



HAL
open science

Ultrasons et milieux complexes - Matériaux viscoélastiques multicouches et interactions piézoélectriques

Pierre Maréchal

► **To cite this version:**

Pierre Maréchal. Ultrasons et milieux complexes - Matériaux viscoélastiques multicouches et interactions piézoélectriques. Acoustique [physics.class-ph]. Université Le Havre Normandie, 2019. tel-02483513

HAL Id: tel-02483513

<https://theses.hal.science/tel-02483513>

Submitted on 18 Feb 2020

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.



Distributed under a Creative Commons Attribution 4.0 International License



Université Le Havre Normandie



Laboratoire Ondes et
Milieux Complexes



UMR 6294 CNRS

HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES

Discipline : Sciences pour l'ingénieur

Spécialité : Acoustique

ULTRASONS ET MILIEUX COMPLEXES : MATERIAUX VISCOELASTIQUES MULTICOUCHES ET INTERACTIONS PIEZOELECTRIQUES

Présentée et soutenue publiquement le

Lundi 4 février 2019

Pierre Maréchal

Université Le Havre Normandie

LOMC, UMR 6294 CNRS

Jury :

Rapporteurs	J.M. CONOIR	Directeur de Recherche à l'Institut JLRDA, Paris.
	E. LE CLEZIO	Professeur à l'Université de Montpellier.
	S. SERFATY	Professeur à l'Université de Cergy-Pontoise.
Examineurs	H. DUFLO	Professeur à l'Université du Havre.
	O. LENOIR	Professeur à l'Université du Havre.
	F. LEVASSORT	Professeur à l'Université de Tours.
	V. VIGNERAS	Professeur à l'Université de Bordeaux.

Remerciements

Après une dizaine d'années passées au LOMC, le moment est venu de présenter une synthèse de mes activités de recherche et d'encadrement de doctorants et post-doctorants, dont quelques uns des résultats ont été résumés ici. Mes remerciements chaleureux leur sont destinés en premier lieu : Naïm Samet, Aissam Khaled, Emmanuel Syriabe, El Hadji Barra Ndiaye, Sid Ali Mansoura, Nacef Ghodhbani. Merci aux directeurs de thèses et directeur d'équipe qui ont apporté un cadre structurant aux axes de recherche développés ensuite : merci à Hugues Duflo, Olivier Lenoir, Bruno Morvan, Bertrand Dubus, Pascal Pareige. Je tiens à remercier Jean-Louis Izbicki dont le soutien, les échanges et conseils m'ont été précieux pour faire progresser mes thèmes de recherches et travailler à en initier de nouveaux. Merci donc pour cette curiosité insatiable, cet enthousiasme contagieux et cet entrain communicatif pour faire avancer les recherches de nouveaux sujets et coopérations dans la communauté acousticienne. Mes remerciements à Lionel Haumesser de m'avoir fait connaître les publications de Jean-Marc Conoir, remède définitif aux instabilités numériques rencontrées lors de l'étude des structures périodiques. Merci donc pour la porte ouverte sur cette thématique qui allait devenir celle des structures phononiques au sein du LOMC.

Je tiens à remercier les collègues d'acoustique ultrasonore, dont les actuels doctorants Nesrine Bouhamed pour cette première co-tuelle franco-tunisienne ; Latifa Attar, Feriel Chikhbled, Fatima Krachkouch, Josette Kuagbenu, Mahbub Alam (courage pour la rédaction !) et les post-doctorants (la route est longue...) ; à Damien Leduc et Mounsif Ech-Cherif El-Kettani, mes collègues de bureau qui savent y apporter de la vie et de l'animation ; Jean Duclos pour son aide, son expérience et sa rigueur expérimentale ; Hugues Duflo, Bruno Morvan, Alain Tinel, Olivier Lenoir, Hervé Franklin, Francine Luppé, Reveka Sainidou et Pascal Rembert pour leurs expertises phononiques et parfois audibles avec leurs rires propagatifs et pour la vie qu'ils ont donnée au CFA 2018 au Havre ; Simon Bernard pour sa reprise du flambeau ; Farid Chati, Fernand Léon, Dominique Décultot pour leur investissement sans faille dans l'acoustique sous-marine ; Paul Bénard pour son expertise en électronique ; Henri Cahingt et Francis Duhamel pour leurs solutions techniques ; Faroudja Hadjaz pour son support et sa patience. Merci à tous ces chemins partagés ou croisés qui nous rappellent notre rôle de passeur.

Merci enfin aux rapporteurs Jean-Marc Conoir, Emmanuel Leclézio, Stéphane Serfaty et aux examinateurs extérieurs Valérie Vigneras et Franck Levassort pour avoir accepté d'y jouer un rôle essentiel pour l'avenir, celui d'y interroger le passé.

A Aurélie, Leelou et Suzon,
A mes parents, Roselyne et Gilles,

Sommaire

Notice bibliographique.....	7
I CV.....	7
I.1 Formation initiale.....	7
I.2 Formation continue.....	7
I.3 Activités d'enseignement.....	8
I.4 Recherche.....	8
I.5 Associations, Fédérations, Commissions, Conseils.....	9
I.6 Liste des travaux.....	9
II Informations sur le déroulement de la carrière.....	10
II.1 Formation.....	10
II.2 DEA.....	10
II.3 Doctorat.....	11
II.4 ATER et contrat post-doctoral.....	11
III Activités d'enseignement.....	12
III.1 Charge d'enseignement.....	12
III.2 Contenu des enseignements.....	13
III.3 Responsabilité pédagogique.....	14
IV Activité de recherche au LOMC (2007-2018).....	15
IV.1 Contexte et intégration.....	15
IV.2 Encadrement doctoral et scientifique.....	16
IV.3 Diffusion des travaux.....	24
IV.4 Responsabilités scientifiques.....	27
IV.5 Projets et Réseaux.....	28
IV.6 Liste des publications en ligne.....	28
V Références.....	29

Introduction	37
Chapitre I: Structures multicouches	41
I Introduction	41
II Etat de l'art	42
II.1 Modèle analytiques	42
II.2 Méthode des matrices de transfert (<i>transfer matrix method</i> , TMM)	43
II.3 Méthode des séries de Debye (<i>Debye series method</i> , DSM)	47
II.4 Méthode des matrices de rigidité (<i>stiffness matrix method</i> , SMM)	54
III Etude expérimentale: Structure multicouche périodique	58
III.1 Configuration	58
III.2 Signaux réfléchis	59
III.3 Incidence normale	61
III.4 Incidence oblique	62
III.5 Discussion	65
IV Modes propres d'une structure périodique	66
IV.1 Contexte	66
IV.2 Position du problème	66
IV.3 Périodisation	67
IV.4 Modes propres d'une structure périodique. Equation de dispersion	68
IV.5 Expression approchée des modes propagatifs à basse fréquence	69
V Contrôle actif de structures multicouches	73
V.1 Théorie	73
V.2 Validation expérimentale	77
V.3 Relation de Bloch-Floquet	85
VI Conclusion	94
VII Références	94

Chapitre II: Caractérisation ultrasonore viscoélastique	103
I Introduction	103
II Etude théorique.....	104
II.1 Equation de propagation	104
II.2 Dispersion en fréquence.....	106
II.3 Vitesse et atténuation	107
II.4 Ajustements.....	109
II.5 Relation entre atténuation et viscosité	111
II.6 Discussion	114
III Suivi de polymérisation.....	115
III.1 Caractérisation par le temps de vol	116
III.2 Transformation de phases	117
III.3 Sensibilité à la température isotherme	119
III.4 Modélisation de la cinétique de réaction.....	120
III.5 Degré de conversion de la réaction	122
III.6 Modélisation des paramètres du modèle de Weibull par DSM	126
IV Sensibilité thermique	128
IV.1 Mesure de température.....	128
IV.2 Inertie et gradient thermiques	129
IV.3 Hystérésis de la vitesse et de l'atténuation ultrasonore	131
IV.4 Dépendance en fréquence et en température.....	134
IV.5 Identification des transformations thermiques	135
IV.6 Modélisation approchée des transformations thermiques.....	136
V Conclusion.....	138
VI Références	139

Chapitre III: Détection par transducteur multiéléments	147
I Introduction	147
II Transducteur multiéléments	148
II.1 Configuration	148
III Modélisation du champ rayonné	151
III.1 Intégrale de Kirchhoff	151
III.2 Intégrale de Rayleigh	155
III.3 Décomposition en ondes planes	157
III.4 Discussion	160
III.5 Source multiéléments focalisée – Repère cartésien.	164
IV Imagerie par réflectométrie	167
IV.1 Acquisition de données	167
IV.2 Détection de bulles	167
V Caractérisation d'une bulle seule	169
V.1 Détermination expérimentale de tailles des bulles.....	169
V.2 Bulle en mouvement dans un fluide visqueux	171
V.3 Comparaison entre théorie et résultats expérimentaux	174
VI Détection de bulles dans une préforme fibreuse immergée	175
VI.1 Dissociation bulle-fibres	175
VI.2 Détection et répartition de bulles	178
VII Réflectométrie ultrasonore d'un composite sandwich.....	181
VII.1 Caractérisation de défauts de répartition de fibres.....	181
VII.2 Caractérisation de disparité de propriétés ultrasonores.....	182
VII.3 Composite peau époxy-carbone/nid d'abeille aluminium	184
VII.4 Composite plaque 5 plis époxy-carbone/nid d'abeille aluminium	188
VII.5 Détection de délaminage (plaque G02).....	190
VIII Conclusion et perspectives	191
IX Références	193

Conclusion.....	201
Perspectives	205
Références.....	209
Résumé	212

Notice bibliographique

I CV

Nom :	MARECHAL
Prénom :	Pierre
Date de naissance :	26/06/1977
Unité de recherche :	LOMC, UMR 6294 CNRS
Poste :	Maître de Conférence, section 63 CNU
Etablissement :	IUT du Havre, Université du Havre

I.1 Formation initiale

2001-2004 :	Doctorat en "Physique et Sciences de l'Ingénieur", spécialité " Acoustique Ultrasonore " (Université François Rabelais, Tours), mention très honorable, avec les félicitations du jury.
2000-2001 :	Diplôme d'Études Approfondies " Conception de Matériaux Multi-Echelles " (Université François Rabelais, Tours), mention assez bien.
1995-2000 :	Ingénieur de l'École d'Ingénieurs du Val de Loire (EIVL), option " Ingénierie, Conception, Production pour l'Industrie Mécanique " (Université François Rabelais, Tours).
1995 :	Bac S, options Mathématiques et Technologie Industrielle, mention assez bien. Lycée Maurice Genevoix, 79300 Bressuire.

I.2 Formation continue

2001	Stage de DEA (4 mois) : LUSI/GIP Ultrasons, Blois : "Caractérisation de rugosité d'une surface en mouvement par ultrasons".
2002	Formation sur le logiciel FEM Atila par Pascal Mosbah, ISEN, Lille : "Finite Element Modeling", LC-EPFL, Lausanne (Suisse).
2003	Formation sur la fabrication de films piézo-électriques par coulage en bande : "Report on tape casting processing", LC-EPFL, Lausanne (Suisse).
2006	Formation sur le procédé de fabrication de films piézo-électriques par sérigraphie : "Report on tape screen printing processing", IJS, Ljubljana (Slovénie).

I.3 Activités d'enseignement

2001-2004 :	Vacations à l'IUT de Blois.
2004-2006 :	ATER à l'IUT de Blois, Université François Rabelais, Tours.
2006-2007 :	Vacations à l'ENI Val de Loire de Blois.
2007-..... :	Maître de Conférences à l'IUT du Havre, Université du Havre.

I.4 Recherche

2000-2001 :	Instrumentation et traitement de signal pour l'analyse Doppler d'ondes ultrasonores rétrodiffusées par une surface rugueuse en mouvement.
2001-2007 :	<p>Transducteurs mono-éléments pour l'imagerie ultrasonore :</p> <ul style="list-style-type: none"> • Réponse électroacoustique - Modélisation - Caractérisation • Focalisation - Modélisation - Résolution • Diagramme de rayonnement - Décomposition en Ondes Planes • Matériaux piézoélectriques - Propriétés - Caractérisation • Éléments finis - Analyse modale - Analyse harmonique - Analyse transitoire • Problème inverse - Identification - Sensibilité des paramètres • Structure multicouches - Structures périodiques • Caractérisation ultrasonore - Dispersion fréquentielle - Dispersion spatiale • Procédés de fabrications - Analyse microscopique
2007-..... :	<p>Evaluation et le Contrôle Non Destructifs (END/CND) :</p> <ul style="list-style-type: none"> • Caractérisation viscoélastique • Evaluation de propriétés locales • Transducteurs multiéléments <p>Structures Phononiques (SP) :</p> <ul style="list-style-type: none"> • Structure multicouches - Structures périodiques • Contrôle actif - Matériaux piézoélectriques • Courbes de dispersion - Modes verticaux

I.5 Associations, Fédérations, Commissions, Conseils

2008-2014 :	Membre élu du Conseil de Laboratoire (CL) du LOMC.
2014-..... :	Membre élu titulaire du Conseil d'Administration (CA) de l'IUT du Havre.
2014-..... :	Membre élu suppléant du Comité Technique (CT) de l'Université du Havre.
2010-..... :	Membre élu de la Commission Interne d'Experts (CIE) pour la 63 ^{ème} section.
2002-..... :	Membre de la Société Française d'Acoustique (SFA).
2009-..... :	Membre de la Association Française de Mécanique (AFM).
2008-..... :	Membre élu de la Section Régionale Grand Nord (SRGN) de la SFA.
2008-2015 :	Membre de la Fédération d'Acoustique de Nord Ouest (FANO), FR 3110 CNRS ; créée en 2006 par Jean-Louis IZBICKI (PU), Université du Havre, directeur de 2006 à 2011 ; dirigée depuis 2012 par Marc LETHIECQ (PU), Université de Tours.
2017 :	Membre du Comité de Sélection pour le "Concours de recrutement à un emploi de Maître de Conférences en 63 ^{ème} section (réf. Galaxie 54)" à pourvoir à l'INSA Centre Val de Loire.

I.6 Liste des travaux

Pour plus de clarté dans la présentation de mon activité de recherche, j'ai tenu à dissocier les deux périodes qui ont constitué ma formation et mon expérience : la première de 2001 à 2007 incluant mon stage de DEA, ma thèse, mes deux années d'ATER et mon année de contrat post-doctoral ; la seconde démarrant au 01/09/2007, à ma nomination comme Maître de Conférences, en poste à l'IUT du Havre. Mon activité de recherche se décompose donc en deux périodes : celle incluant ma formation doctorale et post-doctorale au LUSSI/GIP Ultrasons FRE 2448 CNRS de 2001 à 2007, puis celle débutant en tant que Maître de Conférences au LOMC UMR 6294 CNRS de 2007 à 2018.

	2001- 2007	2007- 2018
Publications :		
Revue Internationale avec Comité de Lecture (RICL) :	6	14
Communications Internationales avec Actes et Comité de Lecture (CICL) :	12	20
Communication dans des congrès nationaux avec comité de sélection :	3	12
Communications dans d'autres congrès et colloques avec comité de sélection :	7	8
Communications en séminaire :	3	0

II Informations sur le déroulement de la carrière

J'ai préparé ma thèse au Laboratoire Ultrasons, Signaux et Instrumentation (LUSSI, FRE 2448 CNRS) entre septembre 2001 et décembre 2004 sous la direction de Marc LETHIECQ (PU) et le co-encadrement de Louis-Pascal TRAN-HUU-HUE (devenu HDR puis PU dans cette période), Franck LEVASSORT (devenu HDR puis PU après cette période). J'ai soutenu ma thèse intitulée "Transducteurs mono-éléments pour l'imagerie ultrasonore haute résolution modélisation, réalisation et caractérisation" le 17 décembre 2004. J'ai poursuivi mes recherches dans ce même laboratoire durant 3 ans, dont 2 en ATER sur cette même thématique avec le même encadrement, puis 1 an en contrat post-doctoral sur la thématique de structures multicouches périodiques et matériaux poreux sous la direction de Guy FEUILLARD (PU). Depuis mon recrutement à l'Université du Havre (01/09/2007) au Laboratoire Ondes et Milieux Complexes (LOMC devenu UMR 6294 CNRS au 01/01/2009), mon activité de recherche s'est orientée selon deux axes : l'Evaluation et le Contrôle Non Destructifs (END/CND) et Cristaux Phononiques (CP).

