le fluide) et délimitée aux embouchures par une fine couche de plastique.

Chapitre V. Conclusion et Perspectives

Jusqu'à présent aucune étude n'avait encore menée ou publiée sur la transparence acoustique de système comprenant des plaques microperforées (MPP) ou des structures microperforées (MP) couplées à d'autres plaques.

Les différentes approches proposées dans ce manuscrit ont permis de bien cerner l'ensemble des phénomènes physiques entrant en jeu dans la transparence et l'absorption de structures microperforées.

A partir du modèle élémentaire des MPP, nous avons élaboré un modèle analytique de transparence d'un système basique infini composé d'une MPP couplée à une plaque flexible par une cavité d'air. Nous avons intégré les vibrations de la MPP par l'intermédiaire des impédances de plaque. Le modèle est étudié en deux dimensions pour des incidences obliques et en champ diffus. Une étude paramétrique sur le système a permis de souligner les avantages de l'utilisation de MPP dans des structures légères.

En effet, l'utilisation d'une MPP couplée à une plaque simple est un bon compromis entre une absorption (globale et propre) très correcte sans ajout de poreux et un affaiblissement acceptable. L'affaiblissement est globalement amélioré par rapport à une plaque simple. Même si le système est réciproque en transparence, la MPP doit être placée du côté de la source, la réflexion est alors très nettement diminuée.

L'ajout d'une MPP sur une plaque mince permet aussi de diminuer de façon très nette les phénomènes classiques et gênants en transparence tels les effets de coïncidences et le phénomène de respiration pour les doubles plaques.

Nous avons vu que, excepté sur un mode de résonance marqué de la plaque flexible ou en très basses fréquences, la nature de la plaque flexible (non perforée) importait peu sur l'absorption propre du système. C'est à dire qu'il n'est pas nécessaire d'avoir un mur rigide pour obtenir un optimum d'absorption par dissipation.

De plus, les systèmes comprenant des MPP peuvent avoir de très bonnes absorptions pour les basses et moyennes fréquences. Nous avons remarqué que le choix des matériaux pour la MPP n'influçait que peu l'absorption du système.

Pour pallier aux minimums d'absorption et de transparence, il est possible d'utiliser des systèmes multi MPP. Les modèles leur correspondant sont établis et laissent espérer de très bonnes absorptions sur de très larges de bandes de fréquences.

Pour écarter l'effet d'écran de la MPP en haute fréquence, nous proposons de coupler nos MPP avec des poreux. Les résultats prédictifs et expérimentaux de ces systèmes complexes ont donné de très bons espoirs d'utilisation.

Pour chaque système MPP une étude paramétrique sur les caractéristiques de la MPP (et de la plaque simple) est indispensable, les propriétés de transparence, de

réflexion et de dissipation du système dépendent cruciallement de ces caractéristiques. Des codes d'optimisation ont été élaborés et peuvent à présent être utilisés pour des cas appliqués et industriels.

Grâce aux différentes méthodes expérimentales, nous avons validé l'ensemble de nos modèles de transparence et d'absorption des systèmes microperforés.

Notre approche à partir de la résolution des équations de Kirchhoff a permis de traiter l'acoustique des structures microperforées sans limitation d'épaisseur. La structure est alors vue comme un milieu propagatif, elle peut être intégrée dans notre modèle analytique de transparence. A l'aide de cette approche, nous avons émis quelques critiques sur le modèle de base proposée par Maa pour les MPP fines. Cette approche a montré qu'il n'existait pas de modèle qui permettaient de prédire très correctement l'absorption pour toutes les épaisseurs, sans devoir faire de corrections empiriques pour les structures minces. Les phénomènes physiques sont pour les MPP fines complexes et difficilement modélisables. Les modèles restent cependant relativement prédictifs mais il faut définir des corrections spécifiques aux plaques minces.

Nous avons proposé des corrections empiriques de notre modèle qui permettent d'améliorer de façon très convaincante la prédiction de l'ensemble des MPP fines.

Il serait à présent intéressant de se pencher sur la transparence des structures MP finies, c'est à dire prendre en compte les conditions limites imposées sur la MPP dans les cas pratiques. Nous avons vu que les modes de vibrations pouvaient, lorsque le mode était marqué, perturber localement les phénomènes d'absorption de la MPP. Une approche avec des impédances de vibration (tenant compte des conditions limites) et de la MPP (du type celle proposée en III-19) mis en parallèle pourrait être envisagé. De telles approches semblent prometteuses (étude sur les membranes MP de Kang et Fuchs [KAN99]).

Une étude sur le rayonnement de MPP est actuellement en cour à l'université du Maine (Lafarge : [LAF02]).

Il serait alors constructif de pouvoir prendre en compte dans les modèles de transparence des liaisons entre les plaques du système. En effet les liaisons peuvent créer des ponts acoustiques non négligeables entre les plaques.

Le but est de rendre les modèles les plus proches des structures MP réelles.

Enfin, les propriétés des MPP sont encore trop peu connues. Il serait intéressant de faire connaître à un plus grand nombre d'industriels les avantages de l'utilisation de MPP, et la justesse des modèles existant.

Chapitre VI. Bibliographie

- [ALL84] **ALLARD J. F., AKNINE A.** Théorie de Biot et propriétés acoustiques des matériaux fibreux et des mousses plastiques à forte porosité. *Acustica*. 1984, vol 56, p 221-227.
- [ALL85] **ALLARD J. F., SIEBEN B.** Measurements of acoustic impedance in a free field with two microphones and a spectrum analyser. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1985, vol 77, p 1617-1618.
- [ALL85b] **ALLARD J. F., CHAMPOUX Y. NICOLAS J.** Pressure variation above a layer of absorbing material and impedance measurement at oblique incidence and low frequencies. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1985, vol 86, n°2, p 766-770..
- [ALL93] **ALLARD J. F.** *Propagation of sound in Porous media ; Modelling sound absorbing materials*. London : Elsevier, 1993. 284p.
- [ATA01] **ATALLA N., SGARD F., OLNLY X., PANNETON R.** Acoustic absorption of macro-perforated porous materials. *J. Sound Vib.*, 2001, vol 243, p 659-678.
- [BAC02] **BACHA B., DOLIVET M.** *Etude des propriétés acoustiques d'un panneau de porte de Citroen C3 Microperforé*. Rapport projet de fin d'étude ingénieur INSA de Lyon département GMC, LVA, 2002. 49 p.
- [BIO62] **BIOT M. A.** Generalized theory of acoustic propagation in porous dissipative media. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1962, vol 34, n°9.
- [BOL96] **BOLTON J. S., SHIAU N. M., KANG Y. J.** Sound transmission through multi-panel structures lined with elastic porous materials. *J. Sound Vib.*, 1996, vol 191, n°3, p 317-347.
- [BRU98] **BRUNEAU M.** *Manuel de l'acoustique fondamentale*, Paris : Hermes, 1998. 576 p.
- [CHE96] **CHEN K. T.** Study on the Acoustic Transmission Loss of a rigid perforated screen. *Applied Acoustics*. 1996, vol 47, n°4, p. 303-318.
- [CRA26] **CRANDALL I. B.** *Theory of vibrating systems and sound*. New York : Van Nostran, 1926. 229 p.
- [CUM83] **CUMMING A., EVERSMAN W.** High amplitude acoustic transmission through duct terminations : theory. *J. Sound Vib.*, 1983, vol. 91, n°4, p 503-518.
- [DAN47] **DANIELS F. B.** Acoustical impedance of enclosures. On the propagation of sound waves in cylindrical tubes. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1947, vol 19, p 569-571.
- [DEL70] **DELANY M. E., BAZLEY E. N.** Acoustical properties of fibrous absorbent materials. *Applied Acoustics*, 1970, vol 3, p105-116.
- [DUP01] **DUPONT T., PAVIC G., LAULAGNET B.** Absorption and transmissibility of coupled microperforated plates. *Proceeding of 17 th International Congress on Acoustics*. Session Measurement

- techniques in structural acoustics, Rome 2001, p 34.
- [DUP02] **DUPONT T., PAVIC G., LAULAGNET B.** Acoustic properties of lightweight micro-perforated plate systems. *Acta Acustica*, à paraître, vol. 89, 2003.
- [DUT99] **DUTILLEUX.** *Mesure in situ de l'absorption acoustique des matériaux dans le bâtiment.* ENTPE Lyon, 1999. 326p.
- [FAH89] **FAHY F.** *Sound Intensity.* London : Elsevier, 1989. 274p.
- [FEN00] **FENG L., NILSSON A.** A new design of lightweight panel to improve static strength and sound isolation. *Proceedings of Internoise-2000*, Nice, France. p 2455-2458.
- [FES54] **FESCBACH H.** *Transmission loss of infinite single plates for random incidence.* Report TIR 1, Bolt Beranek and Newman, 1954.
- [FUC95] **FUCHS H.V., ZHA X.** Einsatz mikro-perforierter Platten als Schallabsorber mit inhaerenter Daempfung. *Acta Acustica*, 1995, vol. 81, n°2, p 107-116.
- [FUC97] **FUCHS H.V., ZHA X.** Acrylic-glass sound absorbers in the plenum of Deutscher Bundestag. *Applied Acoustics*, 1997, vol 51, n°2, p 211-217.
- [GOE77] **GOESELE K., GOESELE U.** Influence of cavity damping on the air layer stiffness in double walls. *Acustica*, 1977, vol 38, p 159-166 (en allemand).
- [GOM67] **GOMPERS M.C., KIHLMAN.** The sound transmission loss of circular and slit shaped apertures. *Acustica*. 1967, vol 18, p 144-150.
- [HAM83] **HAMET J.F.** Analyse paramétrée des courbes d'absorption de produits fibreux en incidence normale. *Acustica*, 1983, vol 52, p186-190.
- [HEC60] **HECKL M.** Investigation of orthotropic plates. *Acustica*, 1960, vol 10, p 109-115.
- [HEC60] **HECKL M.** Sound transmission loss of homogeneous single wall of finite size. *Acustica*, 1960, vol 10, p 109-115 (en allemand).
- [ILI01] **ILINSKII Y. A., LIPKENS B., ZABOLOTSKAYA E. A.** Energy losses in an acoustical resonator. *J. Acoust. Soc. Am.*, 2001, vol 109, n°5, p 1859-1870.
- [LAF02] **LAFARGE.** *Rayonnement Modèle simplifié pour décrire le rayonnement acoustique de plaques perforées, ou de plaques poreuses.* Université du Mans pour collaboration avec le LVA, INSA lyon, 2002. 3p.
- [ING53] **INGARD U.** On the theory and design of acoustic resonators. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1953, vol 25, pp 1037-1061.
- [ING67] **INGARD U, ISING H.** Acoustic nonlinearity of an orifice. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1967, vol 42, n°41, p 6-17.
- [ING94] **INGARD U.** *Note on Sound absorption technology.* Arlington Branch : Noise Control Foundation, 1994.