II.1 Formation

1995 à 2000 :	Diplôme d'ingénieur : Ecole d'Ingénieurs du Val de Loire (EIVL), Blois. Option "Ingénierie, Conception, Production pour l'Industrie Mécanique".
2000 à 2001 :	DEA "Conception de Matériaux Multi-Echelles", Université François Rabelais, Tours. Option "Vibration et acoustique des matériaux". Mention AB.
2001 à 2004 :	Thèse dans la cadre du projet européen PIRAMID (5 ^o PCRD), LUSSI/GIP Ultrasons : "Transducteurs mono-éléments pour l'imagerie ultrasonore haute résolution : modélisation, réalisation et caractérisation". Mention très honorable, avec les félicitations du jury. Université François Rabelais, Tours.

II.2 DEA

Sujet : "Caractérisation ultrasonore de rugosité d'une surface en mouvement".

Stage réalisée au sein du LUSSI/GIP Ultrasons de l'Université de Tours :

<https://fr.scribd.com/document/20206669/2000-Rapport-DEA-Pierre-Marechal>

<https://fr.scribd.com/presentation/20206744/2000-Presentation-DEA-Pierre-Marechal>

Encadrants : Jean-Marc GIRAULT (MC),
 François VANDER-MEULEN (MC),
 Serge DOS SANTOS (MC).

II.3 Doctorat

Thématique : Transducteurs pour l'imagerie ultrasonore, matériaux piézo-électriques.

Thèse réalisée au sein du LUSSE (FRE 2448 CNRS) de l'Université de Tours :

Sujet : "Transducteurs mono-éléments pour l'imagerie ultrasonore haute résolution modélisation, réalisation et caractérisation", soutenue le 17 décembre 2004, réalisée au LUSSE (FRE 2448 CNRS) de l'Université de Tours :

<http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00010031>

Directeur de thèse : Marc LETHIECQ (PU).

Encadrants : Franck LEVASSORT (PU),
Louis-Pascal TRAN-HUU-HUE (PU).

Jury :

Frédéric COHEN-TENOUDJI	Professeur des Universités	Université de Paris 7	Rapporteur
Dragan DAMJANOVIC	Maître d'Enseignement et de Recherche	École Polytechnique Fédérale de Lausanne	Examineur
Bertrand DUBUS	Directeur de Recherches	CNRS (IEMN, Lille)	Rapporteur
Marc LETHIECQ	Professeur des Universités		Directeur de thèse
Franck LEVASSORT	Maître de Conférences	Université de Tours	Co-directeur
Louis Pascal TRAN-HUU-HUE	Professeur des Universités	Université de Tours	Examineur

II.4 ATER et contrat post-doctoral

Dans les trois années qui ont suivi ma thèse soutenue fin 2004, j'ai prolongé mes activités de recherche portant sur les transducteurs ultrasonores, en particulier avec trois des partenaires du projet européen PIRAMID : l'IJS (Ljubljana, Slovénie), le LC-EPFL (Lausanne, Suisse) et la société Vermon (Tours, France). Au cours de ces années 2004 à 2007, j'ai continué à avoir des échanges et réunions de travaux réguliers avec ces partenaires, dont un séjour à l'IJS et un séminaire [28]. Au cours de l'année 2006-2007, j'ai pu contribuer à une formation dans le cadre du réseau européen MIND [76], qui sera renouvelée par la suite en 2009 [77]. Cette même année, le projet européen MINUET m'a conduit à collaborer avec de nouveaux partenaires, et à élargir mon champ de recherche en m'intéressant aux structures poreuses, et/ou multicouches et/ou périodiques et à leur intégration dans des transducteurs ultrasonores.

III Activités d'enseignement

Au cours de ma thèse, j'ai eu l'opportunité de me former à l'enseignement dans des disciplines en lien avec ma formation initiale en Sciences de l'Ingénieur au sens large : télécoms, électricité, mécanique des fluides, thermique, matériaux, ultrasons pour l'imagerie médicale.

2001-2004 :	Vacations à l'IUT de Blois (Université de Tours), départements GTR, SRC et MP.
2004-2006 :	ATER à l'IUT de Blois (Université de Tours), département SGM.
2006-2007 :	Vacations à l'ENI Val de Loire de Blois.
2007-2014 :	MC à l'IUT du Havre, (Université du Havre), département GEII. sous la Responsabilité de Département de : 2007-2013 : Jean-Robert DELAHAYE (Agrégré). 2013-2018 : Philippe LAVALLEE (Agrégré).
2013-..... :	Membre du Conseil de Direction du département GEII.
2015-..... :	Responsable Pédagogique de la LP SARII/SII, rattachée au département GEII.

III.1 Charge d'enseignement

Lors de mon recrutement en 2007, ma charge d'enseignement était initialement centrée sur l'électricité et l'électronique. Depuis, elle s'est intensifiée et diversifiée, intégrant des enseignements plus transversaux, et plus récemment de l'informatique industrielle. Si ces enseignements sont une forme d'épanouissement avec les transmissions des connaissances, ils constituent aussi une charge horaire conséquente qui devrait conduire à des créations de postes statutaires dans l'université.

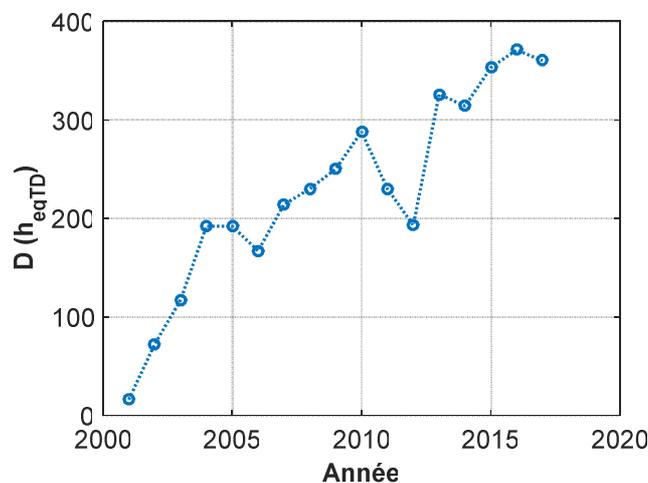


Figure 1 : Evolution de la charge d'enseignement de 2001 à 2017.

III.2 Contenu des enseignements

Depuis 2007 (Table 1), mes services d'enseignement successifs ont évolué et se sont diversifiés, depuis l'électricité, électronique et électro-technique (E3) vers des enseignement en informatique et informatique industrielle (II) et des modules d'adaptation tels que "Adaptation-Méthodologique pour la Réussite Universitaire", "Projet Personnel et Professionnel", "Projet Tutoré" en 2016-2017 (Table 2).

Table 1 : Répartition des enseignements pour l'année universitaire 2007-2008.

Année	Intitulé	CM	TD	TP	EqTD
DUT GEII1	Fondements du génie électrique		16	27	34
	Electronique		16	27	34
	Electrotechnique et Electronique de puissance		16	27	34
	Etudes & Réalisation en Génie Electrique		15	96	79
	Apprendre Autrement		30		30
DUT GEII2	Projet Tutoré			6	4
Total :			93	183	215

Table 2 : Répartition des enseignements pour l'année universitaire 2016-2017.

Année	Intitulé	CM	TD	TP	EqTD	
DUT GEII1	Energie	13	22,5		42	
	Informatique Embarquée		4,5	78	56,5	
	Etudes & Réalisation d'Ensembles Pluritechnologiques			63	42	
	Adaptation-Méthodologique pour la Réussite Universitaire		15		15	
	Projet Personnel et Professionnel		17		17	
DUT GEII2	Systèmes Electroniques			74	50,7	
	Etudes & Réalisation d'Ensembles Pluritechnologiques			4	2,3	
LP SARII/SII	Programmation VB 2015		12		12	
	Programmation VBA Excel		12		12	
	Supervision Industrielle In Touch		35		35	
	Projet Tutoré		8		8	
LP MISP	Transferts thermiques	12	30		42	
Total :			25	156	219	334,5

La répartition TP, TD et CM a elle aussi évolué et m'a permis de pratiquer l'exercice émancipateur du CM. Ils ont été l'occasion de m'y former continuellement à la pédagogie et de m'adapter aux générations successives et aux Programmes Pédagogiques Nationaux (PPN) renouvelés avec leur lot de nouveauté, ouverture et adaptation locale.

Les évolutions des Programmes Pédagogiques Nationaux (PPN) et le cadre global de formation ont conduit à élargir la formation des étudiants et y intégrer des enseignements qui favorisent les liens, passages et interactions transversales. Parmi eux, les modules intitulés "Etudes & Réalisation d'Ensembles Pluritechnologiques" permettent aux étudiants d'apprendre à travailler en groupe, à s'organiser, faire des points d'avancement et finalement à présenter leurs résultats.

L'évolution des usages des étudiants ont aussi conduit à la diversification des supports d'enseignement : logiciels de simulation (Scilab, MicroCap, MPlab), interfaces web (Scodoc), support de cours en ligne, banques d'exercices et devoirs en ligne (Eurêka). L'auto-formation et l'expérimentation dans le domaine sont devenus un passage obligé et ouvrent la porte de la recherche d'une certaine efficacité pédagogique, que l'on ne peut que souhaiter vertueuse.

Chaque année, j'ai participé au suivi des projets tutorés et stages en entreprise qui permettent d'établir et maintenir des liens avec le monde professionnel et celui des industries implantées localement. Enfin, ces suivis d'étudiants dans leur insertion professionnelle sont autant d'occasion de faire des liens avec le monde de la recherche universitaire, ou du moins de le faire connaître.

III.3 Responsabilité pédagogique

A la rentrée 2015, la Responsabilité Pédagogique d'une Licence Professionnelle m'a été proposée. Portant la mention "Systèmes Automatisés, Réseaux et Informatique Industrielle", parcours "Supervision des Installations Industrielles", celle-ci n'était pas dans mon domaine d'expérience, mais j'y ai vu l'occasion d'aborder ce pan du GEII que constituent les Automates Programmables Industriels (API), de me former à la diversité de ces métiers dits d'automaticien. Plus particulièrement, entre autres matières figurent l'instrumentation, la régulation, la programmation d'automates industriels, les Interfaces Homme-Machine (IHM) et la programmation des interfaces de supervision industrielle. C'est aussi l'occasion de renouer avec ma formation initiale d'ingénieur et de travailler à en transmettre certains fondamentaux : planification, veille technologique.

Par ailleurs, j'ai pu me former dans l'utilisation des outils numériques avec la saisie des notes (Scodoc), la programmation des emplois du temps (Hyperplanning) et celle des contenus pédagogiques en ligne que je travaille à construire (Eurêka).

IV Activité de recherche au LOMC (2007-2018)

IV.1 Contexte et intégration

Mes activités de recherche ont commencé avec mon DEA (2000/2001). Mon stage de DEA au LUSSI/GIP Ultrasons FRE 2448 a porté sur l'étude de la rétrodiffusion ultrasonore par une surface rugueuse en mouvement. J'ai poursuivi en thèse (2001/2004) dans ce même laboratoire sur l'étude des transducteurs piézoélectriques pour l'imagerie ultrasonore haute résolution. Après la soutenance de ma thèse en décembre 2004, ont suivi trois années dont deux en ATER (2004/2006) et une en contrat post-doctoral (2006/2007). L'aboutissement des travaux en cours m'a permis d'amorcer une nouvelle thématique de recherche portant sur l'étude des structures périodiques. J'ai été recruté en septembre 2007 en tant que Maître de Conférence en 63^{ème} section CNU à l'Université du Havre, avec un poste à l'IUT du Havre au département GEII pour l'enseignement, et au LAUE, UMR 6068 CNRS pour la recherche. Le Laboratoire Ondes et Milieux Complexes (LOMC, UMR 6294 CNRS) est né au 1^{er} janvier 2008, suite à la fusion du LAUE et du LMPG. Au cours de la première année, notamment à travers la Fédération d'Acoustique du Nord Ouest (FANO, FR 3110 CNRS), j'ai prolongé des travaux amorcés avec mon laboratoire d'origine, le LUSSI/GIP Ultrasons FRE 2448 CNRS devenu depuis le Groupement de recherche en Matériaux, Microélectronique, Acoustique et Nanotechnologies (GREMAN, UMR 7347 CNRS).

Depuis lors, je me suis investi dans deux axes de recherche : l'axe Evaluation et le Contrôle Non Destructifs (END/CND) sous la direction de Hugues Duflo (PU), l'axe Cristaux Phononiques (CP) sous la direction de Olivier Lenoir (PU) et Bruno Morvan (PU). En quelques mots clés, les sujets que j'ai pu aborder et développer sont :

Pour l'axe END/CND :	Caractérisation de matériaux viscoélastiques et composites ; Modélisation de structures multicouches ; Contrôle ultrasonore lors de fabrication de matériaux composites ; Transducteurs multiéléments : imagerie et modélisation de faisceau.
Pour l'axe CP :	Caractérisation de structures périodiques ; Modélisation de structures périodiques viscoélastiques ; Etude des courbes de dispersion et modes verticaux ; Modélisation de structures périodiques piézoélectriques.

IV.2 Encadrement doctoral et scientifique

J'ai co-encadré cinq thèses soutenues à ce jour, dans chacun des axes de recherche END/CND sous la direction de Hugues Duflo (PU), et CP sous la direction de Olivier Lenoir (PU), puis Bruno Morvan (PU). J'ai eu l'occasion de participer aux jurys des thèses soutenues à ce jour [T1, T2, T3, T4, T5] pour lesquelles j'ai participé à l'encadrement. Dans la continuité de ces thèses soutenues, je co-encadre deux nouvelles thèses [T6, T7]. J'ai eu l'occasion de collaborer avec l'Université de Ngaoundéré, Cameroun à travers l'encadrement à distance de cinq stages de Master 2, dont Emmanuel Siryabe [M2.1] qui a préparé sa thèse à l'Institut de Mécanique et d'Ingénierie, Bordeaux (I2M, UMR 5295 CNRS, Université Bordeaux 1) puis a fait un post-doc au LOMC (UMR 6294 CNRS, Université du Havre). Enfin, une collaboration est née suite à la thèse de Naïm Samet [T1] qui a permis d'établir le lien avec son université d'origine, l'Université de Sfax, Tunisie et de donner lieu à deux Projets de Fin d'Etude (PFE) [M2.6, M2.7] et une thèse en co-tutelle [T6].

IV.2.1 Thèses soutenues

Naïm **SAMET**, "Évaluation ultrasonore et mesure de porosité par multiéléments - Application au procédé RTM":
Soutenue le **06/07/2012**.

Aissam **KHALED**, "Spectrométrie ultrasonore de défauts dans des structures périodiques planes":
Soutenue le **25/03/2013**.

Elhadji Barra **NDIAYE**, "Contrôle santé de composites - Impédancemétrie et multiéléments":
Soutenue le **17/09/2014**.

Nacef **GHODHBANI**, "Contrôle et suivi des propriétés viscoélastiques d'un composite en cours de fabrication":
Soutenue le **16/05/2016**.

Sid-Ali **MANSOURA**, "Contrôle de cristaux phononiques à base de matériaux piézo-électriques":
Soutenue le **21/09/2015**.

[T1]	<p>Naïm SAMET, "Évaluation ultrasonore des propriétés d'une résine et détection de porosité via un transducteur multiéléments. Application aux matériaux composites en cours de fabrication":</p> <p>Soutenue le 06/07/2012, avec la mention Très Honorable.</p> <p>Thèse dans l'axe l'Evaluation et le Contrôle Non Destructifs (END/CND).</p> <p>Taux d'encadrement: 80%</p> <p>Co-encadrement : Hugues DUFLO (PU, 20%).</p> <p>La thèse portait sur le contrôle ultrasonore d'un matériau composite en cours d'élaboration.</p> <p>http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00786143/</p> <p>Cette thèse a donné lieu à trois articles dans des revues internationales [78, 11, 18], une revue nationale [83], six communications dans des congrès [57, 38, 41, 42, 43].</p> <p>Naïm SAMET a été recruté (mai 2014) comme ingénieur au CETIM de Mulhouse.</p>
------	--

[T2]	<p>Aissam KHALED, "Influence de défauts sur la diffusion acoustique par des structures périodiques planes. Etude théorique et expérimentale": Soutenue le 25/03/2013, à Fès, Maroc, avec la mention Très Honorable. Thèse dans l'axe Cristaux Phononiques (CP). Thèse en co-tutelle avec l'Université de Fès, Maroc. Taux d'encadrement: 30% Co-encadrement : Mounsif ECH-CHERIF EL-KETTANI (HDR, 30%) ; Olivier LENOIR (PU, 40%).</p> <p>La thèse de Aissam Khaled fait suite à des travaux préliminaires dans l'axe Cristaux Phononiques (CP), sous la direction de Olivier LENOIR (PU) [35, 37, 56].</p> <p>La thèse avait pour thème l'étude de structure multicouches planes périodiques, avec incrustation de défauts. Cette thèse a donné lieu à deux articles dans des revues internationales [12, 14] et trois communications dans des congrès internationaux [36, 39, 40]. Aissam KHALED a été recruté Maître de Conférences à l'ENSA de Al-Hocima au Maroc (avril 2014).</p>
[T3]	<p>Elhadji Barra NDIAYE, "Contrôle santé de structures sandwichs composites, caractérisation et évaluation non destructives de l'adhésion et du vieillissement - Simulations par éléments finis et expérimentation par mesure d'impédance et par ultrasons multiéléments": Soutenue le 17/09/2014, avec la mention Très Honorable. Thèse dans l'axe Evaluation et le Contrôle Non Destructifs (END/CND). Taux d'encadrement: 40% Co-encadrement : Hugues DUFLO (PU, 60%).</p> <p>La thèse a pour thème l'étude de l'adhésion et du vieillissement de matériaux composites. Cette thèse a donné lieu à deux articles dans des revues internationales [17, 20], deux communications dans des congrès internationaux [42, 43] et une communications dans un congrès national [61].</p> <p>https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01084247/</p> <p>Après trois années de contrat post-doctoral, dont deux au Laboratoire Vibrations Acoustique (LVA), à l'INSA de Lyon, Barra NDIAYE a été recruté en CDI comme ingénieur consultant en CND Ultrasons dans une entreprise de conseil (novembre 2017).</p>

[T4]	<p>Sid-Ali MANSOURA, "Contrôle de cristaux phononiques à base de matériaux piézo-électriques":</p> <p>Soutenue le 21/09/2015, avec la mention Très Honorable.</p> <p>Thèse dans l'axe Cristaux Phononiques (CP).</p> <p>Thèse en co-tutelle avec l'IEMN, UMR 8520 CNRS, ISEN Lille, France.</p> <p>Taux d'encadrement : 30%</p> <p>Co-encadrement : Bruno MORVAN (HDR, 40%) ; Bertrand DUBUS (DR, 30%), IEMN.</p> <p>La thèse a pour thème l'étude de Cristaux Phononiques Actifs à Base de Matériaux Piézo-électriques. Cette thèse a donné lieu à un article dans une revue internationale [46], quatre communications dans des congrès internationaux [44, 80, 48, 47, 16] et trois communications dans des congrès nationaux [79, 80, 81].</p> <p>https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01623552/</p> <p>Après sa soutenance, Sid Ali MANSOURA a occupé un poste d'enseignant contractuel à l'Université d'Orléans (2015-2018) et est actuellement en recherche d'un contrat post-doctoral.</p>
[T5]	<p>Nacef GHODHBANI, "Contrôle et suivi des propriétés viscoélastiques d'un composite en cours de fabrication":</p> <p>Soutenue le 16/05/2016, avec la mention Très Honorable.</p> <p>Thèse dans l'axe Evaluation et le Contrôle Non Destructifs (END/CND).</p> <p>Taux d'encadrement: 50%</p> <p>Co-encadrement : Hugues DUFLO (PU, 50%).</p> <p>La thèse a pour thème l'étude de matériaux composites en cours d'élaboration. Cette thèse a donné lieu à deux articles dans des revues internationales [15, 19], trois communications dans des congrès internationaux ensuite acceptées dans des revues internationales [45, 49, 50] et trois communications dans des congrès nationaux [59, 64, 67].</p> <p>https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01427162/</p> <p>Après sa soutenance, Nacef GHODHBANI a occupé un poste d'enseignant-chercheur contractuel à au sein du SATIE (UMR 8029 CNRS) à l'Université Cergy (2016-2017), puis un poste d'enseignant à l'Université d'Orléans (2017-2018).</p>

IV.2.2 Thèses en cours

Nesrine **BOUHAMED**, "Elaboration et optimisation de propriétés des matériaux composites à base de farine bois d'olivier".
Début le : 01/09/2016.

Mahbub **ALAM**, "Multidiffusion ultrasonore dans des nanofluides".
Début le : 01/09/2016.

Suite aux thèses des étudiants d'origine tunisienne Naïm SAMET [T1] et Nacef GHODHBANI [T5], une collaboration avec leur université d'origine a été amorcée. Celle-ci a donné lieu au stage de projet de fin d'étude (PFE) de Nesrine BOUHAMED [M2.6] qui s'est poursuivi en thèse [T6] avec une convention de co-tutelle. Un second stage de projet de fin d'étude (PFE), celui de Karim MEZGHANI [M2.7] s'est déroulé cette année en complément sur le sujet de thèse en cours.

[T6]	<p>Nesrine BOUHAMED, "Elaboration et optimisation de propriétés des matériaux composites à base de farine bois d'olivier". Début le : 01/09/2016. Thèse dans l'axe Evaluation et le Contrôle Non Destructifs (END/CND). Taux d'encadrement: 50% Co-encadrement : Olivier LENOIR (PU, 50%). La thèse a pour thème l'étude de matériaux biocomposites et d'établir une corrélation entre caractérisation destructive et caractérisation non-destructive. Cette thèse a donné lieu à deux communications dans un congrès international [51, 52] avec actes publiés par la suite dans un chapitre d'ouvrage [84, 85] et une communication dans un congrès national [82].</p>
[T7]	<p>Mahbub ALAM, "Propagation ultrasonore dans des nanofluides". Début le : 01/09/2016. Thèse dans l'axe Evaluation et le Contrôle Non Destructifs (END/CND). Taux d'encadrement: 30% Co-encadrement : Francine LUPPE (PU, 40%). Valerie PINFIELD (PU, 30%), Loughborough University, UK. La thèse a pour thème l'étude des propriétés effectives de nano-particules sphériques solides en suspension dans un fluide visqueux. Les modèles de diffusion multiple permettent d'établir une relation entre les propriétés des matériaux élémentaires et leur comportement dans des gammes de fréquences ultrasonores. Cette thèse a donné lieu à une communication qui a ensuite été acceptée dans une revue internationale [33].</p>

IV.2.3 Collaboration ponctuelle

Dans le cadre des échanges périodiques que j'ai pu avoir avec des étudiants de l'Université de Ngaoundéré, Cameroun, j'ai plus particulièrement eu des échanges avec Roger Pierre LEMANLE SANGA [T8] concernant les matériaux piézoélectriques et les techniques permettant de déterminer les propriétés effectives de piézocomposites via des modèles d'homogénéisation [62, 63]. Dans le cadre de sa thèse, il a co-encadré le stage de Master 2 de Fidèle Léopold HANSE WAMPO [M2.2].

[T8]	<p>Roger Pierre LEMANLE SANGA, "Modélisation du comportement thermo-mécano-acoustique et méthodes d'homogénéisation analytiques des piézocomposites".</p> <p>Préparation d'une thèse de Doctorat de Physique, option Mécanique, Matériaux et Modélisation, Université de Ngaoundéré, Cameroun.</p> <p>Encadrement : Guy Edgar NTAMACK, Chargé de cours (CC), Université de Ngaoundéré, Cameroun.</p> <p>Cette collaboration a donné lieu à des échanges réguliers concernant la définition du sujet de recherche et deux communications avec acte dans un congrès international [62, 63].</p>
------	---

IV.2.4 Master 2

Les nombreux échanges avec des étudiants de l'Université de Ngaoundéré, Cameroun, ont été amorcés par Emmanuel SIRYABE [M2.1], qui cherchait un sujet et un support de collaboration dans le domaine de l'acoustique ultrasonore. Les discussions nous ont alors fait converger vers l'étude des structures multicouches pour lesquelles je disposais d'un modèle unidimensionnel que je souhaitais adapter à des configurations de matériaux aux porosités contrôlées et aux propriétés effectives déterminées. Ce fut l'objet de son mémoire de Master 2 qui donna lieu à la publication d'un article dans une revue internationale [13]. Ce sujet trouva sa suite dans des collaborations ultérieures avec cette même université dont une première communication internationale [63] avec Roger Pierre LEMANLE SANGA [T8], une deuxième collaboration avec Yaceinthe DJEPAZE II [M2.3] portant sur les matériaux poreux, une troisième dans la suite du travail d'Emmanuel SIRYABE avec Hatoumva MASSAÏ [M2.4], une quatrième avec Joseph BAINAMNDI [M2.5] qui donna lieu à une communication internationale [65].

Collaboration avec l'Université de Ngaoundéré, Cameroun :

[M2.1]	<p>Emmanuel SIRYABE, "Etude des propriétés de réflexion et de transmission des structures multicouches périodiques unidimensionnelles". Master 2 de Physique, spécialité Mécanique et Matériaux. Stage du 15/03/2013 au 15/09/2013. Taux d'encadrement: 50% Co-encadrement : Guy Edgar NTAMACK (CC, 50%), Univ. Ngaoundéré, Cameroun. Le stage a porté sur l'évaluation des propriétés isotropes effectives d'un matériau poreux homogénéisé. Le thème concernait l'étude des propriétés de réflexion et de transmission de structure multicouches planes périodiques. La problématique développée dans ce stage de Master 2 a consisté à faire le lien entre les grandeurs élastiques des matériaux constituants et leurs propriétés homogénéisées selon la géométrie des inclusions. Ce stage a donné lieu à la publication d'un article dans une revue internationale [13], deux communications internationales [63, 62].</p>
--------	--

[M2.2]	<p>Fidèle Léopold HANSE WAMPO, "Comparaison des modèles d'homogénéisation : application aux matériaux piézocomposites de connectivité 2-2 et 1-3".</p> <p>Master 2 de Physique, spécialité Mécanique et Matériaux.</p> <p>Stage du 15/03/2014 au 15/09/2014.</p> <p>Taux d'encadrement: 30%</p> <p>Co-encadrement : Guy Edgar NTAMACK (CC, 50%), Univ. Ngaoundéré, Cameroun. Roger Pierre LEMANLE SANGA (Doctorant, 20%), Univ. Ngaoundéré, Cameroun.</p> <p>Son mémoire a concerné l'étude des matériaux piézoélectriques, les modèles d'homogénéisation de matériaux composites et leur potentiel d'application.</p>
[M2.3]	<p>Yaceinthe DJEPAZE II, "Comparaison des propriétés d'absorption acoustique de quelques matériaux poreux".</p> <p>Master 2 de Physique, spécialité Mécanique et Matériaux.</p> <p>Stage du 15/09/2014 au 30/03/2015.</p> <p>Taux d'encadrement: 50%</p> <p>Co-encadrement : Guy Edgar NTAMACK (CC, 50%), Univ. Ngaoundéré, Cameroun.</p> <p>Son mémoire a développé une problématique autour des matériaux poreux, l'étude des matériaux absorbants, leurs caractéristiques physiques et leurs potentiels d'application.</p>
[M2.4]	<p>Hatoumva MASSAÏ, "Étude d'une structure multicouche périodique plane immergée dans un fluide : cas d'un complément de matière étrangère sur une des couches de la période".</p> <p>Master 2 de Physique, spécialité Mécanique et Matériaux.</p> <p>Stage du 15/03/2015 au 15/11/2015.</p> <p>Taux d'encadrement: 30%</p> <p>Co-encadrement : Guy Edgar NTAMACK (CC, 40%), Univ. Ngaoundéré, Cameroun. Emmanuel SIRYABE (Doctorant, 30%), Université de Bordeaux.</p>
[M2.5]	<p>Joseph BAINAMNDI, "Etude des structures multicouches micro-perforées par la méthode des éléments finis".</p> <p>Master 2 de Physique, spécialité Mécanique et Matériaux.</p> <p>Stage du 15/03/2016 au 15/12/2016.</p> <p>Taux d'encadrement: 30%</p> <p>Co-encadrement : Guy Edgar NTAMACK (CC, 40%), Univ. Ngaoundéré, Cameroun. Emmanuel SIRYABE (Doctorant, 30%), Université de Bordeaux.</p> <p>Cette collaboration a donné lieu à des échanges réguliers concernant la définition du sujet de recherche et une communication avec acte dans un congrès international [65].</p>

Collaboration avec l'Ecole Nationale d'Ingénieurs de Sfax (ENIS), Tunisie :

[M2.6]	<p>Nesrine BOUHAMED, "Elaboration et caractérisation des propriétés d'un matériau bio-composite à base de farine de bois d'olivier avec une matrice polymère".</p> <p>Stage de Projet de Fin d'Etudes (PFE), à l'ENIS, en collaboration avec le LASEM, Sfax, Tunisie.</p> <p>Stage du 09/03/2015 au 09/05/2015. Soutenu le 21/07/2015 à Sfax, Tunisie.</p> <p>Taux d'encadrement: 30%</p> <p>Co-encadrement : Olivier LENOIR (PU, 40%). Francine LUPPE (PU, 30%).</p> <p>Le stage avait pour thème l'étude des propriétés ultrasonores de plaques d'un matériau bio-composite polymère/fibre végétale, en l'occurrence urée-formaldéhyde (UF), chargée en farine de bois d'olivier (FBO). Cette collaboration a donné lieu à une convention d'accueil entre nos deux universités, puis à une convention de co-tutelle de thèse. Deux communications dans un congrès international [51, 52] et une communication dans un congrès national [66].</p>
[M2.7]	<p>Karim MEZGHANI, "Caractérisation ultrasonore d'un bio-composite polymère/fibre végétale (Polypropylène/Farine de bois d'olivier)" :</p> <p>Stage de Projet de Fin d'Etudes (PFE), à l'ENIS, en collaboration avec le LASEM, Sfax, Tunisie.</p> <p>Stage: du 01/04/2017 au 30/06/2017.</p> <p>Taux d'encadrement: 30%</p> <p>Co-encadrement : Olivier LENOIR (PU, 40%). Francine LUPPE (PU, 30%).</p> <p>Le stage a porté sur l'évaluation des propriétés isotropes effectives d'un matériau bio-composite chargé en farine de bois d'olivier.</p> <p>Le stage avait pour thème l'étude des propriétés ultrasonores de plaques d'un matériau bio-composite polymère/fibre végétale, en l'occurrence polypropylène chargé en farine de bois d'olivier. Ce stage a donné lieu à un poster présenté au sein du LASEM et une communication dans un congrès international [51].</p>

IV.2.5 Master 1:

[M1.1]	El Hadji Abdoulaye SENE : "Caractérisation ultrasonore d'huiles silicone". Stage du 15/03/2010 au 15/06/2010. Master 1 ^{ère} année SEOS, spécialité Ondes et Signaux. Taux d'encadrement: 40%. Co-encadrement avec Naïm SAMET (doctorant 40%), Hugues DUFLO (PU, 20%).
[M1.2]	Ibrahim AW : "Mise au point d'une mesure de température via une sonde Pt100 et suivi de polymérisation par ultrasons". Stage du 15/03/2011 au 15/06/2011. Master 1 ^{ère} année PMSI, spécialité Physique. Taux d'encadrement: 40%. Co-encadrement avec Naïm SAMET (doctorant 40%), Hugues DUFLO (PU, 20%).
[M1.3]	Abdelouahid BENAOUF : "Caractérisation de la houle par rétro-diffusion Doppler". Stage du 15/03/2011 au 15/06/2011. Master 1 ^{ère} année SPI, spécialité Mécanique. Taux d'encadrement: 50%. Co-encadrement avec Bruno MORVAN (HDR, 50%).