- [KAN99] **KANG J., FUCHS H. V.**, Predicting the absorption of open weave textiles and microperforated membranes backed by a air space. Stuttgart: *J. Sound Vib.*, 1999, vol. 220, n°5, p 905-920.
- [KUR59] **KURTZE G., WATTERS B. G.** New wall design for high transmission loss or high damping. *J. Acoust. Soc. Am*, 1959, vol 31, p 739-748.
- [LEE01] **LEE F.C., CHEN W. H.** Acoustic transmission analysis of multi-layer absorber. *J. Sound Vib.*, 2001, vol 248, n°4, p 621-634.
- [LES88] **LESUEUR C.** *Rayonnement acoustique des structures ; vibroacoustique, Interaction fluide- structure*. Paris : Eyrolles, 1988. 591 p.
- [LEG87] **LEGOUIS T., NICOLAS J.** Phase gradient method of measuring the acoustic impedance of materials. *J. Acoust. Soc. Am*, 1985, vol 81, n°1, p 44- 50.
- [LON50] **LONDON A.** Transmission of reverberant sound through double walls. *J. Acoust. Soc. Am*, 1950, vol 22, p 270-277.
- [MAA75] **MAA D. Y.** Theory and design of microperforated panel sound-absorbing constructions. *Scientia Sinica*, 1975, vol 18, n°1, p 55-71.
- [MAA85] **MAA D. Y.** Wide-band sound absorber based on microperforated panels. *Chinese journal of acoustics*, 1985, vol 4, n°3, p 197-108.
- [MAA97] **MAA D. Y.** Général theory and design of microperforated-panel absorbers. Beijing, China : *Journal of functional Materials*, 1997, vol. 28, n°5, p 385-393.
- [MAA98] **MAA D. Y.** Potential of microperforated panel absorber. *J. Acoust. Soc. Am*, 1998, vol 104, p 2861.
- [MEC76] **MECHEL F. P.** Ausweitung der absorberformel von Denaly und Bazeley zu tiefen frequenzen. *Acustica*, 1976, vol 35, p 210.
- [MEC86] **MECHEL F. P.** The acoustic sealing of holes and slits in wall. *J. Sound Vib.*, 1986, vol 11, n°2, p 297-336.
- [MEL73] **MELLING T. H** The acoustic impedance of perforates at medium and high sound pressure levels. *J. Sound Vibr.* 1973, vol 29, p1.
- [MOR69] **MORSE P. M., INGARD U.** *Theoretical Acoustics*. New York : Mc Graw-Hill, 1968. 227p.
- [NIL90] **NILSSON, A. C.** Wave propagation in and sound transmission through sandwich plates. *J. Sound Vib*, 1990, vol 138, p 73-94.
- [NIL97] **NILSSON A., NILSSON E.** Sound transmission through honeycomb panels. *3° Proceedings of Modern practice in stress and vibration analysis*, Dublin, 1997. p 397-402.
- [NIL99] **NILSSON E., REGAUD.** *Microperforated panels*. Rapport stage KTH Stockholm, 1999.
- [NOB85] **NOBILE M. A., HAYEK S. I.** Acoustic propagation over an impedance plane. *J. Acoust. Soc. Am*, 1985, vol 78, p 1325-1335.
- [PAS81] **PASCAL J. C.** Mesure de l'intensité active et réactive dans différents champs acoustiques. *Progrès récents dans la mesure acoustique*,

- Senlis, 1981, vol 5, p 11-19.
- [PAV02] **PAVIC G.** *Discussion sur la transparence de plaque*. Conversation privée, 2002.
- [PAV77] **PAVIC G.** Measurement of sound intensity. *J. Sound Vib.*, 1977, vol. 51, n°4, p 533-545.
- [PEZ93] **PEZERAT C.** *Mesure d'impédance caractéristique et de constante de propagation en tube*. Le Mans : Rapport DEA. 1993. 69 p.
- [PUP02] **PUPIER P., STOLL M.** *Etude par l'indicateur FAQP de panneaux aéronautiques raidis*. Rapport projet de fin d'étude ingénieur INSA de Lyon GMC (LVA), 2002. 65 p.
- [RAN00] **RANDEBERG R. T.** *Perforated panel absorbers with viscous energy dissipation enhanced by orifice design*. Thèse sci. : Norwegian University of Science and Technology, Trondheim, 2000, 118 p.
- [RAS82] **RASMUSSEN K.** A note on acoustic impedance of narrow tubes. *Acustica*, 1982, vol 51, p 72-73.
- [REI38] **REISSNER H.** Transmission of a normal and oblique-incidence plane compressional wave incident from a fluid on a solid plane parallel plate. *Helvetica Physica Acta*. 1938, vol 11, pp. 140-145 (en allemand).
- [RIC01] **RICARDI P.** Study on the acoustic transmission loss of a rigid perforated screen backed with porous granular material. *Proceedings of 17 th ICA*, Rome, 2001.
- [SGA00] **SGARD F., ATALLA N., NICOLAS J.** A numerical model for the low-frequency diffuse field sound transmission loss of double-wall sound barriers with elastic porous lining. *J. Acoust. Soc. Am.*, 2000, vol 108, p 2865-2872.
- [SAL89] **SALIKUDDIN M.** Acoustic behavior of orifice plates and perforated plates with reference to low- frequency sound absorption & Non-Linear effects in finite amplitude wave propagation through orifice plate and perforated plate terminations. *J. Sound Vib.*, 1989, vol. 139, n°3, p 361-405.
- [SAL91] **SALIKUDDIN M., AHUJA K. K.** Acoustic power dissipation on radiation through duct terminations : experiments. *J. Sound Vib.*, 1983, vol. 91, n°4, p 479-502.
- [SCH50] **SCHOCH A., FEHER K.** The mechanism of sound transmission through single leaf partitions. *Acoustica*, 1950, vol 22, p 270-275.
- [STI85] **STINSON M. R.** Acoustic impedance of small, circular orifices in thin plates. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1985, vol 77, n°6, p 2039-2042.
- [STI91] **STINSON M. R.** The propagation of plane sound waves in narrow and wide circular tubes, generalisation to uniform tubes of arbitrary cross-sectional shape. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1991, vol 89, n°2, p 550-558.
- [THU53] **THURSTON G. B., MARTIN C. E.** Periodic flow through circular orifices. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1953, vol 25, p 26-31.
- [TIJ75] **TIJDERMAN H.** On the propagation of sound waves in cylindrical

- tubes. *J. Sound Vib.*, 1975, vol. 39, p 1-33.
- [TOT00] **TOTARO N.** *Etude expérimentale et analytique de la transmission acoustique à travers une paroi raidie orthogonalement.* Mémoire de DEA, LVA, Insa de Lyon, 2000. 43 p.
- [UTS89] **UTSUNO H., TANAKA T., FUJIKAWA T.** Transfer function method for measuring characteristic Impedance and propagation constant of porous material. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1989, vol 86, n°2, p 637-643.
- [WIL65] **WILSON G.P., SOROKA W. W.** Approximation of the diffraction of sound by a circular aperture of rigid wall thickness. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1965, vol 37, n°2, p286-297.
- [WU97] **WU M. Q.** Micro-perforated panel for duct silencing. *Noise control Eng. J.*, 1997, vol 45, n°2, p 69-77.
- [YAD01] **YADONG L., XIADONG L., JING T., WEN W.** The perforated panel resonator with flexible tube bundle and its acoustical measurements *Proceedings of Inter Noise*, La Hague, 2001.
- [ZHA00] **ZHANG B., LANG GE S. P., ZHUANG W.** The study of sound absorption characteristic of micro-perforated panel with different diameter holes. *Proceedings of Internoise-2000*, Nice, France, p 3871-3874.
- [ZHA98] **ZHANG Z. M., GU X. T.** The theoretical and application study on a double layer microperforated sound absorption structure. *Acoustics letters*, 1998, vol. 215, n° 3, p 399.
- [ZWI49] **ZWIKKER C., KOSTEN C. W.** *Sound absorbing materials.* New York : Elsevier, 1949.

Chapitre VII. Nomenclature

α	Coefficient d'absorption globale (absorption + transmission)
$\alpha_{\text{pist}}, \alpha_{\text{pli}}, \alpha_{\text{MPP}}$	Absorption propre du piston, de la plaque i et de la MPP
β	Partie propagative du nombre d'onde complexe m (Partie imag)
δ	Ecart de Compressibilité autour de l'équilibre
ε	Facteur correctif appliqué à ρ_{equ} pour les structures MP fines
ϕ	Partie évanescente du nombre d'onde complexe m (Partie réelle)
γ	Chaleur spécifique
η	Amortissement du piston
η_{air}	Amortissement de l'air
κ	Conductivité thermique
λ	Longueur d'onde acoustique
μ	Viscosité dynamique de l'air
ν	Viscosité cinématique de l'air : $1.56 \cdot 10^{-5}$ m ² /s
θ, r, z	Axes du système de coordonnées cylindrique
$\theta_{\text{max}} (\theta_{\text{max-mpp}})$	Angle limite d'intégration pour le champ diffus (pour la MPP)
ρ_{equ}	Masse volumique équivalente dans un milieu fluide
ρ_i	Masse volumique du milieu ou solide i
ρ_{pli}	Masse volumique de la plaque i
σ_p	Résistivité spécifique au passage de l'air du matériau
σ	Taux de perforation (%)
τ	Coefficient de transmission
τ_t (pour la propagation)	Ecart de température autour de l'équilibre
ν_{pli}	Coefficient de Poisson de la plaque i
ω	Pulsation
Δl	Distance séparant les micros d'une sonde intensimétrique
Δt	Correction d'épaisseur
$\Pi_{\text{inc}}, \Pi_{\text{trans}}$	Puissance acoustique incidente et transmise (Watts)
A, B, C, D, E, F	Amplitude de pression, la plus part du temps
a	Diamètre de perforation (exprimé généralement en mm)
b	Séparation entre deux perforations (centre à centre)
B_{pli}	Module de rigidité à la flexion de la plaque i
c, c_0	Célérité de l'air $c = 340$ m/s
c_{equ}	Vitesse acoustique équivalente dans un milieu fluide
c_i	Célérité du milieu i
c_{pli}	Célérité de flexion de la plaque i
C_v, C_p	Capacité calorifique à volume ou pression constante
d	Profondeur de cavité d'air (m)