IV.3 Diffusion des travaux

Depuis ces dix dernières années, j'ai participé à la vie scientifique du laboratoire en contribuant à la diffusion des activités de recherche menées au laboratoire. En premier lieu, la Fédération de Recherche FANO (FR 3110 CNRS) m'a permis de prolonger des échanges et collaborations avec mon laboratoire d'origine, et d'établir des liens avec les autres laboratoires membres de la fédération. En second lieu, la Fête de la Science et l'Université Populaire ont été l'occasion de rencontres et d'échanges privilégiés avec mes collègues et un public divers et varié. J'ai participé activement au développement de nouvelles expériences ludiques, et leur communication avec des diaporamas et posters : sonar en immersion, sonar aérien Doppler, résonance acoustique de tubes, contrôle non destructif ultrasonore de collage...

Enfin, ces lieux d'échanges ont permis à de nouvelles collaborations de voir le jour, dont une convention avec l'Ecole Nationale de la Marine Marchande (ENMM, voir ci-dessous).

IV.3.1 Vulgarisation scientifique

2008-2013 :	<p>Coordination pour les thématiques ultrasons de la Fête de la Science.</p> <p>Préparation des fiches projets pour Science Action Haute Normandie.</p> <p>Participation aux réunions de coordination au niveau de l'Université du Havre.</p> <p>Participation à la préparation des 6 manipulations avec Paul BENARD (ingénieur de recherche), Henri CAHINGT (technicien) et des doctorants.</p> <p>Participation à la préparation des posters de présentation avec des doctorants.</p> <p>Mise en place d'un questionnaire à la destination des lycéens et collégiens.</p> <p>Prises de contact avec des enseignants (ENMM, voir ci-dessous), des étudiants en classe préparatoire pour la préparation de leur TIPE, des industriels (Safran Composites).</p>
2007-2017 :	<p>Accueil d'élèves de 3ème pour un stage court (3), étudiants en classe préparatoire pour la préparation de leur TIPE (6), étudiants en stage DUT (3)...</p>
2011 :	<p>Présentation intitulée "Les ultrasons : du principe aux applications" au Lycée François 1^{er} du Havre, dans le cadre des "Forums Régionaux Jeunes Science et Société" pour Science Action Haute Normandie.</p>
2015 :	<p>Atelier pratique et Présentation intitulée "Expériences acoustiques : Sons et ultrasons" au LOMC, dans le cadre de l'Université Populaire du Havre, coordonnée par Benjamin Steck, de l'Université du Havre.</p>

IV.3.2 Collaborations nationales et internationales

Université de Tours :

La collaboration initiée par Franck LEVASSORT (HDR, devenu PU), Université de Tours, avec le CEA Le Ripault, durant mes années d'ATER (2004-2006) a abouti à une publication [9]. Le prolongement de cette thématique de recherche dans le cadre de la Fédération de Recherche FANO (FR 3110 CNRS) a donné lieu à une communication internationale [32].

Ecole Nationale de la Marine Marchande (ENMM) :

Mise en place de TP Ondes (96h, soit 4h pour 24 groupes TP), pour le cycle préparatoire de l'Ecole Nationale de la Marine Marchande (ENMM), Le Havre. Préparation et enseignement (2008-2011), en collaboration avec Damien LEDUC (MC), Bruno MORVAN (HDR) et Jean-Louis IZBICKI (PU). Cette collaboration a donné lieu à une convention entre l'Université du Havre (ULH) et l'ENMM approuvée par le CA de l'ULH du 12/11/2009.

Université de Tours :

Le projet européen MINUET sous la responsabilité de Guy FEUILLARD (PU), Université de Tours, en collaboration avec l'Institut Jozef Stefan (IJS), Ljubljana, Slovénie durant mon année de post-doctorat (2006-2007) a donné lieu à deux publications dans des RICL et deux communications dans des CICL. Dans le prolongement des collaborations européennes du LUSSI/GIP Ultrasons en lien avec les matériaux piézo-électriques, le Piezo Institute (<http://piezoinsitute.wixsite.com/piezoinsitute>) fondé par Marc LETHIECQ (PU). J'ai présenté quelques outils et rudiments de modélisation de transducteurs piézo-électriques pour l'imagerie médicale : "Tutorial on Acoustics & Transducers : Electrical equivalent circuit for transducer models" [76, 77].

Université de Fès, Maroc :

La thèse soutenue de Aissam KHALED [T2], initiée par Mounsif ECH CHERIF EL KETTANI (HDR) s'est déroulée en co-tutelle avec Driss CHENOUNI (PU, Université de Fès, Maroc) a donné lieu à deux articles dans des revues internationales et trois communications dans des congrès internationaux [36, 37, 39, 12, 14].

Université de Ngaoundéré, Cameroun :

Le stage de Master 2 [M2.1] soutenu par Emmanuel SIRYABE (Doctorat à l'I2M, UMR 5295 CNRS, Université Bordeaux 1), initié par Guy Edgar NTAMACK (Chargé de cours, Université de Ngaoundéré, Cameroun) a donné lieu à un article dans une revue internationale [13] et trois communications dans des congrès internationaux [63, 65].

Université de Sfax, Tunisie :

La thèse en cours de Nesrine BOUHAMED dirigée par Olivier LENOIR (PU, Université du Havre) se déroule en co-tutelle avec Mohamed BEN AMAR (MC HDR, Université de Sfax, Tunisie), et est co-encadrée par Slim SOUSSI (MC, Université de Sfax, Tunisie) et moi-même pour le LOMC. Cette thèse en cours a donné lieu à la soumission d'un article dans une revue internationale, deux communications dans un congrès international [52, 51] et d'une communication dans un congrès national [66].

IV.4 Responsabilités scientifiques

IV.4.1 Conseils, Commissions, Associations et Fédérations:

2008 à 2014 :	Membre élu du Conseil de Laboratoire (CL) du LOMC.
2002 à :	Membre de la Société Française d'Acoustique (SFA).
2008 à 2017 :	Membre élu de la Section Régionale Grand Nord (SRGN) de la SFA.
2008 à 2017 :	Membre de la Fédération d'Acoustique de Nord Ouest (FANO), FR CNRS 3110, créée en 2006 par Jean-Louis IZBICKI (PU), directeur de 2006 à 2011, dirigée depuis 2012 par Marc LETHIECQ (PU), Université de Tours.
2010 à 2017 :	Membre élu de la Commission Interne d'Experts (CIE) pour la 63 ^{ème} section.

IV.4.2 Relecture pour des revues ou projets internationaux:

2009 :	* Pour European Phys. Journal, App. Phys. (EPJAP).
2012 :	* Pour Ultrasonics (US). * Pour le MIDEM (Journal of Microelectronics, Electronic Components and Materials, ISSN 0352-9045, IF(2010)=0.25). * Expertise externe pour la Czech Science Foundation (http://www.gacr.cz/en/).
2013 :	* Pour Acta Acustica united with Acustica (AAA).
2015 :	* Pour Ultrasonics (US). * Expertise externe pour la Campagne BQR 2016 de l'INSA de Lyon.
2016 :	* Pour Applied Mathematical Modelling (APM). * Pour Acta Acustica united with Acustica (AAA) : 2 articles. * Pour Journal of Applied Physical Science International (JAPSI). * Pour Measurement Science and Technology (MST).
2018 :	* Pour IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control (IEEE-TUFFC). * Pour Polymer Testing (PT) : 2 articles. * Pour Industrial & Engineering Chemistry Research (IECR). * Pour Biomedical Physics & Engineering Express (BPEEX).

IV.5 Projets et Réseaux

2001 à 2005 :	Projet PIRAMID (5 ^{ème} PCRD, http://www.polecer.rwth-aachen.de/piramid.htm) Coordonné par le LUSSE/GIP Ultrasons, Tours. Réunions d'avancement tous les 4 mois pendant les 42 mois du projet.
2006 à 2007 :	Projet MINUET (6 ^{ème} PCRD, http://www.polecer.rwth-aachen.de/minuet.htm) Coordonné par Ferroperm Piezoceramics A/S, Danemark. Réunions d'avancement tous les 4 mois pendant les 42 mois du projet.
2008 à 2011 :	Projets END/Composites. Participation à l'élaboration de projets pour les Grands Réseaux de Recherche de la Région Haute-Normandie (GRR RHN). Coordination par Joël BREARD (PU, LOMC, UMR 6294 CNRS, Université du Havre) et Pascal PAREIGE (PU, LOMC, UMR 6294 CNRS, Université du Havre). Dans le cadre de ces projets "Matériaux", le laboratoire LOMC a investi dans un système d'émission/réception à transducteurs ultrasonore multiéléments.
2013 à 2015 :	Projet ANR MIRAGES. http://www.agence-nationale-recherche.fr/projet-ANR-12-BS09-0015 Coordonné par Bertrand DUBUS (DR, IEMN, UMR 8520 CNRS, ISEN Lille). Dans ce projet, j'ai co-encadré la thèse de Sid-Ali MANSOURA (30%) [T4] et participé à plusieurs réunion d'avancement du projet.

IV.6 Liste des publications en ligne

Publications et communications :

- * ORCID : <http://orcid.org/0000-0001-9148-831X>
- * Research ID : <http://www.researcherid.com/rid/M-8228-2015>
- * ResearchGate : https://www.researchgate.net/profile/Pierre_Marechal2
- * Google Scholar : <https://scholar.google.fr/citations?user=P22YRcEAAAAJ&hl=fr>
- * IdHAL : <https://cv.archives-ouvertes.fr/pierre-marechal>
- * Page LOMC : <http://www.lomc.fr/spip.php?article48>

V Bibliographie

Revue Internationale à Comité de Lecture (RICL) :

- [1] F. Levassort, L. Tran-Huu-Hue, P. Maréchal, E. Ringgaard, and M. Lethiecq, “Characterisation of thin layers of parylene at high frequency using PZT thick film resonators,” *Journal of the European Ceramic Society*, vol. 25, pp. 2985–2989, 2005. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0955221905003493>
- [2] F. Levassort, M. Pham-Thi, P. Maréchal, L. Tran-Huu-Hue, and M. Lethiecq, “Ultrasonic transducer based on highly textured PMN-PT piezoelectric ceramic,” *Journal of Electroceramics*, vol. 19, no. 4, pp. 375–381, 2007. [Online]. Available: <https://link.springer.com/article/10.1007/s10832-007-9176-5>
- [3] F. Levassort, M. Pham-Thi, H. Hemery, P. Maréchal, L. Tran-Huu-Hue, and M. Lethiecq, “Piezoelectric textured ceramics: effective properties and application to ultrasonic transducers,” *Ultrasonics*, vol. 44, pp. 621–626, 2006. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0041624X06000448>
- [4] P. Maréchal, F. Levassort, J. Holc, L. Tran-Huu-Hue, M. Kosec, and M. Lethiecq, “High frequency transducers based on integrated piezoelectric thick films for medical imaging,” *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 53, pp. 1524–1533, 2006. [Online]. Available: <https://ieeexplore.ieee.org/document/1665110/>
- [5] P. Maréchal, F. Levassort, L. Tran-Huu-Hue, and M. Lethiecq, “Contribution of radial displacement to lens-focused transducer response,” *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 46, pp. 3077–3085, 2007. [Online]. Available: <http://iopscience.iop.org/article/10.1143/JJAP.46.3077>
- [6] —, “Lens-focused transducer modeling using an extended KLM model,” *Ultrasonics*, vol. 46, pp. 155–167, 2007. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0041624X07000194>
- [7] P. Maréchal, F. Levassort, J. Holc, D. Kuscer, M. Kosec, G. Feuillard, and M. Lethiecq, “Electromechanical properties of piezoelectric integrated structures on porous substrates,” *Ferroelectrics*, vol. 371 (1), pp. 89–97, 2008. [Online]. Available: <http://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/00150190802396850>
- [8] P. Maréchal, L. Haumesser, L. Tran-Huu-Hue, J. Holc, D. Kuscer, M. Lethiecq, and G. Feuillard, “Modeling of a high frequency ultrasonic transducer using periodic structures,” *Ultrasonics*, vol. 48, pp. 141–149, 2008. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0041624X07001217>
- [9] O. Acher, J. Bernard, P. Maréchal, A. Bardaine, and F. Levassort, “Fundamental constraints on the performance of broadband ultrasonic matching structures and absorbers,” *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 125 (4), pp. 1995–2005, 2009. [Online]. Available: http://asdl.org/jasa/resource/1/jasman/v125/i4/p1995_s1
- [10] N. Samet, P. Maréchal, and H. Duflo, “Ultrasound monitoring of bubble size and velocity in a fluid model using phased array transducer,” *NDT&E*, vol. 44, no. 7, pp. 621–627, 2011. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0963869511000788>
- [11] —, “Ultrasonic characterization of a fluid layer using a broadband transducer,” *Ultrasonics*, vol. 52, no. 3, pp. 427–434, 2012. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0041624X11002198>

- [12] A. Khaled, P. Maréchal, O. Lenoir, M. Ech Cherif El Kettani, and D. Chenouni, “Study of the resonances of periodic plane media immersed in water: Theory and experiment,” *Ultrasonics*, vol. 53, pp. 642–647, 2013. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0041624X12002429>
- [13] E. Siryabe, G.-E. Ntamack, and P. Maréchal, “Holes effects in plane periodic multilayered viscoelastic media,” *Open Journal of Acoustics*, vol. 3, pp. 80–87, 2013. [Online]. Available: <http://www.scirp.org/journal/PaperDownload.aspx?paperID=36743>
- [14] P. Maréchal, O. Lenoir, A. Khaled, M. Ech Cherif El Kettani, and D. Chenouni, “Viscoelasticity effect on a periodic plane medium immersed in water,” *Acta Acustica united with Acustica*, vol. 100, no. 6, pp. 1036–1043, 2014. [Online]. Available: <http://www.ingentaconnect.com/content/dav/aaua/2014/00000100/00000006/art00006>
- [15] N. Ghodhbani, P. Maréchal, and H. Duflo, “Ultrasonic broadband characterization of a viscous liquid: Methods and perturbation factors,” *Ultrasonics*, vol. 56, pp. 308–317, 2015. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0041624X14002352>
- [16] S. A. Mansoura, P. Benard, B. Morvan, P. Maréchal, A.-C. Hladky-Hennion, and B. Dubus, “Theoretical and experimental analysis of a piezoelectric plate connected to a negative capacitance at MHz frequencies,” *Smart Materials and Structures*, vol. 24, no. 11, p. 115032, 2015. [Online]. Available: <http://stacks.iop.org/0964-1726/24/i=11/a=115032>
- [17] E. B. Ndiaye, P. Maréchal, and H. Duflo, “Adhesion characterization and defect sizing of sandwich honeycomb composites,” *Ultrasonics*, vol. 62, pp. 103–111, 2015. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0041624X15001262>
- [18] N. Samet, P. Maréchal, and H. Duflo, “Monitoring of an ascending air bubble in a viscous fluid/fiber matrix medium using a phased array transducer,” *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, vol. 54, pp. 45–52, 2015. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0997754615000813>
- [19] N. Ghodhbani, P. Maréchal, and H. Duflo, “Ultrasound monitoring of the cure kinetics of an epoxy resin: Identification, frequency and temperature dependence,” *Polymer Testing*, vol. 56, pp. 156–166, 2016. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0142941815302105>
- [20] E. B. Ndiaye, H. Duflo, P. Maréchal, and P. Pareige, “Thermal aging characterization of composite plates and honeycomb sandwiches by electromechanical measurement,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 142, no. 6, pp. 3691–3702, 2017. [Online]. Available: <https://asa.scitation.org/doi/abs/10.1121/1.5017609>

Congrès Internationaux à Comité de Lecture (CICL) :

- [21] S. Dos Santos, P. Maréchal, J. Girault, and F. Vander Meulen, “Characterization of a moving surface roughness by backscatter ultrasound performed with time-frequency analysis and high order statistics,” in *Advances in Signal Processing for Non Destructive Evaluation of Materials*, X. P. V. Maldague, Ed., 2001, pp. 149–154. [Online]. Available: http://www.lussi.univ-tours.fr/publi/2001-DosSantos-ASPNDDEM.pdf_149.pdf
- [22] S. Dos Santos, P. Maréchal, F. Vander-Meulen, and M. Lethiecq, “Time-frequency analysis for surface roughness characterization using backscatter ultrasound,” in *AIP Conference Proceedings*, vol. 615, no. 1, 2002, pp. 752–758. [Online]. Available: <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.1472873>

- [23] P. Maréchal, F. Levassort, L. Tran-Huu-Hue, and M. Lethiecq, “Electroacoustic response at the focal point of a focused transducer as a function of the acoustical properties of the lens,” in *Proceedings of 5th World Congress on Ultrasonics*, 2003, pp. 535–538. [Online]. Available: <http://www.conforg.fr/wcu2003/procs/cd1/articles/000248.pdf>
- [24] P. Maréchal, F. Levassort, L. Tran-Huu-Hue, M. Lethiecq, and N. Felix, “Effect of acoustical properties of a lens on the pulse-echo response of a single element transducer,” in *IEEE International Ultrasonics Symposium*, 2004, pp. 1651–1654. [Online]. Available: <https://ieeexplore.ieee.org/document/1418139>
- [25] C. Batifol, S. Calle, P. Maréchal, M. Lethiecq, and F. Levassort, “Pseudospectral time-domain method to calculate radiation pattern of lens-focused transducers,” in *IEEE International Ultrasonics Symposium*, 2005, pp. 1660–1663. [Online]. Available: <https://ieeexplore.ieee.org/document/1603182>
- [26] P. Maréchal, F. Levassort, J. Holc, L. Tran-Huu-Hue, M. Kosec, and M. Lethiecq, “High frequency transducer based on integrated piezoelectric thick films for medical imaging,” in *IEEE International Ultrasonics Symposium*, 2005, pp. 2223–2226. [Online]. Available: <https://ieeexplore.ieee.org/document/1665110/>
- [27] P. Maréchal, N. Felix, F. Levassort, L. Tran-Huu-Hue, and M. Lethiecq, “Modeling of lens focused piezoelectric transducer for medical imaging,” in *IEEE International Ultrasonics Symposium*, 2006, pp. 2341–2344. [Online]. Available: <https://ieeexplore.ieee.org/document/4152447/>
- [28] P. Maréchal, F. Levassort, J. Tran-Huu-Hue, L.P. Holc, , M. Kosec, and M. Lethiecq, “Optimization of an integrated structure including screen-printed piezoelectric thick film for high frequency transducers,” in *IEEE International Ultrasonics Symposium*, 2006, pp. 260–263. [Online]. Available: <https://ieeexplore.ieee.org/document/4151938/>
- [29] F. Vander Meulen, P. Maréchal, O. Bou-Matar, and L. Haumesser, “Second harmonic generation through a plate immersed in water: theory and experiment,” in *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Oct 2006, pp. 1782–1785. [Online]. Available: <https://ieeexplore.ieee.org/document/4152304/>
- [30] E. Filoux, F. Levassort, S. Callé, P. Maréchal, and M. Lethiecq, “Combined pseudospectral and finite-difference time-domain methods for ultrasonic transducers modeling,” in *ICU Proceedings*, 2007. [Online]. Available: http://papers.icultrasonics.org/1227_filoux.pdf
- [31] P. Maréchal, L. Haumesser, G. Feuillard, L. Tran-Huu-Hue, J. Holc, D. Kuscer, and M. Lethiecq, “Modeling of a high frequency ultrasonic transducer using periodic structures,” in *ICU Proceedings*, 2007. [Online]. Available: http://papers.icultrasonics.org/1686_Maréchal.pdf
- [32] F. Levassort, P. Boy, P. Maréchal, and O. Acher, “Toward more efficient matching layers for piezoelectric transducers,” in *IEEE International Ultrasonics Symposium Proceedings*, Sept 2009, pp. 2762–2765. [Online]. Available: <https://ieeexplore.ieee.org/document/5442015/>
- [33] M. Alam, F. Luppé, V. J. Pinfield, and P. Maréchal, “The coherent shear wave in suspensions,” *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 1017, no. 1, p. 012003, 2018. [Online]. Available: <http://stacks.iop.org/1742-6596/1017/i=1/a=012003>
- [34] O. Lenoir, P. Maréchal, and P. Rembert, “Study of period and structure modes of periodic multilayers with the S matrix formalism,” in *Congrès Français de Mécanique*, Marseille, France, 2009, p. 6. [Online]. Available: <http://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00810868>
- [35] O. Lenoir and P. Maréchal, “Study of plane periodic multilayered viscoelastic media: Experiment and simulation,” in *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Sept 2009, pp. 1028–1031. [Online]. Available: http://ieeexplore.ieee.org/xpl/freeabs_all.jsp?arnumber=5441518

- [36] A. Khaled, P. Maréchal, O. Lenoir, M. Ech Cherif El Kettani, D. Chenouni, and Z. Lakhliai, “Influence of defect loci in plane periodic media,” in *Mediterranean Congrèss on Acoustics*, 2010.
- [37] P. Maréchal and O. Lenoir, “Practical limits of viscoelasticity on periodicity effect,” in *Mediterranean Congress on Acoustics*, 2010.
- [38] N. Samet, P. Maréchal, and H. Duflo, “Ultrasound monitoring of bubble motion in a fluid model,” in *Congrèss on Sound and Vibration*, 2010. [Online]. Available: https://www.researchgate.net/profile/Pierre_Maréchal2/publication/236033647_Ultrasound_monitoring_of_bubble_motion_in_a_fluid_model/links/0deec52381be719608000000.pdf
- [39] A. Khaled, P. Maréchal, O. Lenoir, and D. Chenouni, “Study of the vertical modes of a periodic plane medium immersed in water,” in *Forum Acusticum*, 2011. [Online]. Available: https://www.researchgate.net/profile/Pierre_Maréchal2/publication/257012226_Study_of_the_vertical_modes_of_a_periodic_plane_medium_immersed_in_water/links/00b495243009f0b758000000/Study-of-the-vertical-modes-of-a-periodic-plane-medium-immersed-in-water.pdf
- [40] O. Lenoir, A. Khaled, P. Maréchal, and D. Chenouni, “Effects of a default on the reflectivity of plane periodic media,” in *Acoustics 2012 Nantes*, S. F. d’Acoustique, Ed., Nantes, France, Apr. 2012. [Online]. Available: <http://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00810868>
- [41] N. Samet, P. Maréchal, and H. Duflo, “Ultrasonic imaging of bubble motion in a fiber preform,” in *Acoustics 2012 Nantes*, S. F. d’Acoustique, Ed., Nantes, France, Apr. 2012. [Online]. Available: <http://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00810855>
- [42] E. Ndiaye, N. Samet, P. Maréchal, and H. Duflo, “Phased array transducer for nondestructive testing of sandwich honeycomb: C-scan imaging, skin thickness measurement and detection of delamination,” in *13th International Symposium on Nondestructive Characterization of Materials (NDCM-XIII)*, www.ndt.net, Ed., 2013. [Online]. Available: http://www.ndt.net/article/ndcm2013/content/papers/10_Ndiaye_Rev1.pdf
- [43] N. Samet, E. Ndiaye, P. Maréchal, and H. Duflo, “Polymerization monitoring using ultrasound,” in *13th International Symposium on Nondestructive Characterization of Materials (NDCM-XIII)*, www.ndt.net, Ed. www.ndt.net, 2013. [Online]. Available: http://www.ndt.net/article/ndcm2013/content/papers/20_Ndiaye_Rev1.pdf
- [44] S. Mansoura, P. Maréchal, B. Morvan, A. Lhadky-Hennion, and B. Dubus, “Active control of a piezoelectric phononic crystal using electrical impedance,” in *IEEE International Ultrasonics Symposium (IUS)*, Sept 2014, pp. 951–954.
- [45] N. Ghodhbani, P. Maréchal, and H. Duflo, “Curing and post-curing viscoelastic monitoring of an epoxy resin,” in *Physics Procedia, International Congress on Ultrasonics (ICU), 2015*, vol. 70, 2015, pp. 106–109. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1875389215007944>
- [46] S. Mansoura, B. Morvan, P. Maréchal, P. Benard, A. Lhadky-Hennion, and B. Dubus, “Tunability of the band structure of a piezoelectric phononic crystal using electrical negative capacitance,” in *IEEE International Ultrasonics Symposium (IUS)*, Oct 2015, pp. 1–4. [Online]. Available: https://www.researchgate.net/profile/Mansoura_Sid_Ali/publication/284168312_Tunability_of_the_band_structure_of_a_piezoelectric_phononic_crystal_using_electrical_negative_capacitance/links/564ddec308aeafc2aab056f7/Tunability-of-the-band-structure-of-a-piezoelectric-phononic-crystal-using-electrical-negative-capacitance.pdf

- [47] S. Mansoura, B. Morvan, P. Maréchal, A. Hladky-Hennion, and B. Dubus, “Study of an hybridization gap in a one dimensional piezoelectric phononic crystal,” in *Physics Procedia, International Congress on Ultrasonics (ICU), 2015*, vol. 70, 2015, pp. 279–282. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1875389215008950>
- [48] S. Mansoura, P. Maréchal, B. Morvan, and B. Dubus, “Analysis of a phononic crystal constituted of piezoelectric layers using electrical impedance measurement,” in *Physics Procedia, International Congress on Ultrasonics (ICU), 2015*, vol. 70, 2015, pp. 283–286. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1875389215008962>
- [49] N. Ghodhbani, P. Maréchal, and H. Duflo, “Real-time polymerization monitoring of a thermosetting resin around its glassy transition temperature,” in *Proceedings of Meetings on Acoustics*, vol. 26, no. 1, 2016, p. 045004. [Online]. Available: <http://asa.scitation.org/doi-abs/10.1121/2.0000363>
- [50] P. Maréchal, N. Ghodhbani, and H. Duflo, “High temperature polymerization monitoring of an epoxy resin using ultrasound,” in *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering*, 2018.
- [51] K. Mezghanni, S. Souissi, P. Maréchal, O. Lenoir, M. Benamar, and N. Bouhamed, “Comparison between ultrasonic and mechanical Young’s modulus of a bio-composite reinforced with olive wood floor,” in *International Conference on Acoustics and Vibration (ICAV), 2018*, 2018.
- [52] N. Bouhamed, S. Souissi, P. Maréchal, and M. Benamar, “Effect of injection direction in elaboration of polypropylene reinforced with olive wood floor on ultrasonic and morphological properties,” in *International Conference on Acoustics and Vibration (ICAV), 2018*, 2018.

Congrès Nationaux à Comité de Lecture (CNCL) :

- [53] L. Haumesser, F. Vander Meulen, P. Maréchal, S. Dos Santos, and O. Bou Matar, “Etude théorique et expérimentale de la génération du deuxième harmonique à travers une plaque immergée,” in *Congrès Français d’Acoustique (CFA), 2006*. CFA 2006, 2006, pp. 509–512. [Online]. Available: <http://www.conforg.fr/cfa2006/cdrom/data/articles/000282.pdf>
- [54] P. Maréchal, F. Levassort, L.-P. Tran-Huu-Hue, and M. Lethiecq, “Modélisation de transducteurs focalisés pour l’imagerie médicale,” in *Congrès Français d’Acoustique (CFA), 2006*. CFA 2006, 2006, pp. 155–158. [Online]. Available: <http://www.conforg.fr/cfa2006/-cdrom/data/articles/000232.pdf>
- [55] P. Maréchal, F. Levassort, L.-P. Tran-Huu-Hue, F. Ossant, J. Holc, M. Kosec, and M. Lethiecq, “Développement de transducteurs ultrasonores haute fréquence intégrant un film épais piézo-électrique pour l’imagerie médicale,” in *Congrès Français d’Acoustique (CFA), 2006*. CFA 2006, 2006, pp. 75–78. [Online]. Available: <http://www.conforg.fr/cfa2006/-cdrom/data/articles/000231.pdf>
- [56] P. Maréchal and O. Lenoir, “Effets de déperiodisation dans une structure multicouche plane viscoélastique : expérience et simulation,” in *Congrès Français d’Acoustique (CFA), 2010*. CFA 2010, 2010. [Online]. Available: <http://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00541707/en/>
- [57] N. Samet, P. Maréchal, and H. Duflo, “Détermination de l’atténuation ultrasonore d’une huile silicone et estimation de la viscosité,” in *Congrès Français d’Acoustique (CFA), 2010*. CFA 2010, 2010. [Online]. Available: <http://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00541470/en/>

- [58] N. T. Duong, J. Duclos, P. Maréchal, and P. Pareige, “Cartographie ultrasonore d’une plaque de composite RTM: Estimation de l’atténuation locale,” in *Congrès Français d’Acoustique (CFA), 2014*. CFA 2014, 2014, pp. 79–84. [Online]. Available: www.conforg.fr/cfa2014/-cdrom/data/articles/000346.pdf
- [59] N. Ghodhbani, P. Maréchal, and H. Duflo, “Etude expérimentale de la dispersion des paramètres ultrasonores dans un liquide viscoélastique: Reproductibilité en incidence normale et sensibilité thermique,” in *Congrès Français d’Acoustique (CFA), 2014*. CFA 2014, 2014, pp. 299–305. [Online]. Available: <http://www.conforg.fr/cfa2014/cdrom/data/articles/000153.pdf>
- [60] S. A. Mansoura, B. Morvan, P. Maréchal, J. Vasseur, A.-C. Hladky-Hennion, and B. Dubus, “Gap d’hybridation dans un cristal phononique 1D constitué de matériaux piezoélectriques,” in *Congrès Français d’Acoustique (CFA), 2014*. CFA 2014, 2014, pp. 1255–1261. [Online]. Available: <http://www.conforg.fr/cfa2014/cdrom/data/articles/000071.pdf>
- [61] E. B. Ndiaye, P. Maréchal, and H. Duflo, “Modélisation et mesure d’impédance: de la ligne de transmission au transducteur - Application au Contrôle Non Destructif du vieillissement de plaques composites,” in *Congrès Français d’Acoustique (CFA), 2014*. CFA 2014, 2014, pp. 519–524. [Online]. Available: <http://www.conforg.fr/cfa2014/cdrom/data/articles/000172.pdf>
- [62] R. Lemanle-Sanga, P. Maréchal, G. Ntamack, and S. Charif D’Ouazzane, “Quelques méthodes analytiques d’homogénéisation des piézocomposites,” in *Congrès Marocain de Mécanique (CMM), 2015*. Casablanca, Maroc: CMM 2015, 2015, p. 3. [Online]. Available: [http://smsm.fsac.ac.ma/Congrès/12 Congrès/VI/t2/0203.pdf](http://smsm.fsac.ac.ma/Congrès/12%20Congrès/VI/t2/0203.pdf)
- [63] E. Siryabe, P. Maréchal, R. Lemanle-Sanga, G. Ntamack, and S. Charif D’Ouazzane, “Effet des porosités dans une structure multicouche périodique plane,” in *Congrès Marocain de Mécanique (CMM), 2015*. Casablanca, Maroc: CMM 2015, 2015, p. 3. [Online]. Available: [http://smsm.fsac.ac.ma/Congrès/12 Congrès/VI/t2/0202.pdf](http://smsm.fsac.ac.ma/Congrès/12%20Congrès/VI/t2/0202.pdf)
- [64] N. Ghodhbani, P. Maréchal, and H. Duflo, “Localisation et dimensionnement de défauts de répartition de torons de fibres de carbone par transducteur multi-éléments,” in *Congrès Français d’Acoustique (CFA), 2016*. CFA 2016, 2016, pp. 1766–1770. [Online]. Available: <http://www.conforg.fr/cfa2016/cdrom/data/articles/000138.pdf>
- [65] J. Bainamndi, G. Ntamack, E. Siryabe, P. Maréchal, R. Venegas, and S. Charif D’Ouazzane, “Modèle éléments finis pour l’étude d’une structure multicouche micro-perforée,” in *Congrès Marocain de Mécanique (CMM), 2017*, Meknès, Maroc, 2017, p. 3. [Online]. Available: <https://cmm2017.sciencesconf.org/126910/document>
- [66] N. Bouhamed, S. Souissi, P. Maréchal, M. Ben Amar, O. Lenoir, R. Leger, and A. Bergeret, “Caractérisation ultrasonore et mécanique d’un matériau bio-composite à base de farine de bois d’olivier et de polypropylène,” in *Congrès Français d’Acoustique (CFA), 2018*. CFA 2018, 2018.
- [67] N. Ghodhbani, P. Maréchal, and H. Duflo, “Suivi à haute température de propriétés ultrasonores d’une résine époxy en cours de polymérisation,” in *Congrès Français d’Acoustique (CFA), 2018*. CFA 2018, 2018.