$d_{\text{visc}}, d_{\text{therm}}$	Dimension des couches limites visqueuses et thermiques
E_{pli}	Module de rigidité à la flexion de la plaque i
f, ω	Fréquence et pulsations
f_c	Fréquence critique (transparence acoustique)
f_{car}	Fréquence caractéristique visqueuse
$f_{\text{coïn}}$	Fréquence de coïncidence (transparence acoustique)
f_{lim}	Fréquence limite
G_{AB}	Interspectre des pressions mesurées aux micros A et B
$H_{\text{B/A}}$	Fonction de transfert voie B sur voie A
$\vec{I} (I_x, I_y, I_z)$	Vecteur intensité acoustique
$I_{\text{inc}}, I_{\text{ref}}, I_{\text{trans}}, I_{\text{abs}}$	Intensité incidente, réfléchi, transmise, absorbée
$I_{\text{MPP}}, I_{\text{pli}}$	Intensité absorbée par la MPP et par la plaque i
J_n	Fonction de Bessel d'ordre n
k	Nombre d'onde acoustique du type e^{jkz} , $\text{Re}(k)$ représente la partie propagative
K_i	Raideur
k_s	Nombre d'onde de surface
l_f	Largeur des fentes
l_i	Dimension d'un milieu
$L_{\text{carré}}$	Taille des perforations carrées
M	Masse du système masse-ressort
m, m_i	Nombre d'onde complexe : onde du type e^{mz} , $\text{Imag}(m)$ représente la partie propagative et $\text{Re}(m)$ représente la partie évanéscence. L'indice i représente le milieu i .
Mass	Réactance acoustique, partie imaginaire de l'impédance.
M_i	Masse de l'élément i
M_s	Masse surfacique
P_a, P_0	Pression absolue, pression d'équilibre
P, p, \tilde{p}	Pression acoustique, $p(x_j, t) = P(x_j) e^{j\omega t}$, transformée de Fourier
P_r	Nombre de Prandtl
r	Coefficient de réflexion
R	Rayon d'un tube ou une perforation (m)
Res	Résistance acoustique, partie réelle de l'impédance.
S	Surface du piston
S_{perf}	Surface totale de toutes les perforations d'une MPP
S_{unit}	Surface unitaire
T, T_0	Température, température à l'équilibre
t, t_i	Épaisseur de la structure i (exprimé généralement en mm)
TL	Affaiblissement acoustique (dB)
u, q	Composante axiale et radiale de la vitesse acoustique
V_i, v_i, \tilde{v}	Vitesse particulière du milieu i : $v_i(x_j, t) = V_i(x_j) e^{j\omega t}$, transformée de Fourier
$V_{\text{part}}, V_{\text{vib}}, V_{\text{relat}}$	Vitesse particulière, de la plaque, relative ($V_{\text{relat}} = V_{\text{part}} - V_{\text{vib}} $)

V_{salle}	Volume de la salle réverbérante : $V_{\text{salle}} = 411 \text{ m}^3$
W, w	Déplacement en flexion d'une structure : $w(x_j, t) = W(x_j) e^{j\omega t}$
x, y, z	Axes de coordonnées cartésiennes
Z_c	Impédance caractéristique d'un milieu
Z_i	Impédance acoustique de l'élément i
Z_{pli}	Impédance de vibration de la plaque i
Z_{ray}	Impédance de rayonnement d'un piston bafflé
Z_s	Impédance de surface
Z_{sp}	Impédance de vibration d'une plaque solide
Z_{pist}	Impédance du piston
$Z_{\text{vib}}, Z_{\text{visc}}, Z_{\text{eff}}$	Impédance de vibration, de viscosité, effective
$Z_{\text{MPP}}, Z_{\text{mpp}}$	Impédance acoustique de la MPP :
	$Z_{\text{MPP}} = \frac{\Delta P}{V} = Z_{\text{mpp}} \rho_0 c.$

ABREVIATIONS

BF	Basses fréquences
MF	Moyennes fréquences
HF	Hautes fréquences
HP	Haut parleur
MP	microperforé
MPP	Plaque microperforée
SP	Plaque solide

Chapitre VIII. Annexes

1. Tableaux récapitulatifs

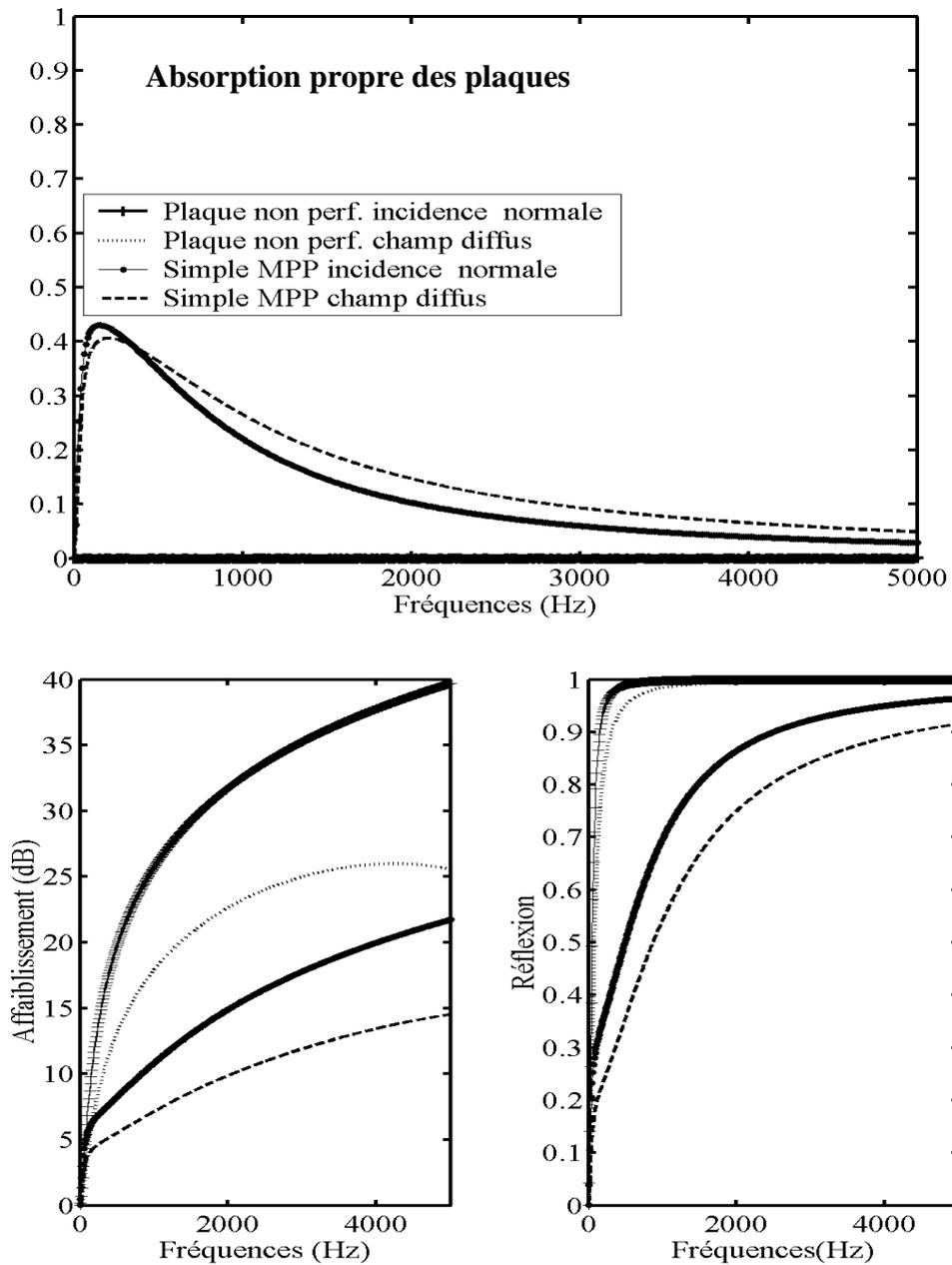
Nom	Matériau (E_{pl} , ν_{pl} , ρ_{pl}) (Pa, SU, kg/m ³)	Masse surfaiq ue M_s (kg/m ²)	Epaisseur t(mm)	Diamètre de perf a(mm)	Taux de perf. σ (%)	Remarques Sur la structure
mpp industrielle ANNEXE	dural (0.72°11, 0.33, 2700)	3.084	1=>1.3 (1.17)	≈ 0.4	3.5	Fente, Louvre présentée en ANNEXE
Pp3	Acier (2.1°11, 0.3, 7800)	7.759	1	0.5	0.52	Perforation circulaire
Plaque 1 PP3 non perf.	Acier (2.1°11, 0.3, 7800)	7.759	1	Non perf.	Non perf.	Non perforée
Plaque 2 mince Non perf.	Acier (2.1°11, 0.3, 7800)	5.46	0.7	Non perf.	Non perf.	Non perforée
Plaque 2 épaisse Non perf.	Acier (2.1°11, 0.3, 7800)	156	20	Non perf.	Non perf.	Non perforée

Tableau 1. Ce tableau résume les caractéristiques des plaques utilisées dans tout ce paragraphe

Nom	Matériau	Epaisseur t(mm)	Diamètre de perf a(mm)	Taux de perforation σ (%)	Remarques Sur la structure
mpp industrielle	dural	1=>1.5 (1.17)	≈ 0.4	3.5	Fente, Louvre
mppe industrielle	dural	1.1	Indéfini	Indéfini	Pmp pressé
Pp1	Acier	0.5	0.5	0.09	Perforations circulaires
Pp2	Acier	0.5	0.5	0.18	idem
Pp3	Acier	1	0.5	0.52	idem
Pp4	PVC	1	0.5	0.52	idem
Pp5	dural	2	0.7	0.98	idem
Pp6	PVC	2	0.7	0.98	idem
Pp7	dural	2	0.7	1.94	idem
Pp8	nylon	4	0.7	0.98	idem
Pp9	PVC	10	0.7	0.98	idem
Pp10	PVC	15	0.7	0.98	idem

Tableau 3. Ce tableau résume une partie des échantillons microperforés fabriqués puis expérimentés au tube de Kundt.

2. Annexes du chapitre III, partie 3



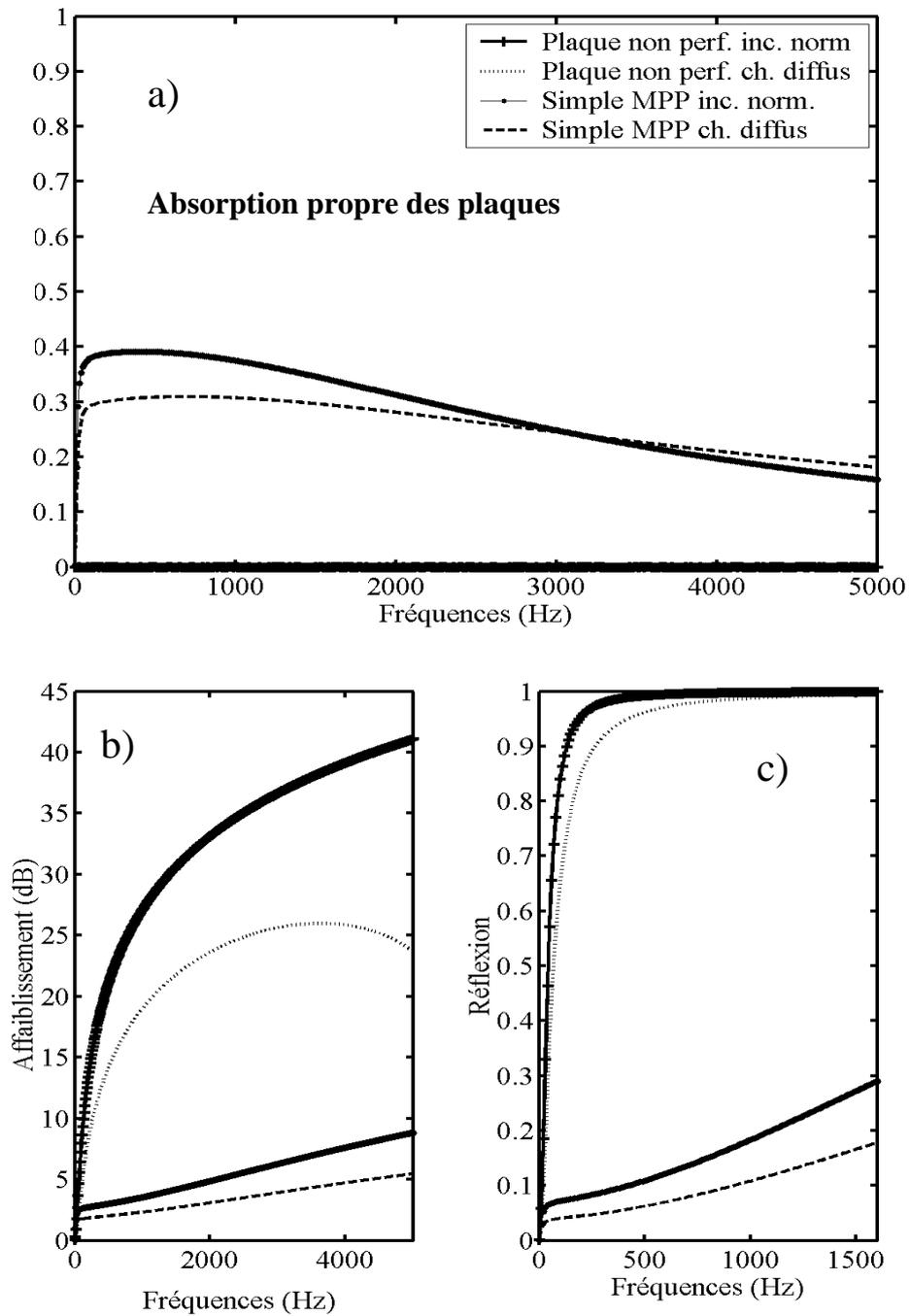
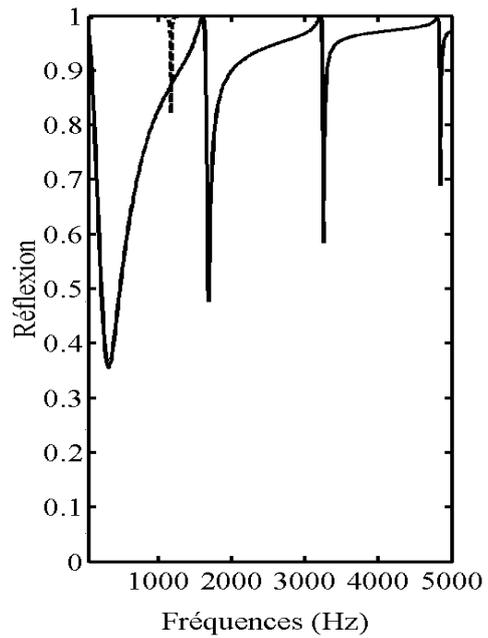
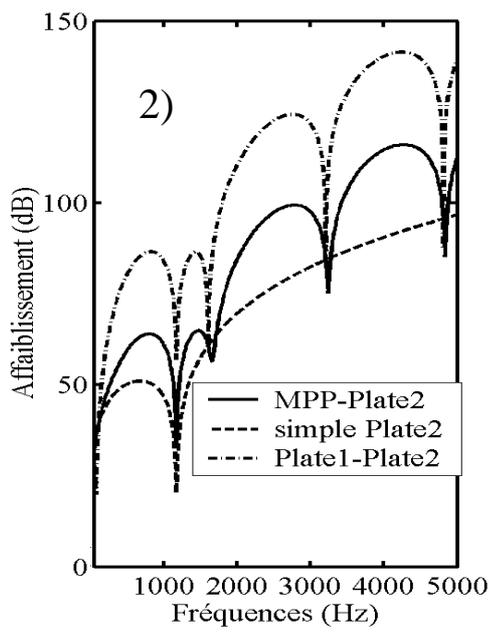
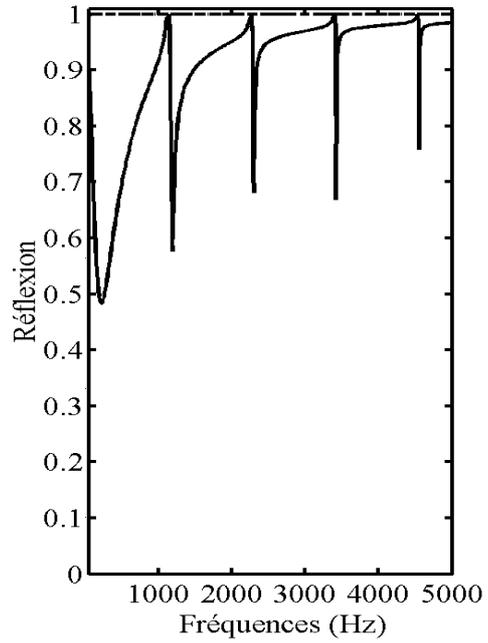
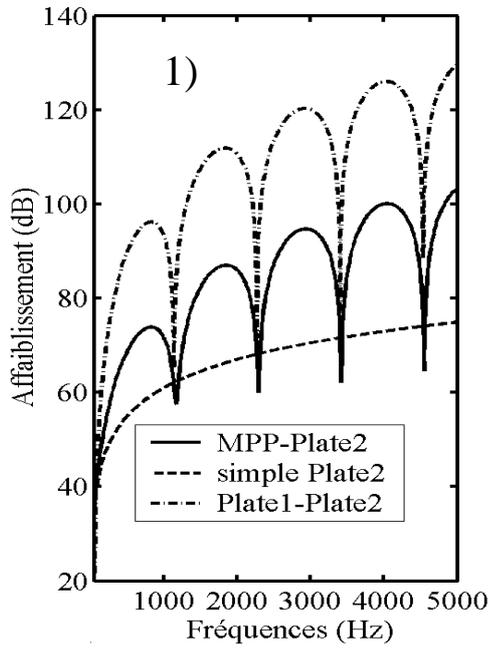


Figure 67. Comparaison a) d'absorption propre, b) affaiblissement, c) réflexion d'une simple MPP seule MPP Sontech (dural, fentes de diamètre équivalent 0.4 mm, taux de perforation : 3.5%, t : 1.17 mm) et d'une simple plaque équivalente non perforée, pour une incidence normale et un champ diffus

• **Annexe du paragraphe 3.5**



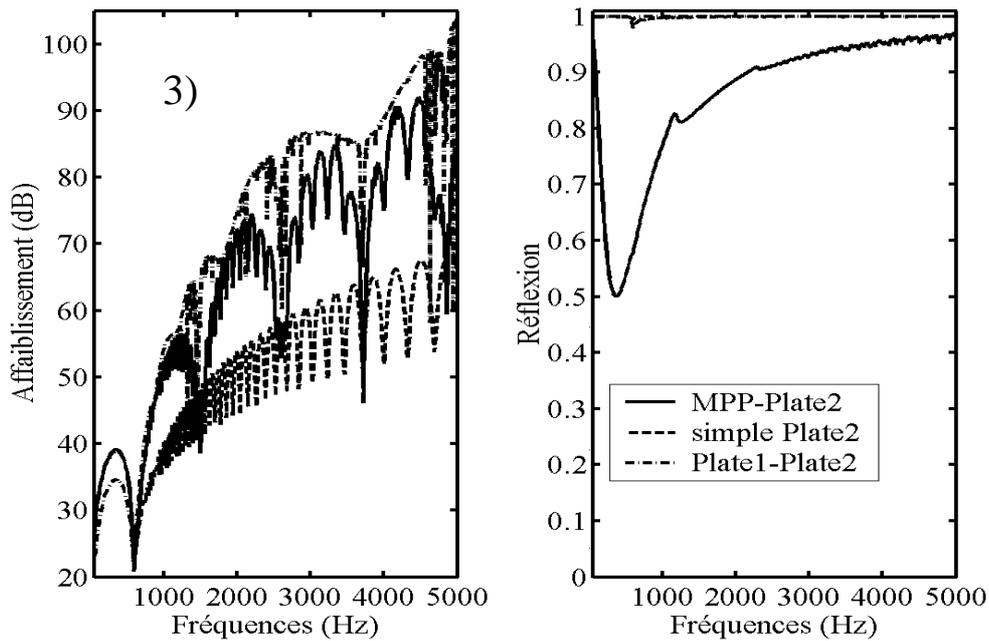


Figure 68. Affaiblissement a) et réflexion b) simulées pour 1) une incidence normale, 2) une incidence oblique 45° , 3) en champ diffus. Les courbes représentent le système basique (MPP + Plaque) (trait plein : -), la simple plaque seule (pointillées : - - -), le système 2 plaques non perforées (trait point : - . -). La MPP est industrielle Sontech (dural, fentes de diamètre équivalent 0.4 mm, taux de perforation : 3.5%, t : 1.17 mm). La 2ème plaque est en acier d'épaisseur 2 cm, d : 15 cm.

3. Annexes du chapitre III, partie 5

3.1. Acoustique des Poreux seuls

3.1.1. Principe et équations

Pour intégrer des poreux dans nos systèmes, nous utilisons les approches déjà existantes de la propagation acoustique dans les poreux. Il existe beaucoup de travaux concernant ce domaine, seulement quelques approches principales sont présentées et comparées.

Une approche classique théorique a été élaborée par Biot [BIO62]. Elle ne sera pas traitée ici, mais mérite d'être citée. Ces travaux ont été repris entre autre par Allard [ALL84-ALL93] et étendus à d'autres matériaux que ceux prévus initialement (roches poreuses). Cette approche est aussi utilisée, par Bolton [BOL96] pour étudier la transparence de systèmes plus complexes comme les

structures multi panneaux avec des poreux intégrés. Des approches plus avancées sur les poreux sont proposés par Sgard [SGA00-ATA01].

3.1.1.1. *Modèle de Delany & Bazelet*

Une approche empirique a été proposée par Delany & Bazelet [DEL70] qui permet, à partir de la valeur de la résistivité spécifique au passage de l'air d'un matériau fibreux, de déterminer les caractéristiques acoustiques de ce matériau. Les caractéristiques sont la constante de propagation et l'impédance acoustique de l'onde (ou impédance caractéristique : c'est l'impédance dans un plan d'onde pour une onde plane se propageant dans le matériau infini). Les hypothèses faites sont que le matériau est homogène et isotrope, la structure reste immobile au passage des ondes acoustiques et la nature des ondes n'est pas modifiée à leur passage dans le poreux. C'est à dire qu'une onde plane est supposée le rester dans un matériau fibreux. L'étude de la propagation dans les poreux doit être traitée comme l'étude de la propagation dans un fluide avec une constante de propagation et une impédance acoustique spécifique donnée par les équations suivantes :

$$m_{po} = \left(\frac{\omega}{c} \right) \left[0.19 \left(\frac{\sigma_p}{\rho_0 f} \right)^{0.59} + j \left(1 + 0.098 \left(\frac{\sigma_p}{\rho_0 f} \right)^{0.70} \right) \right], \quad (A.1)$$

$$Z_{po} = \rho_0 c \left[1 + 0.0511 \left(\frac{\sigma_p}{f} \right)^{0.75} - j 0.066 \left(\frac{\sigma_p}{f} \right)^{0.73} \right]. \quad (A.2)$$

La constante de propagation m_{po} est définie comme au chapitre § III sur la propagation dans les tubes fins.