Communications dans d'autres congrès et colloques :

- [68] F. Levassort, L. Tran-Huu-Hue, P. P. Maréchal, J. Holc, M. Kosec, and M. Lethiecq, "Characterisation of PZT thick films on ceramic substrate - Integration in high frequency ultrasonic transducers," in *POLECER Workshop on "Piezoelectric Materials for end Users", Interlaken, Switzerland, 24-27 February 2002*, 2002.
- [69] P. Maréchal, F. Levassort, L. Tran-Huu-Hue, and M. Lethiecq, "Influence of a focusing lens on the electroacoustic response of ultrasonic transducers," in *ASA congress, Cancun, Mexico, 2-6 December 2002*, 2002.
- [70] S. Gentil, P. Maréchal, F. Levassort, M. Lethiecq, and D. Damjanovic, "Relaxor-ferroelectric curved disks prepared by tape casting for medical imaging applications," in *Processing of Electroceramics, POLECER Symposium, Bled, Slovenia, 31 August - 3 September 2003*, 2003.
- [71] J. Holc, F. Levassort, P. Maréchal, L. Tran-Huu-Hue, and M. Kosec, "Screen-printed PZT thick film on porous PZT substrate," in *Processing of Electroceramics, POLECER Symposium, Bled, Slovenia, August 31st - September 3rd 2003*, 2003.
- [72] P. Maréchal, F. Levassort, L. Tran-Huu-Hue, and M. Lethiecq, "Modélisation d'un transducteur haute résolution : influence des propriétés acoustiques d'une lentille," in *Présentation au bureau d'étude de la société Vermon, Tours, France, 28 Novembre 2003*, 2003.
- [73] M. Lethiecq, F. Levassort, P. Maréchal, J. Grégoire, E. Le Clézio, T. Delaunay, L. Tran-Huu-Hue, and G. Feuillard, "Piezoelectric materials and high frequency ultrasonic devices : characterisation, performance and applications," in *International Meeting on Materials for Electronic Applications, Marrakech, Maroc, 30 Avril- 2 Mai 2005*, 2005.
- [74] P. Maréchal, F. Levassort, L. Tran-Huu-Hue, and M. Lethiecq, "Modélisation par éléments finis couplée avec un code de propagation analytique en vue d'une évaluation des performances de transducteurs focalisés," in *Journées d'Acoustique Physique, Sous-Marine et Ultrasonore (JAPSUS), Aix-en-Provence, 6-8 Avril 2005*, 2005.
- [75] —, "Analytical modeling and propagation for a functional characterization of plane or focused transducers : from material to radiation properties," in *Seminary Department K5 - Electronic Ceramics -Jozeph Stefan Institute, Ljubljana, Slovenia, 13 February 2006*, 2006.
- [76] —, "Tutorial on acoustics & transducers : Electrical equivalent circuit for transducer models," in *Séminaire MIND - UMR Imagerie & Cerveau - INSERM U930 CNRS ERL 3106 - Faculty of Medecine, Tours, 10-11 May 2007*, 2007.
- [77] —, "Tutorial on acoustics & transducers : Electrical equivalent circuit for transducer models," in *Séminaire MIND - UMR Imagerie & Cerveau - INSERM U930 CNRS ERL 3106 - Faculty of Medecine, Tours, 15-16 October 2009*, 2009.
- [78] N. Samet, A. Ben Abdelwahed, P. Maréchal, Y. Wielhorski, L. Bizet, H. Duflo, and J. Bréard, "Détection et dimensionnement ultrasonores par multi-éléments: application aux bulles," in *GdR CNRS 3371 MIC, Le Havre, 23-24 Mai 2011*, 2011.
- [79] S. Mansoura, B. Morvan, P. Maréchal, and B. Dubus, "Caractérisation expérimentale d'un matériau piézoélectrique à l'aide d'un modèle multimodal," in *Journées d'Acoustique Physique, Sous-Marine et UltraSonore, XIIIème Journée Scientifique du GAPSUS, Montpellier, 12-14 Juin 2013*, 2013.
- [80] S. Mansoura, P. Maréchal, B. Morvan, and B. Dubus, "Active control of phononic crystals," in *Eighth meeting of the European Research Network Gregynog Hall, Wales, 23-27 June 2014*, 2014.

- [81] S. Mansoura, B. Morvan, P. Maréchal, and B. Dubus, “Influence de la charge électrique sur cristal phononique piézoactif unidimensionnel (CP 1D),” in *GdR Ondes, Journées GT2 : Micro, nano-structures et dispositifs de l’optique aux micro-ondes, Lille, 19-20 Juin 2014*, 2014.
- [82] N. Bouhamed, S. Souissi, P. Maréchal, and M. Benamar, “Elaboration et caractérisation des propriétés d’un matériau composite à base de farine de bois d’olivier avec une matrice polymère,” in *Congress on Design and Modelling of Mechanical Systems (CMSM), 2017*, 2017.

Chapitres d'ouvrages :

- [83] N. Samet, P. Maréchal, H. Duflo, and P. Pareige, *Revue des Composites et des Matériaux Avancés*, 2013th ed. Lavoisier, 2013, vol. 23, no. 1, ch. Détection de bulles dans les matériaux composites fibreux en cours de fabrication, pp. 111–123. [Online]. Available: <http://rcma.revuesonline.com/article.jsp?articleId=18410>
- [84] N. Bouhamed, S. Souissi, P. Maréchal, M. Benamar, and O. Lenoir, “Effect of injection direction in elaboration of polypropylene reinforced with olive wood flour on ultrasonic and morphological properties,” in *Advances in Acoustics and Vibration II*, T. Fakhfakh, C. Karra, S. Bouaziz, F. Chaari, and M. Haddar, Eds. Cham: Springer International Publishing, 2019, pp. 292–299.
- [85] S. Souissi, K. Mezghanni, N. Bouhamed, P. Maréchal, M. Benamar, and O. Lenoir, “Comparison between ultrasonic and mechanical Young’s modulus of a bio-composite reinforced with olive wood floor,” in *Advances in Acoustics and Vibration II*, T. Fakhfakh, C. Karra, S. Bouaziz, F. Chaari, and M. Haddar, Eds. Cham: Springer International Publishing, 2019, pp. 300–309.

Introduction

Ultrasons et milieux complexes, voilà qui donne matière à réflexion. Ces mots-clés ont constitué le cadre de mes activités de recherche depuis mon recrutement en septembre 2007, au Laboratoire d'Acoustique Ultrasonore et d'Electronique (LAUE UMR 6068) devenu depuis Laboratoire d'Ondes et Milieux Complexes (LOMC, FRE3102 puis UMR 6294) au 01/01/2008.

Cette synthèse des travaux menés par et avec des doctorants depuis une dizaine d'année s'est construite sur la base de ma formation antérieure à la recherche, conjointement aux axes de recherche du LOMC. Après une formation initiale d'ingénieur, la curiosité m'a amené à la recherche telle que j'ai pu la découvrir à l'Université de Tours, depuis mon DEA Conception de Matériaux Multi-échelles en 2001 jusqu'aux trois années de contrats post-doctoraux, en passant à ma thèse portant sur les transducteurs haute fréquence pour l'imagerie médicale en 2004. Ma thèse a porté sur les transducteurs piézoélectriques ultrasonores haute résolution, leur conception, modélisation et fabrication, pour une application en imagerie médicale. Les outils existants et les exigences de l'avenir en terme de conception et production efficaces ont été des motivations pour les partenaires académiques et industriels du projet européen qui a été un socle pour ma thèse. Les réunions fréquentes et collaborations européennes m'ont conduit à travailler sur les compositions de matériaux piézoélectriques, leur caractérisation électromécanique, et à la réalisation de structures intégrées. L'étude des couches arrière et avant constituant des transducteurs piézoélectriques et la conception d'une lentille de focalisation pour la haute résolution m'ont permis d'en intégrer les critères utiles et de développer des modèles effectifs simplifiés de résonateurs multicouches. Les exigences croisées des domaines de recherche tant fondamentale qu'appliquée m'ont conduit à établir des liens entre des modélisations complexes et exhaustives (demandant des ressources importantes) et leur approche simplifiée (rapide et approchée) permettant un dimensionnement et une optimisation lors de la conception.

Après ma soutenance de thèse, j'ai œuvré à porter à leur terme des travaux de recherche initiés jusqu'alors. Les années d'ATER et de contrat post-doctoral m'ont permis de concrétiser certains thèmes de recherches dont les résultats sont arrivés à leur terme une fois le projet terminé. Ces années de thèse et d'étude post-doctorales m'ont permis de me former dans le domaine des ultrasons et de leurs applications biomédicales. La pluridisciplinarité de ce domaine a toujours été une motivation pour le développement de mes recherches.

La transition de mes recherches à visée applicative dans le domaine biomédical vers des nouveaux domaines d'application basés sur la caractérisation des matériaux et de structures multicouches s'est faite naturellement. Je me suis imprégné de la culture de l'équipe de mon laboratoire d'accueil en travaillant dans un premier temps sur la thématique de l'END/CND (évaluation et contrôle non-destructifs) de matériaux viscoélastiques, composites et structures multicouches. La problématique posée alors a consisté à s'intéresser à l'intégration de mesures ultrasonores lors de la fabrication d'un matériau composite par le procédé RTM (*resin transfer molding*). Dans le cadre de cette étude, je me suis intéressé aux axes de recherche amont (caractérisation du procédé) et aval (caractérisation des plaques composites) à travers les encadrements de thèse de Naïm Samet, El-Hadji Barra Ndiaye et Nacef Ghodhbani. Dans un deuxième temps, l'aspect structure multicouche périodique s'est vu formalisé comme thématique de recherche à part entière, sous l'intitulé "structure phononiques" ; j'y ai naturellement consacré aussi une part de mon temps de recherche, notamment à travers les encadrements des thèses de Aissam Khaled et Sid-Ali Mansoura. Ce manuscrit a donc pour objectif de faire une synthèse des travaux menés durant la dizaine d'années passées et si besoin est d'en montrer la cohérence et la transversalité.

Le premier chapitre porte sur le premier thème de mes recherches, intitulé "structures multicouches" au sens de leurs propriétés de réflexion, transmission et atténuation spectrales, et de leur lien avec les courbes de dispersion. Il est décomposé en trois parties : état de l'art, structures multicouches, contrôle actif de structures phononiques.

* La première partie vise à présenter un résumé succinct des nombreux modèles numériques portant sur les structures multicouches qui ont été développés dans les années 1970 à 1990. Ce thème de recherche, coordonné par Olivier Lenoir, a conduit à développer une problématique propre sous le prisme spectral consistant à établir le lien direct entre propriétés viscoélastiques et caractéristiques résonantes. Les approches numériques successives ont permis me mettre en avant la criticité de la convergence des modèles analytiques historiques et leur aboutissement dans le sens d'une stabilité numérique inconditionnelle en unidimensionnel via la méthode de décomposition en séries de Debye (*Debye series method*, DSM) développée par J.M. Conoir en 1987, et en oblique via la méthode des matrices de rigidité (*stiffness matrix method*, SMM) formalisée par S.I. Rokhlin en 2001. A cette condition seulement, on peut s'affranchir des limites en atténuation et en fréquence.

* La deuxième partie, concernant les multicouches périodiques, a visé à s'intéresser aux modes dits verticaux caractéristiques des périodes de milieux périodiques. Cette problématique, développée dans la cadre de la thèse de A. Khaled soutenue le 27/03/2013 a permis de proposer des critères de résolution de problèmes inverses, depuis les résonances basses fréquence jusqu'aux propriétés des périodes.

* La troisième partie, synthétise une part de la thèse de S.A. Mansoura, soutenue le 21/09/2015, et traite des ouvertures et perspectives offertes par les matériaux actifs (*tunable*). En particulier, dans le cadre du thème "cristaux phononiques" coordonné par Bruno Morvan, nous nous sommes intéressés aux possibilités de modification des propriétés de résonance de structures périodiques au moyen de charges électriques. Sur la base de modèles unidimensionnels existants couplés aux équations de la piézoélectricité, une modélisation spécifique a été développée. Les résultats de modélisation concordent parfaitement avec les observations expérimentales de l'impédance électromécanique mesurée. Enfin, les propriétés effectives d'une telle structure ont été déduites, validant concrètement l'intérêt de cette approche.

Le deuxième chapitre s'intéresse aux propriétés ultrasonores viscoélastiques et à leur dispersion, formalisés dans les milieux fluides et solides homogènes.

* La première partie vise à présenter la propagation ultrasonore en termes de dispersion tel que décrit par les relations de Kramers-Kronig telle que les ont développées en acoustique l'équipe de K.R. Waters dans les années 2000. Concrètement, un lien formel est établi entre dispersion de l'atténuation et dispersion de la vitesse dans un milieu fluide. Un protocole expérimental est développé dans la perspective d'un suivi temps-réel des propriétés d'un matériau viscoélastique en cours d'élaboration.

* La deuxième partie formalise la relation entre les propriétés dissipatives que sont l'atténuation et la viscosité. Dans le cadre de la thèse de N. Samet, soutenue le 06/07/2012, le cas d'une famille de fluides visqueux non-newtoniens est étudié et caractérisé sur une large bande spectrale, établissant le lien formel entre atténuation et viscosité.

* La troisième partie consiste à détailler le dispositif permettant d'effectuer un suivi de propriétés en temps-réel. Le dispositif de suivi ultrasonore de polymérisation est développé sur la base des caractérisations viscoélastiques préliminaires présentées précédemment. Les résultats obtenus avec la thèse de N. Ghodhbanî soutenue le 16/05/2016 ont conduit à une identification de la transition vitreuse et des grandeurs caractéristiques liées à la polymérisation d'une résine dans une enceinte régulée en température. Les propriétés ultrasonores longitudinales évaluées permettent de déduire les propriétés élastiques associées selon l'épaisseur. L'évolution de ces grandeurs est reliée à la cinétique de réaction chimique, tel que formalisé par le modèle autocatalytique de M.R. Kamal et S. Sourour en 1976. Enfin, un modèle approché basé sur la fonction de Weibull est identifié avec un très bon ajustement à cette formulation différentielle de la cinétique réaction autocatalytique.

Le troisième chapitre porte sur la caractérisation de matériaux composites par transducteur multiéléments, depuis la formation du faisceau jusqu'à la détection de défauts.

* *Approche académique* : Dans une première partie (thèse de N. Samet), une configuration est établie afin d'utiliser au mieux les ressources à disposition, dans le sens d'une résolution optimale. Ainsi, la focalisation ajustable électroniquement permet d'optimiser la résolution et d'obtenir une information locale. Le diagramme de rayonnement de la sonde configurée est déterminé via la décomposition en ondes planes. Cette méthode intègre les lois de retard associées à la profondeur de focalisation recherchée et repose sur un découpage des éléments sources. La modélisation du diagramme de directivité est ainsi rendu possible pour toute géométrie et présente un compromis précision et rapidité de calcul dès lors que le champ rayonné doit être obtenu intégralement. Par la suite, des formulations approchées ont été développées et formalisées.

* *Recherche appliquée* : Dans une deuxième partie (thèse de N. Samet), la question de la détectabilité de bulles dans des fibres imprégnées d'un milieu visqueux est explorée. Un dispositif spécifique a été développé afin de valider la méthodes et les possibilités de mesures offertes par le système multiéléments à disposition. Une cartographie des propriétés d'échogénicité est dressée, permettant de discerner les fibres du milieux fluide dans lequel elles sont immergées. Enfin, la faisabilité de la détection a été démontrée et mise en œuvre dans le cas de bulles en mouvement dans un milieu fibreux en immersion dans un fluide visqueux. Cette application ouvre la perspective du développement d'une instrumentation ultrasonore en temps-réel de moules dédiés à la fabrication de matériaux composites.