La convention est :

$$p(z, t) = P(z)e^{j\omega t} = P(0)e^{mz}e^{j\omega t}. \quad (A.3)$$

La propagation se fait dans le sens des $z < 0$,

avec $m = \phi + j\beta$, où ϕ est la constante d'atténuation et β la partie propagative ou nombre d'onde, et où σ_p est la résistivité spécifique au passage de l'air du matériau, exprimée ici en Rayl / m : généralement $5000 < \sigma_p < 100\,000$ Rayl / m (mks).

La limite de validité fréquentielle du modèle est donnée par : $10^{-2} \sigma_p < f < \sigma_p$.

Bien que dans la plupart des articles concernant les poreux les unités soient en cgs, elles sont présentées ici en mks. Pour tout changement d'unité, se reporter au tableau suivant :

Tableau de conversion mks \leftrightarrow cgs
 Pour les grandeurs classiques
 Célérité : $c(\text{cgs}) = 10^2 c(\text{mks})$
 Densité vol : $\rho(\text{cgs}) = 10^{-3} \rho(\text{mks})$
 Impédance ac. : $Z(\text{cgs}) = 10 Z(\text{mks})$
 Nombre d'onde : $k(\text{mks}) = 10^{-2} k(\text{cgs})$

Pour l'unité Rayl :
 $1 \text{ cgs Rayl/cm} = 1 \text{ g.cm}^{-3}.\text{s}^{-1} = 10^3 \text{ kg.m}^{-3}.\text{s}^{-1}$
 $1 \text{ cgs Rayl/cm} = 10^3 \text{ mks Rayl/m}$
 $1 \text{ cgs Rayl} = 10 \text{ mks Rayl}$

3.1.1.2. Modèle de Mechel

Le modèle proposé par Delany & Bazelet étant limité rapidement en basses fréquences, Mechel[MEC76] a étendu ce dernier aux basses fréquences :

- **Pour le domaine : $13.8 \cdot 10^{-3} \sigma_p < f < 0.83 \sigma_p$:**

$$m_{po} = \left(\frac{\omega}{c} \right) \left[0.163 \left(\frac{\sigma_p}{\rho_0 f} \right)^{0.6185} + j \left(1 + 0.086 \left(\frac{\sigma_p}{f} \right)^{0.6929} \right) \right], \quad (\text{A.4})$$

$$Z_{po} = \rho_0 c \left[1 + 0.0424 \left(\frac{\sigma_p}{f} \right)^{0.7554} - j 0.0759 \left(\frac{\sigma_p}{f} \right)^{0.7307} \right]. \quad (\text{A.5})$$

- **Pour le domaine BF : $f < 13.8 \cdot 10^{-3} \sigma_p$:**

$$m_{po} = \left(\frac{\omega}{c} \right) \left[-1.44664 + j 0.2115 \left(\frac{\sigma_p}{\rho_0 f} \right) \right]^{0.5}, \quad (\text{A.6})$$

$$Z_{po} = (\rho_0 c) \frac{(1/2\pi)(\sigma_p / \rho_0 f) + j 1.4035}{j(m_{po} / k_0)}. \quad (\text{A.7})$$

3.1.1.3. Modèle Ingénieur

Nous proposons une dernière approche empirique, tirée d'un recueil spécialisé assez récent, le nombre d'onde ainsi que l'impédance acoustique sont donnés comme suit :

$$m_{po} = \left(\frac{\omega}{c}\right) \left[a' \left(\frac{\sigma_p}{\rho_0 f}\right)^{\alpha'} - j \left(1 + a'' \left(\frac{\sigma_p}{\rho_0 f}\right)^{\alpha''} \right) \right], \quad (A.8)$$

$$Z_{po} = (\rho_0 c) \left[\left(1 + b' \left(\frac{\sigma_p}{\rho_0 f}\right)^{\beta'} \right) - j b'' \left(\frac{\sigma_p}{\rho_0 f}\right)^{\beta''} \right]. \quad (A.9)$$

On pose $E' = \left(\frac{\sigma_p}{\rho_0 f}\right)^{-1}$, les variables précédentes sont données par le tableau suivant :

Matériau	Région E'	a'	α'	a''	α''	b'	β'	b''	β''
Minéral	$E' \leq 0.025$	0.322	0.502	0.136	0.641	0.081	0.699	0.191	0.556
Et Basalte	$E' > 0.025$	0.179	0.663	0.103	0.716	0.056	0.725	0.127	0.655
Fibre de	$E' \leq 0.025$	0.396	0.458	0.135	0.646	0.067	0.707	0.196	0.549
Glace	$E' > 0.025$	0.179	0.674	0.102	0.705	0.023	0.887	0.087	0.770

Tableau 4. Ce tableau présente les variables du modèle ingénieur permettant d'exprimer la constante de propagation ainsi que l'impédance caractéristique en fonction de la nature du poreux

3.1.1.4. Comparaison des modèles

La comparaison des trois modèles précédents est présentée ci-après sur la constante de propagation et l'impédance caractéristique. Le matériau choisi est une laine de verre qui est utilisée dans la partie expérimentale et dont Les caractéristiques sont: $\rho_{po} = 9.2 \text{ kg / m}^3$, $\sigma_p = 32 \text{ 000 Rayles / m}$, l'épaisseur de l'échantillon $l_{po} = 3 \text{ cm}$.

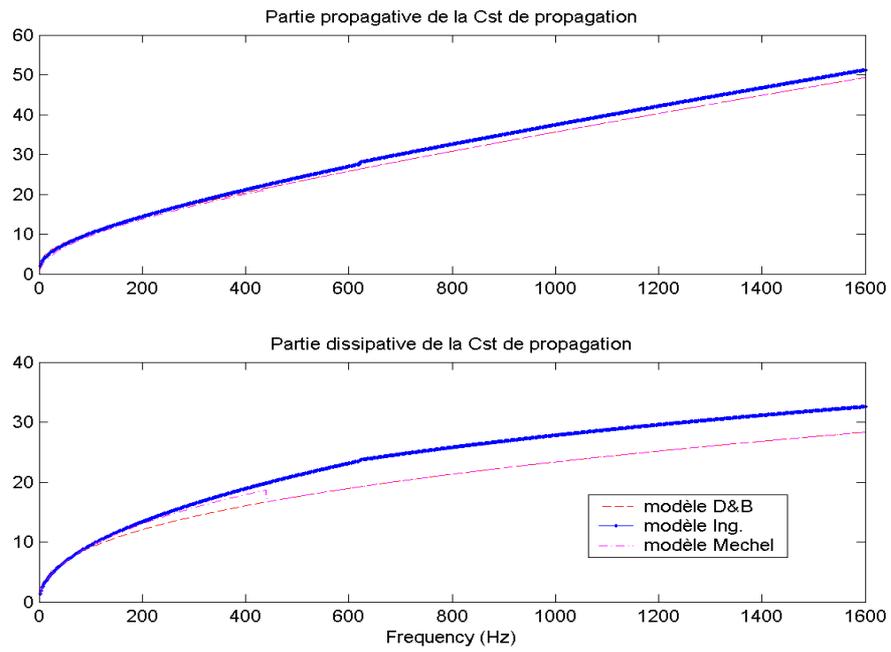


Figure 69. Constante de propagation (partie propagative et dissipative) simulée par trois modèles (Delany & Bazley, Ingénieur et Mechel) d'une laine de verre ($\rho_{po} = 9.2 \text{ kg / m}^3$, $\sigma_p = 32\,000 \text{ Rayles / m}$).

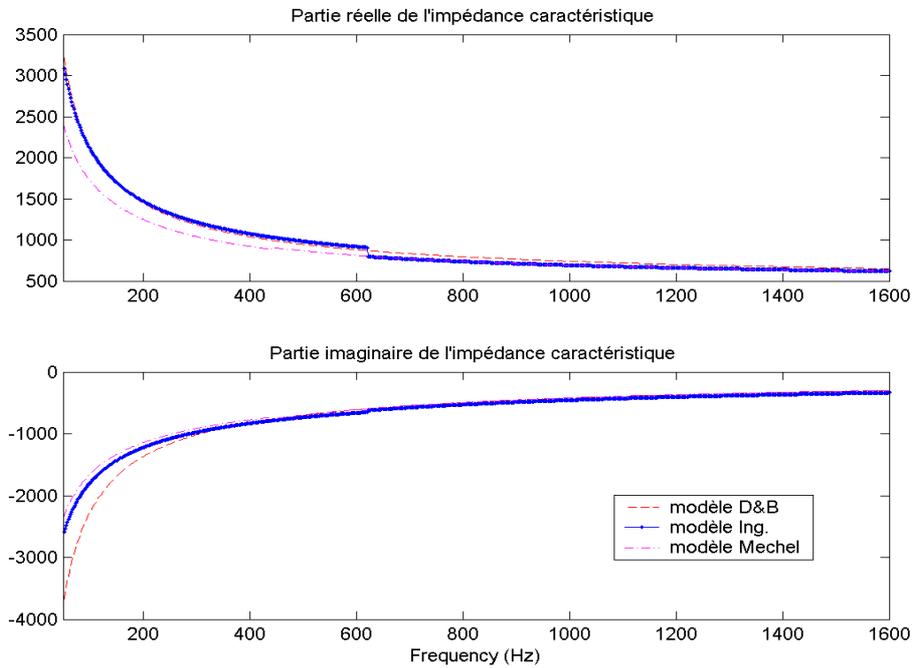


Figure 70. Impédance caractéristique (partie réelle et imaginaire) simulée par trois modèles (Delany & Bazley, Ingénieur et Mechel) d'une laine de verre ($\rho_{po} = 9.2 \text{ kg / m}^3$, $\sigma_p = 32\,000 \text{ Rayles / m}$).

Observations : Les trois modèles semblent assez proches. La partie dissipative du modèle ingénieur est un peu plus importante que pour les deux autres simulations.

3.1.2. Application au système Poreux-Mur rigide

Les modèles étant présentés, vérifions maintenant leur validité par comparaison avec des résultats expérimentaux sur des systèmes simples : Matériau Poreux-MR excité par onde plane sous incidence normale en tube de Kundt.

3.1.2.1. Notions d'impédance de surface normale d'un matériau

Nous allons ici utiliser les impédances de surface. Nous rappelons ces notions déjà vues dans le chapitre II.