* *Application industrielle* : Dans une troisième partie (thèse de E.B. Ndiaye), les transducteurs multiéléments sont mis en œuvre pour de la caractérisation de matériaux composites sandwich. Le coefficient de réflexion est déduit via la méthode spectrale décrite au chapitre précédent et permet de remonter aux propriétés des couches constituantes et d'identifier les zones de décollement du nid d'abeille. La démonstration de la résolution du problème inverse est alors faite via la décomposition en séries de Debye, permettant d'identifier les propriétés des couches constituantes par ajustements successifs.

Chapitre I : Structures multicouches

I Introduction

Dans la littérature, de nombreux travaux traitent de structures élastiques multicouches [1, 2, 3, 4, 5]. Dans ce chapitre, on s'intéresse aux structures périodiques unidimensionnelles, appelées aussi cristaux phononiques (CP 1D). Ces structures sont étudiées pour leurs propriétés de structures de bandes et leurs applications de filtrage [6] ou d'isolation vibratoire [7].

Il existe de nombreuses méthodes théoriques pour obtenir les bandes d'arrêt et de transmission dans les cristaux phononiques. Parmi ces méthodes, on peut citer la matrice de transfert (*transfer matrix method*, TMM) [8, 9, 10, 11, 12, 13], les différences finies (*finite difference time domain*, FDTD) [14, 15], et la méthode de décomposition en ondes planes (*plane wave expansion*, PWE) [16, 17]. Les approches théoriques développées sont basées sur des méthodes matricielles. La première présentée, celle de matrice de transmission (TMM) trouve son aboutissement en incidence quasi-normale avec celle de décomposition en séries de Debye (*Debye series method*, DSM). Ensuite, pour l'incidence oblique, la méthode de matrice de rigidité (*stiffness matrix method*, SMM) [18, 19, 20, 21] permet d'assurer une stabilité numérique inconditionnelle contrairement à certaines configuration avec la TMM. Ces méthodes permettent d'étudier les bandes d'arrêt via les coefficients de réflexion (R) et de transmission (T). De plus, les effets de la viscoélasticité sont pris en compte dans la période élémentaire de la structure étudiée [22]. Les approches via ces différents modèles permettent d'illustrer de façon complémentaire les résultats théoriques et expérimentaux.

Dans une première partie, on s'intéresse à une structure bicouche composé d'une part d'une plaque élastique et d'autre part d'une plaque viscoélastique [23]. Un défaut de symétrie conduit à des différences entre les coefficients R calculés selon le côté incidence [24, 25]. À notre connaissance, les résultats expérimentaux et théoriques, traitant de ces différences, n'avaient alors pas d'antériorité. Cependant, des études des bandes d'arrêt et bandes passantes de telles périodes asymétriques ont été réalisées dans le plan (ω, k) [4]. En outre, nous développons une nouvelle approche basée sur la méthode de la série Debye (DSM) [26, 27, 28] qui permet de mettre en évidence le nombre fini de motifs viscoélastiques nécessaires pour garantir la convergence et la stabilité des caractéristiques des coefficients de réflexion R en termes de fréquence et d'amplitude. Ces aspects théoriques sont validés via la comparaison des coefficients de réflexion obtenus pour une structure multicouche plane élaborée à partir d'une structure périodique comprenant N périodes ($1 < N < 5$) d'un motif élémentaire bicouche viscoélastique. Ainsi, les spectres de réflexion normés relevés expérimentalement sont comparés pour des angles d'incidence variant entre 0° et 30° . La période

est constituée de deux plaques collées, l'une en aluminium, l'autre en polyéthylène, de même épaisseur, présentant un fort contraste d'impédance acoustique. Dans le modèle choisi, les caractéristiques géométriques et physiques des plaques sont prises en compte pour déterminer les spectres de réflexion de la structure périodique étudiée, les plaques étant supposées en contact parfait, l'épaisseur de la couche de colle étant estimée négligeable en regard de la longueur d'onde. De plus, seules les atténuations des ondes longitudinales et transversales dans le polyéthylène sont prises en compte. Des études numériques basées sur des développements de la TMM [29, 30, 31, 32, 33] montrent que les modules des coefficients de réflexion diffèrent suivant le côté d'insonation de la bicouche, soit côté élastique, soit côté viscoélastique.

Dans une deuxième partie, l'approche des structures multicouches est étendue à des structures incluant des matériaux actifs. Les propriétés spectrales de réflexion et de transmission dépendent très sensiblement de celles des matériaux constituants. Ainsi le contrôle actif des propriétés de l'un des matériaux constituant une structure multicouche permet d'en modifier les propriétés spectrales. Parmi les matériaux actifs, que sont les thermoactifs, magnétostrictifs, électrostrictifs, piézoélectriques, ceux pilotés par une grandeur électrique s'avèrent être les plus commodes d'utilisation. Le choix s'est donc porté vers les matériaux piézoélectriques. Les bases théoriques du modèle sont décrites. Des résultats illustrant les effets observés sont présentés pour le cas de structures quasi-périodiques.

II Etat de l'art

II.1 Modèle analytiques

Les méthodes de calcul de propagation dans des structures multicouches ont fait l'objet de nombreuses études dans différents domaines de la physique ondulatoire, dont l'électromagnétisme [34]. Les équations de propagation d'onde et le formalisme associé ont été transposés au domaine de l'acoustique [35]. Le développement d'outils de calcul numérique a conduit au modèle dit de Thomson-Haskell [36, 37], revu et corrigé par Folds et Loggins [1]. Ce formalisme est souvent appelé matrice de transfert (*transfer matrix method*, TMM) [38]. La méthode de la matrice globale (*global matrix method*, GMM) présentée par Knopoff [39] permet une formulation méthodique du problème, sans pour autant systématiquement lever les problèmes de convergence numérique [40]. De nombreux travaux se réfèrent à ces méthodes qui font référence malgré ses limites en terme de stabilité numérique [40, 41]. Il faudra attendre les années 2000 pour que des formulations inconditionnellement stables s'imposent, telles que la matrice de rigidité (*stiffness matrix method*, SMM) développée par Rokhlin et Wang [20, 21, 42]. De nombreuses variantes seront développées

par la suite, dont la matrice hybride (*hybrid compliance/stiffness matrix method*, HMM) développée par Tan [12, 43, 44] et sa version sous forme de matrice d'impédance développée par Hosten et Castaings (*surface impedance matrix*, SIM) [19]. Des approches unidimensionnelles ont conduit à des écritures matricielles de type quadripôle, empruntées à l'électromagnétisme [29, 30, 31, 32], et ont permis de développer des formalismes pour des couches dites fluides, i.e. onde longitudinales (L) uniquement. Ainsi, des formulations réduites (2×2) de matrice de transfert (*transfer matrix method*, TMM) [33], et les déclinaisons associées que sont la matrice hybride (*hybrid matrix method*, HMM), la matrice d'admittance (*admittance matrix method*, ASM) [45] ou la matrice d'impédance (*impedance matrix method*, IMM).

II.2 Méthode des matrices de transfert (*transfer matrix method*, TMM)

De manière générale, une onde monochromatique de pulsation ω se propageant suivant l'axe Oz. peut être décrite par le potentiel associé :

$$\psi(x, y, z, t) = (Ae^{jk_z z} + Be^{-jk_z z})e^{j(k_x x + k_y y - \omega t)} \quad (\text{I.1})$$

Si l'on se restreint à une approche unidimensionnelle dans la couche n , les composantes normales des vitesse $v_z^{(n)}$ et contrainte $\sigma_z^{(n)}$ sont fonctions des amplitudes A_n et B_n :

$$\begin{cases} v_z^{(n)}(z) = A_n e^{+jk_n z} + B_n e^{-jk_n z} \\ \sigma_z^{(n)}(z) = Z_n (A_n e^{+jk_n z} - B_n e^{-jk_n z}) \end{cases} \quad (\text{I.2})$$

où k_n est le nombre d'onde selon la position z , avec $0 \leq z \leq d_n$, dans la couche n .

Les relations de continuité imposent $v_z^{(n)}(h_n) = v_z^{(n+1)}(0)$ et $\sigma_z^{(n)}(h_n) = \sigma_z^{(n+1)}(0)$. Afin de déterminer les inconnues A_n et B_n , on écrit la continuité de la vitesse normale $v_z^{(n)}$ et de la contrainte normale $\sigma_z^{(n)}$ aux interfaces. Pour cela, on définit $V^{(n)}(z) = (v_z^{(n)}(z), \sigma_z^{(n)}(z))^t$ un vecteur d'état constitué de ces deux composantes normales. Par la suite, on notera $V^{(n)} = V^{(n)}(0)$ le vecteur d'état propre à la couche n , à la l'interface des couches $n - 1$ et n .

II.2.1 Formalisme matriciel

Le calcul de la matrice de transfert globale est effectué en reliant le vecteur d'état V aux différentes interfaces entre couches ou périodes consécutives. Les fonctions de transfert reliant les vecteurs d'état d'une couche à ses deux interfaces (Figure I.1) peuvent s'écrire contractées sous forme matricielle [46]. Ainsi, les vecteurs d'état aux interfaces d'entrée ($V^{(n)}(0) = V^{(n)}$) et de sortie ($V^{(n)}(h_n) = V^{(n+1)}(0) = V^{(n+1)}$) sont liés par :

$$V^{(n+1)} = M_n \cdot V^{(n)} \quad (\text{I.3})$$

La matrice M_n est la matrice de transfert de la couche n que l'on cherche à déterminer.

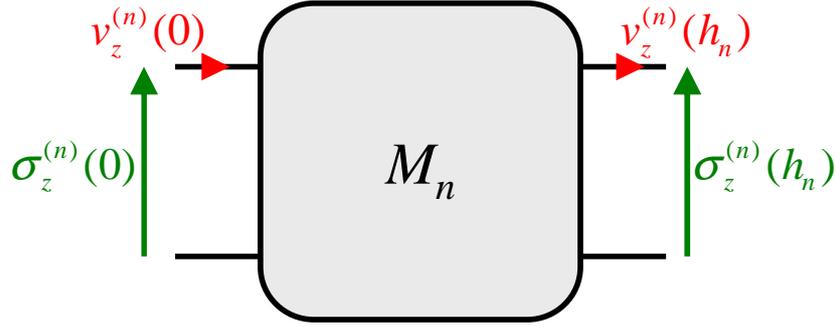


Figure I.1 : Matrice de transfert de la couche n liant les grandeurs d'entrée $V^{(n)}(0) = (v_z^{(n)}(0), \sigma_z^{(n)}(0))$ à celles de sortie $V^{(n)}(h_n) = (v_z^{(n)}(h_n), \sigma_z^{(n)}(h_n))$.

Déterminons les expressions des amplitudes A_n et B_n . On explicite les vecteurs d'état aux interfaces :

$$V^{(n)}(0) = \begin{pmatrix} A_n + B_n \\ Z_n(A_n - B_n) \end{pmatrix} \Leftrightarrow \begin{cases} 2Z_n A_n = Z_n v_z^{(n)}(0) + \sigma_z^{(n)}(0) \\ 2Z_n B_n = Z_n v_z^{(n)}(0) - \sigma_z^{(n)}(0) \end{cases} \quad (\text{I.4})$$

On obtient les expressions de A_n et B_n sous la forme suivante :

$$\begin{cases} A_n = \frac{Z_n v_z^{(n)}(0) + \sigma_z^{(n)}(0)}{2Z_n} \\ B_n = \frac{Z_n v_z^{(n)}(0) - \sigma_z^{(n)}(0)}{2Z_n} \end{cases} \quad (\text{I.5})$$

De même, à l'interface 2, on a :

$$\begin{cases} v_z^{(n+1)}(0) = v_z^{(n)}(h_n) = A_n e^{+j\varphi_n} + B_n e^{-j\varphi_n} \\ \sigma_z^{(n+1)}(0) = \sigma_z^{(n)}(h_n) = Z_n (A_n e^{+j\varphi_n} - B_n e^{-j\varphi_n}) \end{cases} \quad (\text{I.6})$$

où $\varphi_n = k_n h_n$ et $Z_n = \rho_n c_{Ln}$.

En injectant A_n et B_n (équation (I.5)) dans l'équation (I.6), on obtient la matrice de transfert M_n pour la couche n :

$$M_n = \begin{pmatrix} \cos \varphi_n & (j/Z_n) \sin \varphi_n \\ jZ_n \sin \varphi_n & \cos \varphi_n \end{pmatrix} \quad (\text{I.7})$$

Dans le cas d'une structure multicouche, la matrice de transfert est de la forme :

$$M_N = \prod_{n=1}^N M_n = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_N & j b_N \\ j c_N & d_N \end{pmatrix} \quad (\text{I.8})$$

Les termes $\{a_N, b_N, c_N, d_N\}$ vérifient la relation $a_N d_N + c_N b_N = 1$, car $\det(M_N) = 1$.

II.2.2 Coefficients de réflexion R et de transmission T

Dans ce paragraphe, nous présentons le formalisme de calcul de la matrice de transfert globale. L'objectif de la méthode est de relier le vecteur d'état V aux différentes interfaces entre couches ou périodes consécutives. Dans le cas de couches fluides, les variables d'état se réduisent à $V^{(n)} = (v_z^{(n)}, \sigma_z^{(n)})^t = (v^{(n)}, p^{(n)})^t$. Ainsi, sur la base de la matrice de transfert obtenue pour une structure multicouche donnée, les expressions des coefficient de réflexion et de transmission sont déterminés en résolvant le système suivant :

$$V^{(N)} = \begin{pmatrix} v^{(N)} \\ p^{(N)} \end{pmatrix} = M_N \cdot \begin{pmatrix} v^{(0)} \\ p^{(0)} \end{pmatrix} \quad (\text{I.9})$$

On note $R_{\{d,i\}}$ les coefficients de réflexion et $T_{\{d,i\}}$ de transmission, dans les sens direct (indice d) et inverse (indice i), respectivement, et les impédance acoustiques d'incidence Z_{in} et de sortie Z_{out} ,

$$\text{soit} \quad \begin{pmatrix} \frac{1-R_d}{Z_{in}} \\ 1+R_d \end{pmatrix} = T_d \cdot e^{-jkd} \cdot M_N \cdot \begin{pmatrix} \frac{1}{Z_{out}} \\ 1 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad T_i \cdot e^{-jkd} \cdot \begin{pmatrix} \frac{-1}{Z_{in}} \\ 1 \end{pmatrix} = M_N \cdot \begin{pmatrix} \frac{R_i-1}{Z_{out}} \\ 1+R_i \end{pmatrix}.$$

Après résolution, on obtient :

$$\begin{cases} R_d = \frac{m_{22} + m_{21} / Z_{out} - (m_{12} + m_{11} / Z_{out}) Z_{in}}{m_{22} + m_{21} / Z_{out} + (m_{12} + m_{11} / Z_{out}) Z_{in}} \\ T_d = \frac{2}{m_{22} + m_{21} / Z_{out} + (m_{12} + m_{11} / Z_{out}) Z_{in}} \end{cases} \quad (\text{I.10})$$

$$\text{et} \quad \begin{cases} R_i = \frac{-m_{22} + m_{21} / Z_{out} - (m_{12} - m_{11} / Z_{out}) Z_{in}}{m_{22} + m_{21} / Z_{out} + (m_{12} + m_{11} / Z_{out}) Z_{in}} \\ T_i = \frac{2(m_{11}m_{22} - m_{12}m_{21})}{m_{22} + m_{21} / Z_{out} + (m_{12} + m_{11} / Z_{out}) Z_{in}} \end{cases} \quad (\text{I.11})$$

Par définition, le déterminant de la matrice M_N est unitaire, soit :

$$\det(M_N) = m_{11}m_{22} - m_{12}m_{21} = 1 \quad (\text{I.12})$$

Cette propriété indéfectible entraine l'égalité des expressions des coefficients de transmission $T_{\{d,i\}}$ quel que soit le sens d'insonation, direct (indice d) ou inverse (indice i). Ainsi, on note $T = T_d = T_i$.