Pour remonter à l'absorption de ce système, il est nécessaire de connaître le coefficient de réflexion et donc l'impédance de surface de l'avant du poreux. Cette impédance est le rapport des pressions et des vitesses à la surface du poreux, en incidence normale :

$$Z_{s1} = \left. \frac{p}{u} \right|_{z=0} = \rho_0 c \left. \frac{Ae^{-jkz} + Be^{jkz}}{Ae^{-jkz} - Be^{jkz}} \right|_{z=0} = \rho_0 c \left. \frac{1 + \zeta}{1 - \zeta} \right|_{z=0} \quad (\text{A.10})$$

Où $\zeta = B / A$.

De plus, nous savons que $1 = \alpha + \zeta^2$ d'où en incidence normale :

$$\alpha = 1 - \left| \frac{Z_{s1} - \rho_0 c}{Z_{s1} + \rho_0 c} \right|^2 \quad (\text{A.11})$$

Selon son orientation l'impédance de surface dépend des caractéristiques du poreux mais aussi de ce qui se trouve à l'arrière de celui-ci. Elle dépend donc de l'impédance de surface de l'arrière du poreux (représentant toutes les régions accolées à l'arrière). La relation qui lie deux impédances de surface séparant un milieu d'épaisseur l (à l'arrière Z_{s2} et à l'avant Z_{s1}) est donnée par :

$$Z_{s1} = Z_c \frac{Z_{s2} \text{ch}(ml) + Z_c \text{sh}(ml)}{Z_c \text{ch}(ml) + Z_{s2} \text{sh}(ml)} \quad (\text{A.12})$$

l étant l'épaisseur du milieu, m la constante de propagation dans le milieu, Z_c l'impédance caractéristique du milieu.

Cette formule est utilisée pour traiter l'acoustique de système multicouche et sera réutilisée par la suite.

En d'autres termes, les milieux « s'emboîtent » les uns sur les autres, à la manière de jeux lego® et l'impédance de la surface supérieure résume intrinsèquement toute la « construction ».

Pour notre système Poreux-MR, $Z_c = Z_{po}$, $m = m_{po}$ et $Z_{S2} = \infty$

Nous retrouvons la relation classique suivante :

$$Z_{S1} = Z_C \coth(ml) \quad (\text{A.13})$$

3.1.2.2. Comparaison résultats expérimentaux et simulés

Les mesures d'absorption sont effectuées en tube de Kundt. Ces mesures en BF-MF et en MF-HF se font à l'aide de 2 tubes de Kundt différents. Les résultats sont donc présentés séparément. Le matériau choisi est une laine de verre dont les caractéristiques sont les suivantes : $\rho_{po} = 9.2 \text{ kg / m}^3$, $\sigma_p = 32\,000 \text{ Rayles / m}$, l'épaisseur de l'échantillon $l_{po} = 0.03 \text{ m}$. La laine de verre est accolée au piston rigide du tube de Kundt.

- pour les basses et moyennes fréquences :

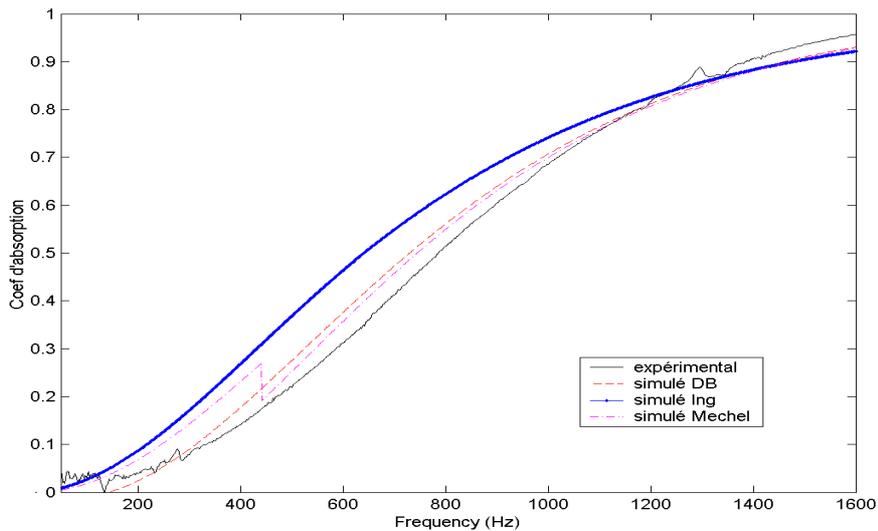


Figure 71. Absorption mesurée et simulée d'une laine de verre ($\rho_{po} = 9.2 \text{ kg / m}^3$, $\sigma_p = 32\,000 \text{ Rayles / m}$, $l_{po} = 0.03 \text{ m}$), placée dans un tube de Kundt et accolée à un piston rigide. 3 modèles sont présentés : le modèle de Delany & Bazley, le modèle Ingénieur et le modèle Mechel.

- pour les moyennes et hautes fréquences :

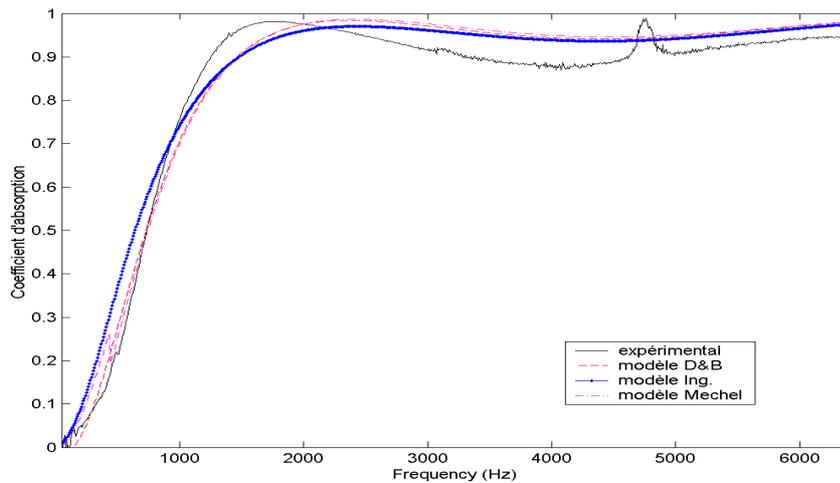


Figure 72. Absorption mesurée et simulée d'une laine de verre ($\rho_{po} = 9.2 \text{ kg/m}^3$, $\sigma_p = 32000 \text{ Rayles/m}$, $l_{po} = 0.03 \text{ m}$), placée dans un tube de Kundt et accolée à un piston rigide. Les modèles sont présentés : le modèle de Delany & Bazley, le modèle Ingénieur et le modèle Mechel.

Observation : Les trois modèles proposés ici semblent corrects au regard des résultats expérimentaux. En BF, le modèle Ing. majore quelque peu l'absorption et ne semble pas le mieux adapté des modèles proposés pour cette gamme de fréquences. En MF et HF les trois modèles se regroupent. Nous constatons une discontinuité du modèle de Mechel au passage de ses 2 formulations.

Le modèle de base D&B nous semble donc pour ce cas le plus pratique, fidèle et adapté des modèles proposés. Il sera donc par la suite intégré à nos modèles.

3.2. Acoustique des Poreux-MPP-Mur rigide (Annexes)

Nous présentons ici les résultats expérimentaux correspondant à des mesures en tubes de Kundt de différents systèmes.

Le poreux est une mousse d'épaisseur 5 cm et les caractéristiques de la MPP sont : dural, t : [1, 1.7] mm, structure de louvre et de fentes avec un diamètre équivalent a : 0.4 mm et σ : 3.5 %.

La première figure représente 4 systèmes sans ajout de cavité : MPP-Air(0.05 m : épaisseur du poreux)-Mur rigide (MR), Poreux-MR, MPP-Poreux-MR et enfin Poreux-MPP-MR.

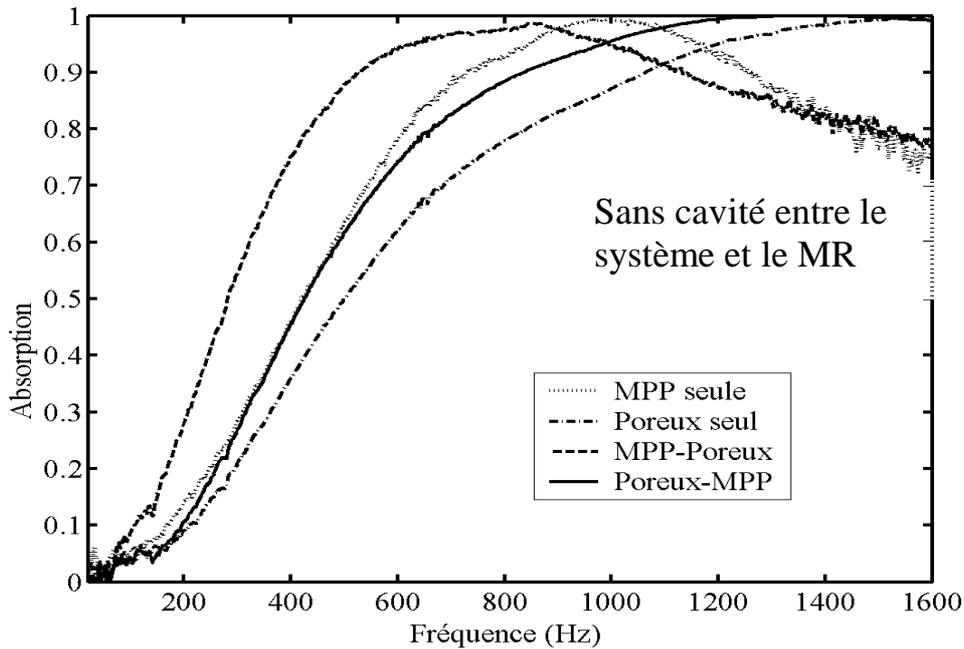
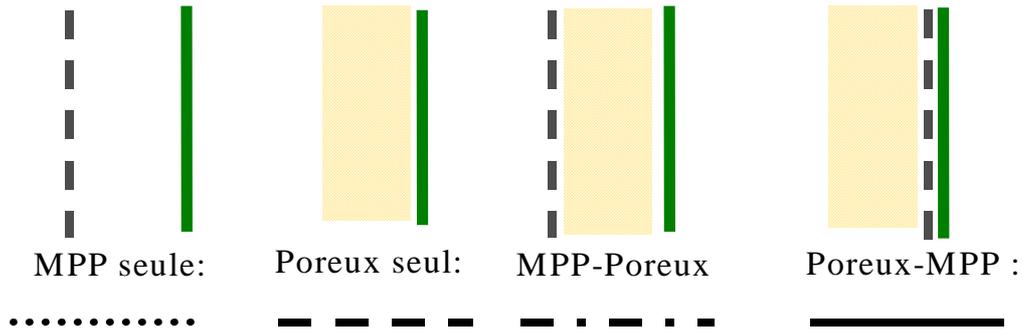


Figure 73.a) Absorption mesurée sans cavité d'air de profondeur $d : 0.1$ m au niveau du mur rigide. Des système suivants : MPP-Air(0.05 m : épaisseur du poreux)-Mur rigide (MR), Poreux-MR, MPP-Poreux-MR et enfin Poreux-MPP-MR

La seconde figure représente 4 systèmes avec ajout d'une cavité de profondeur 0.1 m : MPP-Air(5 cm : épaisseur du poreux)-Air (0.1 m)-Mur rigide (MR), Poreux-Air (0.1 m)-MR, MPP-Poreux-Air (0.1 m)-MR et enfin Poreux-MPP- Air (0.1 m)-MR.

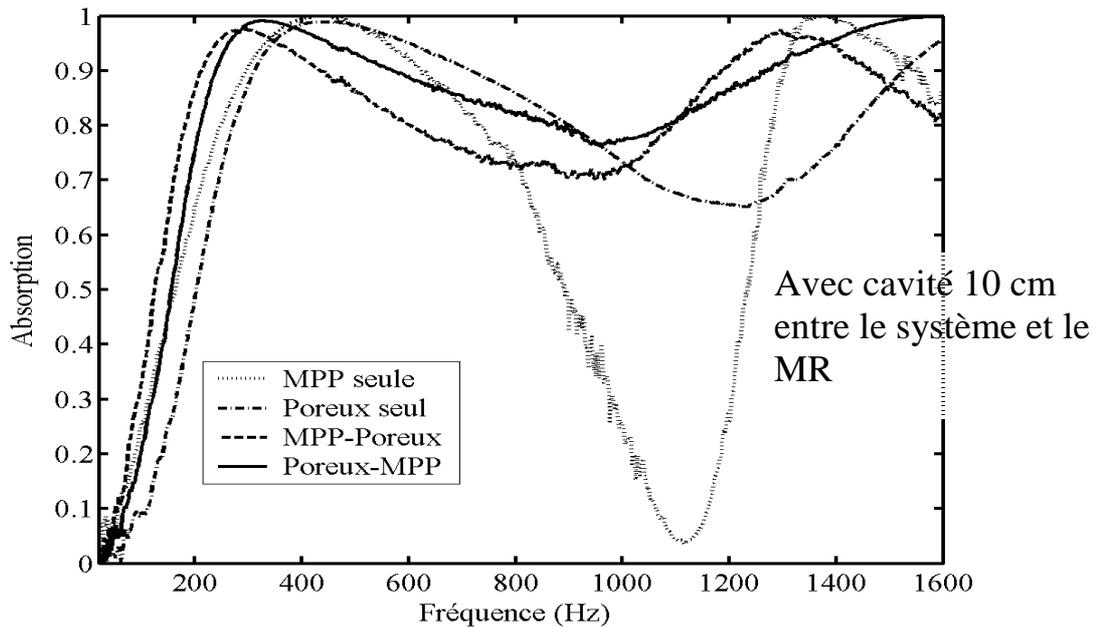
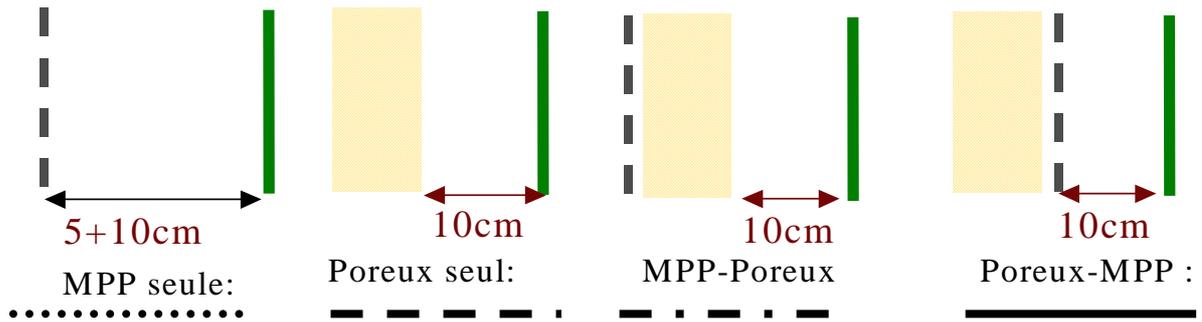


Figure 74. Absorption mesurée *a)* sans et *b)* avec cavité d'air de profondeur $d : 0.1$ m au niveau du mur rigide. Des système suivants : MPP-Air(0.05 m : épaisseur du poreux)-Mur rigide (MR), Poreux-MR, MPP-Poreux-MR et enfin Poreux-MPP-MR

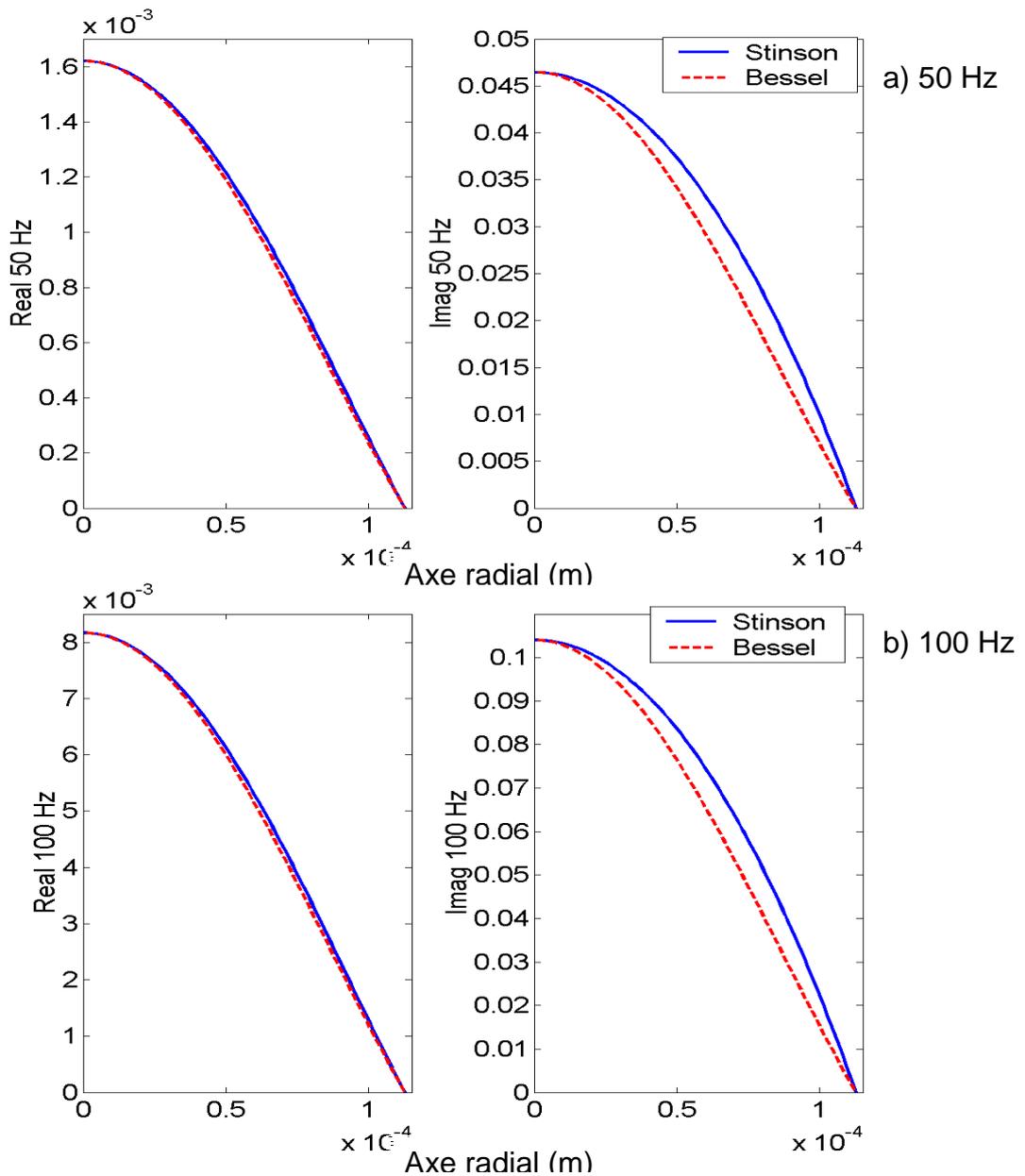
Dans tout les cas le système le plus performant est toujours celui avec le poreux devant la MPP puis le MR. Il vaut donc mieux placer, lorsque c'est possible le poreux à l'avant de la MPP et non à l'arrière.

Remarques : L'intégration d'un poreux entre les deux plaques est certes moins intéressante que de placer le poreux à l'avant de la MPP mais ce dispositif permet d'améliorer l'absorption et de diminuer très fortement les minimums d'absorption dus aux effets de cavité. Il faut remarquer ici que l'épaisseur du poreux est importante et ses qualités de dissipation sont bonnes. Le poreux seul tel quel est déjà très bon absorbant. L'avantage de l'utilisation d'un système MPP-Poreux-Plaque devient très intéressant quand on dispose de peu de poreux.

4. Annexes du chapitre IV

4.1. Comparaisons entre les profils de vitesse Bessel (LVA) et Stinson

Nous donnons ici une comparaison des profils réels et imaginaires de la vitesse axiale proposés par Stinson [STI91] et ceux proposés dans notre approche et basés sur des fonctions de Bessel, pour des fréquences choisies et pour un tube infini de diamètre 0.25 mm.



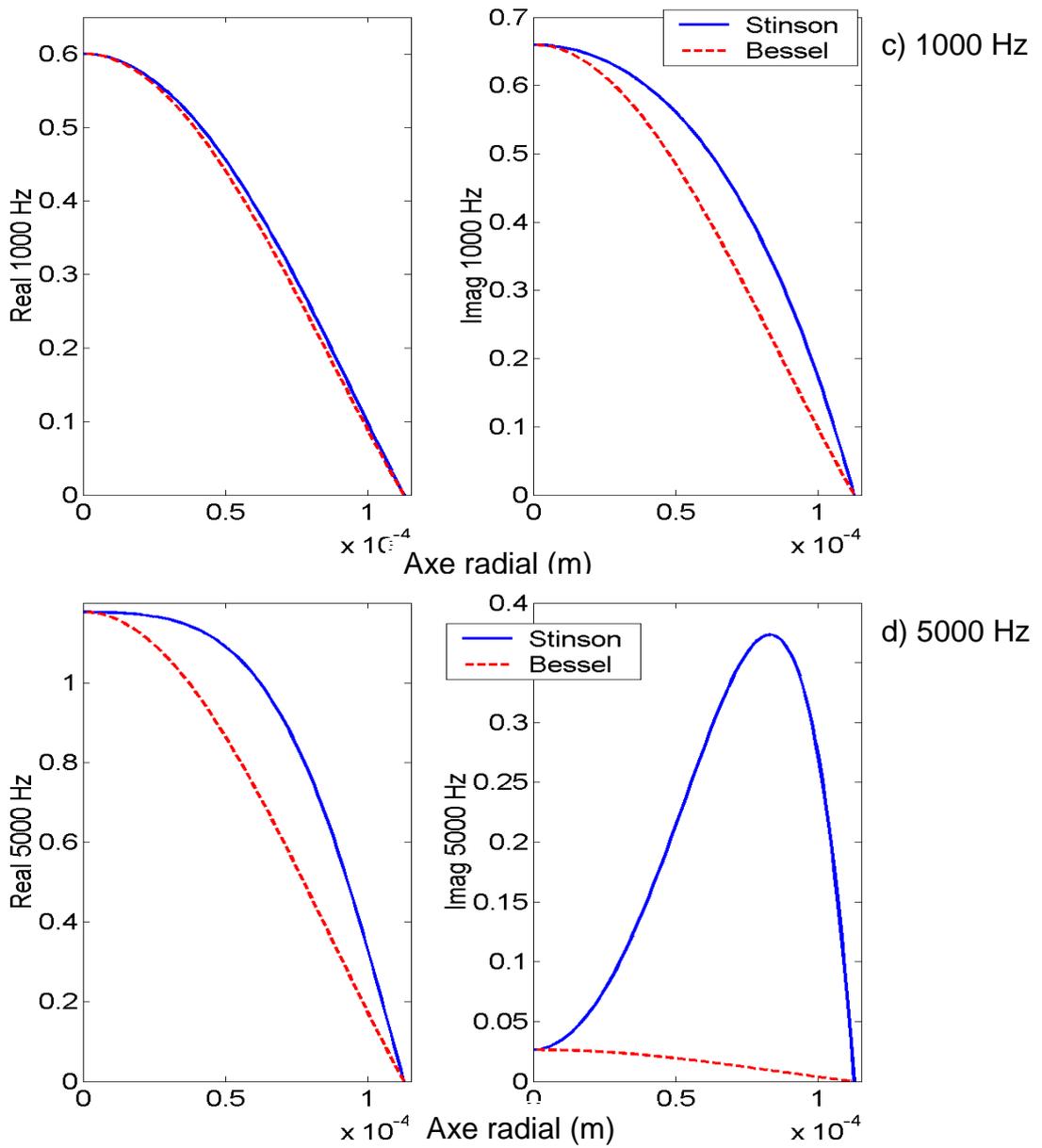


Figure 75. a) 50 Hz, b) 100 Hz, c) 1000Hz, d) 5000 Hz. Profils des vitesses axiales simulés pour un tube infini de diamètre 0.25 mm. Approche de Stinson et approche proposée (LVA) basée sur des fonctions de Bessel.

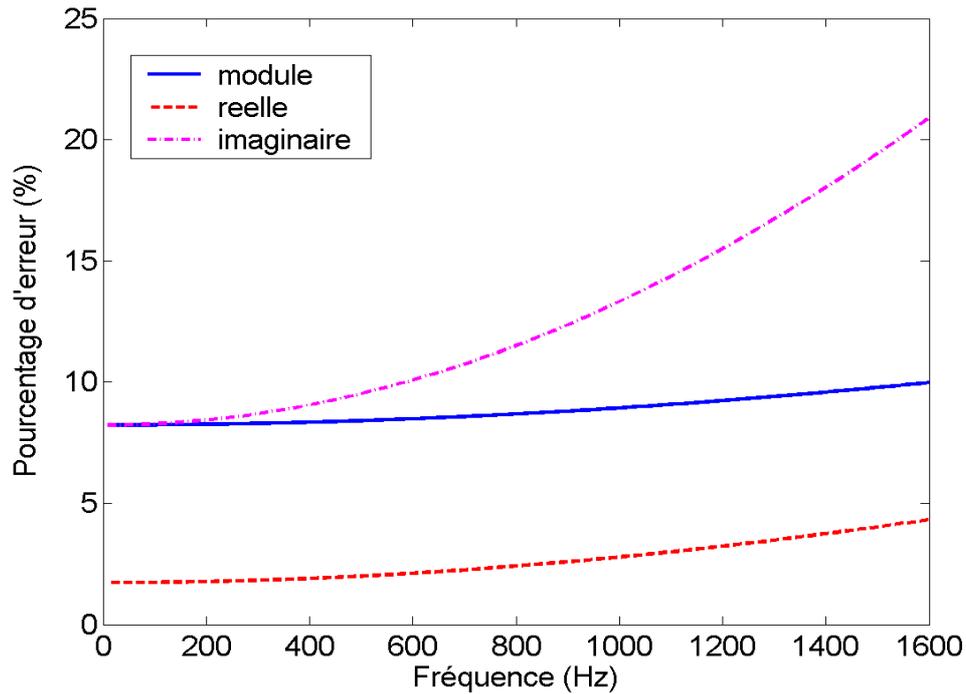


Figure 76. *Pourcentage d'erreur (%) des aires des profils de vitesses axiales LVA-Bessel par rapport aux profils proposés par Stinson*

Observations : Nous constatons que jusqu'à une certaine fréquence appelée fréquence caractéristique visqueuse, ici $f_{\text{car}} \approx 1200$ Hz (voir chapitre IV paragraphe 2.3.2), les profils de vitesse axiale en parties réelle et imaginaire proposés par formulation faible et basés sur des fonctions de Bessel répondant aux conditions limites sont très proches des profils proposés par Stinson [STIN91]. Les deux profils sont très proches dans leur allure et dans leur aire (moins de 10 % d'erreur en module). Au delà de f_{car} les deux types de profils divergent surtout en partie imaginaire, notre approche LVA n'est alors plus correcte.

4.2. Opérateurs en coordonnées cylindriques

En coordonnées cylindriques (r, θ, z) , les opérateurs appliqués sur $V(r, z)$ et $\tau_t(r, z)$ sont de la forme :

Pour la vitesse :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{V} = \frac{1}{r} \frac{\partial(r, q)}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial z}, \quad (\text{A.14})$$

$$\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{V}) = \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 q}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial q}{\partial r} - \frac{q}{r^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial r z} \\ 0 \\ \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 q}{\partial z r} + \frac{1}{r} \frac{\partial q}{\partial r} \end{pmatrix},$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{V} = \begin{pmatrix} -\frac{\partial^2 q}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z r} \\ 0 \\ \frac{\partial^2 q}{\partial r z} + \frac{1}{r} \frac{\partial q}{\partial z} - \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} \end{pmatrix}. \quad (\text{A.15})$$

Pour l'excès de température :

$$\Delta \tau_t = \frac{\partial^2 \tau_t}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_t}{\partial r} + \frac{\partial^2 \tau_t}{\partial z^2}. \quad (\text{A.16})$$

Les règles s'appliquant aux fonctions Bessel utilisées sont les suivantes :

Pour $J_n(\alpha r)$:

$$\frac{\partial J_n(\alpha r)}{\partial r} = \alpha J_{n-1}(\alpha r) - \frac{n}{r} J_n(\alpha r), \quad (\text{A.17})$$

$$J_{-n}(\alpha r) = (-1)^n J_n(\alpha r). \quad (\text{A.18})$$

Ainsi

Pour $J_0(\alpha r)$:

$$\frac{\partial J_0(\alpha r)}{\partial r} = -\alpha J_1(\alpha r), \quad (\text{A.19})$$

$$\frac{\partial^2 J_0(\alpha r)}{\partial r^2} = -\alpha^2 J_0(\alpha r) + \alpha \frac{J_1(\alpha r)}{r}. \quad (\text{A.20})$$

Pour $J_1(\alpha r)$:

$$\frac{\partial J_1(\alpha r)}{\partial r} = \alpha J_0(\alpha r) - \frac{J_1(\alpha r)}{r}, \quad (\text{A.21})$$

$$\frac{\partial^2 J_1(\alpha r)}{\partial r^2} = -\alpha^2 J_1(\alpha r) - \frac{\alpha J_0(\alpha r)}{r} + 2 \frac{J_1(\alpha r)}{r^2}. \quad (\text{A.22})$$

FOLIO ADMINISTRATIF

THESE SOUTENUE DEVANT L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES DE LYON

NOM : DUPONT	DATE de SOUTENANCE : 19 décembre 2002
Prénoms : Thomas	
TITRE : TRANSPARENCE ET ABSORPTION ACOUSTIQUES DES STRUCTURES MICROPERFOREES	
NATURE : Doctorat	Numéro d'ordre : 02 ISAL 0107
Formation doctorale : Mécanique, Energétique, Génie Civil, Acoustique (MEGA) de Lyon	
Cote B.I.U. - Lyon : T 50/210/19 /	et bis
CLASSE :	
RESUME : Nous présentons la théorie de base des plaques microperforées (MPP) fines. Nous la comparons avec des mesures. Nous l'intégrons dans un modèle analytique de transparence appliqué à un système basique de plaques infinies : MPP couplée par une cavité d'air à une plaque flexible. Nous étudions l'influence que peut avoir l'ajout d'une MPP sur les propriétés de transparence de plaques. La comparaison avec des mesures de transparence et d'absorption faites en champ diffus valide le modèle. Il est ensuite intégré à des systèmes plus complexes permettant l'optimisation de leur acoustique. Ne voulant plus nous limiter à des MPP fines, nous proposons une approche basée sur la résolution des équations de Kirchhoff pour des tubes très fins. Toutes les corrections nécessaires à la généralisation des structures microperforées sont présentées. Une comparaison avec le modèle de base pour les plaques fines est proposée permettant la discussion de ce modèle. Enfin nous proposons des approximations de notre modèle pour les MPP fines.	
SOUND TRANSMISSION AND ABSORPTION OF MICROPERFORATED STRUCTURES The basic theory of the microperforated thin plates (MPP) is presented and compared to measurements. Based on this theory an analytical acoustical model of a basic infinite size is developed: a MPP coupled via an air cavity to a flexible plate. We study the influence which the addition of a MPP produces on the system acoustics. The comparison with measurements of transmissibility and absorption made in a diffuse field has validated the model. The model is then expanded to more complex systems allowing the optimization of acoustic performance. To enlarge the scope of modelling, restricted so far to thin MPP's only, an approach is investigated based on the resolution of the Kirchhoff's equations for very narrow tubes. Model corrections necessary to the generalization of the microperforated structures are presented. A comparison with the basic model for the thin plates is done allowing the discussion of this general model. Finally approximations to our model are made, applicable to thin MPP.	
MOTS-CLES : structure - plaque - système - léger - écologique - microperforation - acoustique - vibration - transparence - absorption - transmission - rayonnement - propagation - tube fin - perforation - effets visqueux et thermiques - viscosité - friction - couche limite - poreux - bruit - réduction -	
Laboratoire (s) de recherches : Laboratoire Vibrations – Acoustique (LVA) INSA de Lyon	
Directeur de thèse: Goran PAVIC	
Président de jury : J-C. PASCAL	
Composition du jury : W. DESMET M. GARAI B. LAULAGNET A. C. NILSSON (rapporteur) J-C. PASCAL (rapporteur - président) G. PAVIC	