Par conséquent, dans le cas de couches sans atténuation, on vérifie la conservation de l'énergie, :

$$|R|^2 + |T|^2 = 1 \quad (\text{I.13})$$

Par contre, dans le cas de couches avec atténuation, la conservation de l'énergie fait apparaître un terme d'atténuation [47, 48] :

$$|R_{\{d,i\}}|^2 + |T|^2 + |A_{\{d,i\}}|^2 = 1 \quad (\text{I.14})$$

Les expressions littérales des coefficients de réflexion dans les sens direct $R_d = N_d/D$ (équation (I.10)) et inverse $R_i = N_i/D$ (équation (I.11)) font alors apparaître des numérateurs qui perdent leur

propriété de symétrie, i.e. ne sont plus complexes conjugués : $N_r \neq N_d^*$. Dans ce cas, l'expression littérale de l'atténuation fait elle aussi apparaître cette dissymétrie, et $|A_i| \neq |A_d|$.

Cette formulation présente l'avantage de pouvoir s'étendre et présenter une bonne estimation des coefficients pour de faibles angles d'incidence, et ce en écrivant simplement où $\varphi_n = k_n h_n \cos(\theta)$ et $Z_n = \rho_n c_{Ln} / \cos(\theta)$, où θ est l'angle d'incidence. Si elle est simple à mettre en œuvre, elle montre rapidement ses limites, et ce même en incidence normale, du fait du mauvais conditionnement de la matrice de transfert (équation (I.7)). En particulier, du fait de l'importance du nombre de couches, d'une atténuation élevée ou de la haute fréquence, ce mauvais conditionnement est d'autant plus accentué.

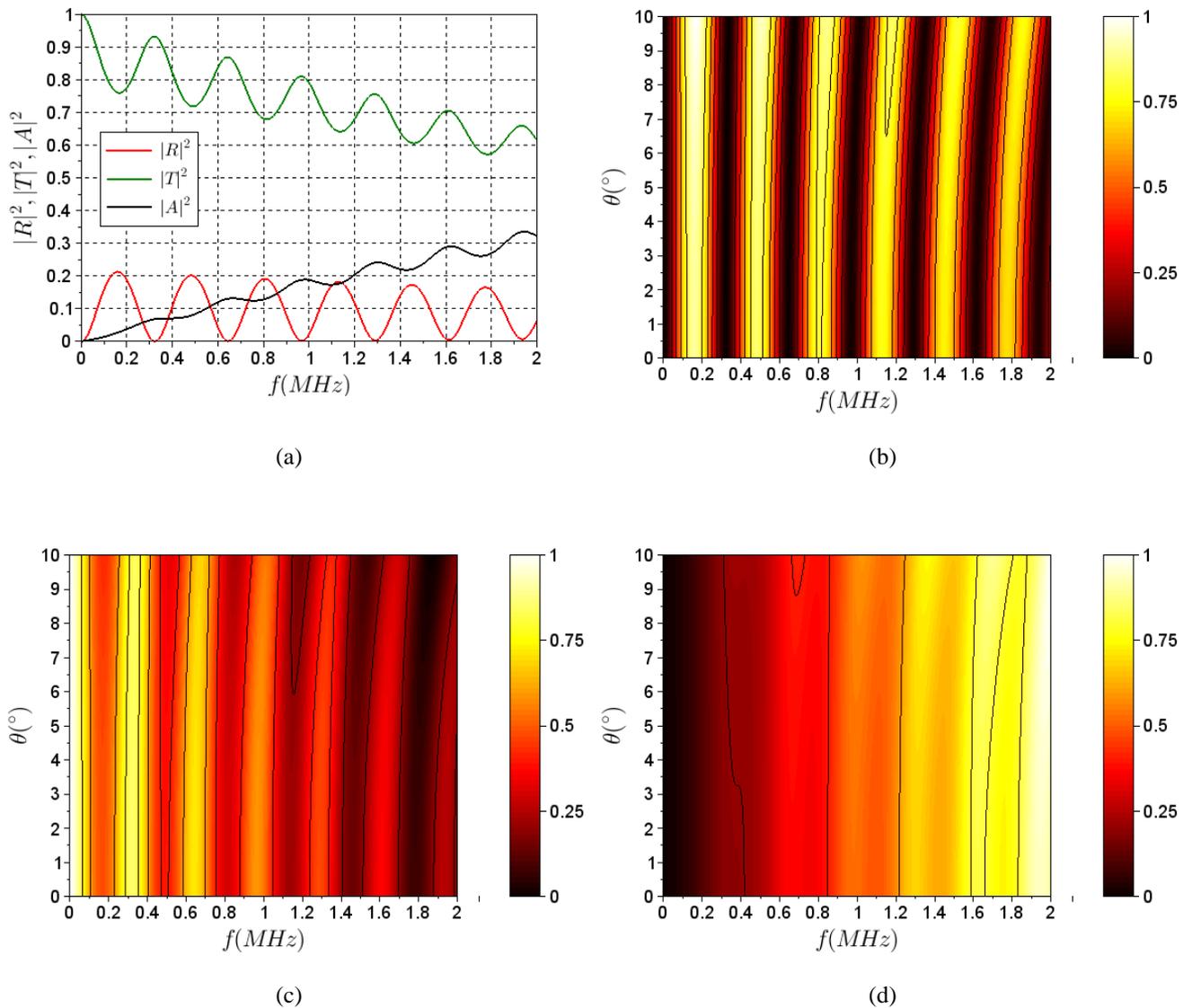


Figure I.2 : Plaque composite viscoélastique : (a) Coefficients $\{R, T, A\}$ en incidence normale et approximation en faibles angles d'incidence, pour $\theta = 0$ à 10° : (b) réflexion $|R|^2$; (c) transmission $|T|^2$; (d) atténuation $|A|^2$.

II.3 Méthode des séries de Debye (*Debye series method, DSM*)

Afin de répondre à cette problématique de stabilité numérique, les travaux développés par J.M. Conoir [26] ont abouti à une écriture inconditionnellement stable. Après une reformulation matricielle, la méthode de décomposition en séries de Debye (*Debye series method, DSM*) a conduit aux expressions simplifiées des coefficients de réflexion R et de transmission T dans le cas d'une incidence normale. La modélisation d'une structure multicouches est ici basée sur une hypothèse unidimensionnelle. Elle prend en compte les réflexions multiples entre les interfaces. Ainsi, l'approche récursive développée assure des résultats corrects pour tout type de configuration. On définit en premier lieu les coefficients de réflexion $\{R_{n,n+1}, R_{n+1,n}\}$ et de transmission $\{T_{n,n+1}, T_{n+1,n}\}$ de Fresnel aux interfaces entre les couches n et $n+1$:

$$R_{n,n+1} = \frac{Z_{n+1} - Z_n}{Z_{n+1} + Z_n} e^{2j\varphi_n} \quad \text{et} \quad T_{n,n+1} = \frac{2Z_{n+1}}{Z_{n+1} + Z_n} e^{-j(\varphi_{n+1} - \varphi_n)} \quad (\text{I.15})$$

Réciproquement, à l'interface entre les couches $n+1$ et n :

$$R_{n+1,n} = \frac{Z_n - Z_{n+1}}{Z_n + Z_{n+1}} e^{-2j\varphi_{n+1}} \quad \text{et} \quad T_{n+1,n} = \frac{2Z_n}{Z_{n+1} + Z_n} e^{-j(\varphi_{n+1} - \varphi_n)} \quad (\text{I.16})$$

où $Z_n = \rho_n c_n$ est l'impédance acoustique de la couche n ,

$\varphi_n = k_n z_n = \omega z_n / c_n$ et $\varphi_{n+1} = k_{n+1} z_n = \omega z_n / c_{n+1}$ sont les phases elles-mêmes fonction de la position d'interface z_n , du nombre d'onde k_n avec la pulsation ω et le vitesse longitudinale c_n .

Ainsi, le coefficient de réflexion R d'une structure constituée de N couches fait intervenir les réflexions multiples via $\rho_{n,n+1}$, calculé récursivement, depuis la couche $n = N$ jusqu'à 1 :

$$R = R_{12} + \frac{T_{12} \rho_{23} T_{21}}{1 - R_{21} \rho_{23}} \quad (\text{I.17})$$

$$\text{avec} \quad \rho_{n,n+1} = R_{n,n+1} + \frac{T_{n,n+1} \rho_{n+1,n+2} T_{n+1,n}}{1 - R_{n+1,n} \rho_{n+1,n+2}} \quad \text{pour } 2 \leq n \leq N \quad (\text{I.18})$$

$$\text{et} \quad \rho_{N+1,N+2} = R_{N+1,N+2}$$

Le coefficient de transmission T d'une structure constituée de N couches s'écrit :

$$T = T_{12} \prod_{n=2}^{n=N} \frac{T_{n,n+1}}{1 - R_{n,n+1} \rho_{n,n-1}} \quad (\text{I.19})$$

$$\text{avec} \quad \rho_{n+1,n} = R_{n+1,n} + \frac{T_{n+1,n} \rho_{n,n-1} T_{n,n+1}}{1 - R_{n,n+1} \rho_{n,n-1}} \quad \text{pour } 2 \leq n \leq N \quad (\text{I.20})$$

$$\text{et} \quad \rho_{21} = R_{21}$$

Ici encore, cette formulation présente l'avantage de pouvoir s'étendre pour de faibles angles d'incidence, via l'extension à la vitesse effective $c_{Ln}/\cos(\theta_n)$, où θ_n est l'angle d'incidence dans la couche d'indice n .

II.3.1 Plaque simple en immersion

Ainsi, dans le cas d'une plaque simple en immersion dans l'eau [26], ce formalisme conduit à :

$$\left\{ \begin{array}{l} R = \frac{\frac{1}{2} \left(\frac{Z_F}{Z} - \frac{Z}{Z_F} \right) \sinh(kd)}{\cosh(kd) + \frac{1}{2} \left(\frac{Z_F}{Z} + \frac{Z}{Z_F} \right) \sinh(kd)} \\ T = \frac{e^{jk_F d}}{\cosh(kd) + \frac{1}{2} \left(\frac{Z_F}{Z} + \frac{Z}{Z_F} \right) \sinh(kd)} \end{array} \right. \quad (I.21)$$

De nombreuses études ont été menées et ont permis de résoudre des problèmes inverses [49, 50, 51, 52, 53, 54]. Ce formalisme présente aussi l'avantage de s'étendre pour de faibles angles d'incidence, via l'extension à la vitesse effective $c_L/\cos(\theta)$, où θ est l'angle d'incidence dans la plaque. On peut alors retrouver le même résultat que celui présenté en Figure I.2.

II.3.2 Structure périodique

Afin d'illustrer les résultats obtenus avec cette procédure, le cas d'une structure multicouche périodique en immersion dans l'eau a été testé. Les jeux de matériaux ont été choisis de manière à offrir différents contrastes acoustiques. Par ailleurs, les épaisseurs des couches ont été normalisées par rapport à la longueur d'onde, de manière à obtenir un résultat ne dépendant que du contraste acoustique, c'est-à-dire du rapport des impédances acoustiques.

Les constantes caractérisant un matériau isotrope en incidence normale (couche fluide), se réduisent à la masse volumique ρ , la vitesse longitudinale c_L et l'impédance acoustique résultante Z et sont résumées dans le Tableau I.1 suivant :

Matériau	ρ (kg/m ³)	c_L (m/s)	Z (MRa)
Eau	1000	1480	1,5
Polyéthylène	940	2370	2,2
Polyéthylène poreux	750	1960	1,5
Composite	1530	3100	4,7
Aluminium	2800	6380	18
Cuivre	8900	4830	43

Tableau I.1 : Propriétés acoustiques de matériaux utilisés pour simuler des structure multicouches fluides périodiques.

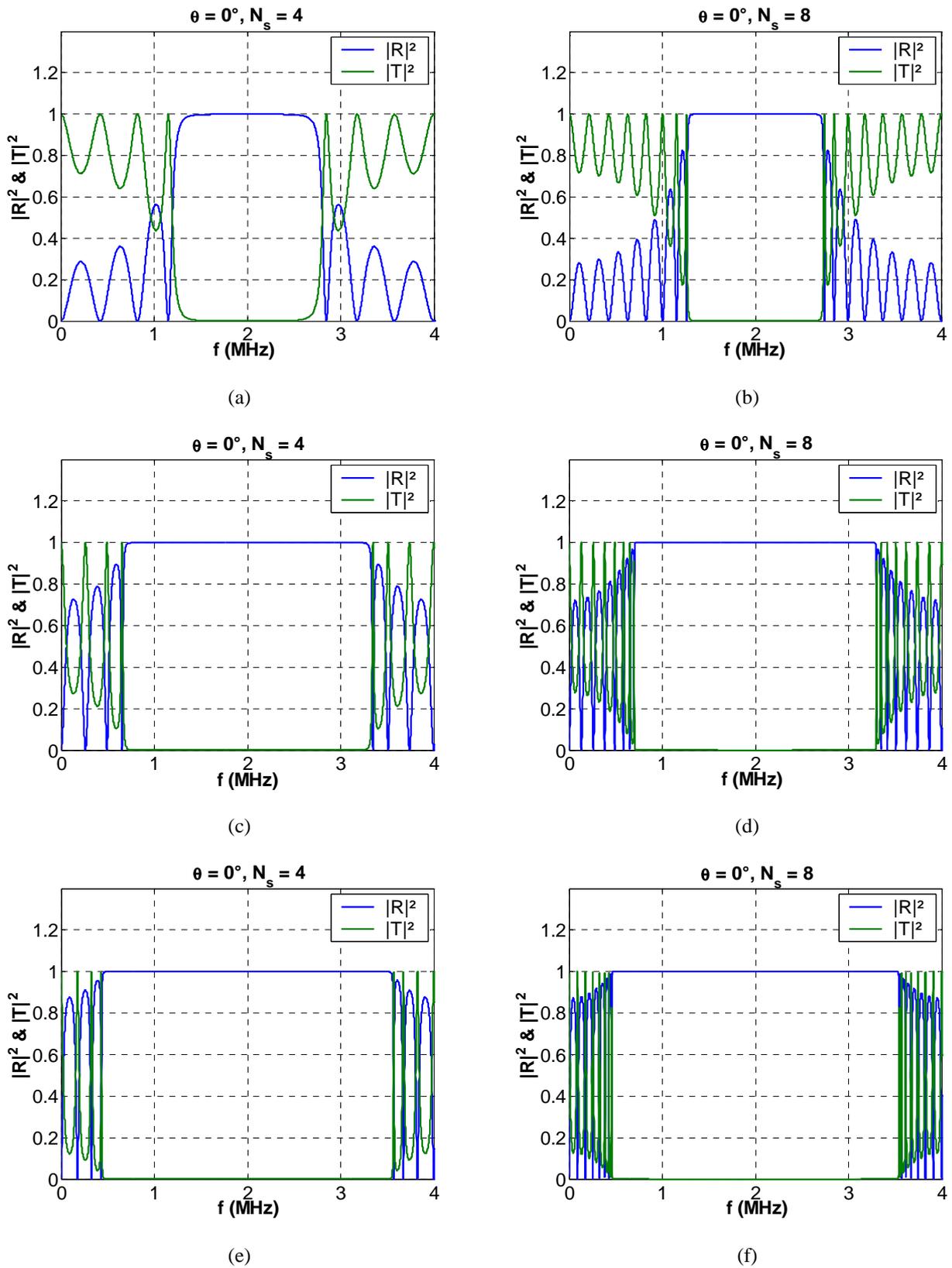


Figure I.3 : Influence du contraste acoustique et du nombre de périodes sur les spectres de réflexion $|R|^2$ et de transmission $|T|^2$: (a), (b) Composite/Eau avec $Z_1/Z_2 = 3,2$; (c), (d) Aluminium/Eau avec $Z_1/Z_2 = 12$; (e), (f) Cuivre/Eau avec $Z_1/Z_2 = 29$.

En échelle dB, on peut déduire de ces différentes figures (Figure I.3) que le minimum du coefficient de transmission est lié au contraste acoustique, mais aussi au nombre de périodes N_s du motif périodique (Figure I.4 (a)). De même, la largeur de la bande interdite est liée au contraste acoustique Z_1/Z_2 tandis que le nombre d'extrema locaux (maxima sur la transmission, minima sur la réflexion) précédant la bande interdite est lié au nombre de périodes $N_s - 1$. Ainsi, la bande interdite relative $BW_{6,r}$ (Figure I.4 (b)) peut être exprimée en fonction du contraste acoustique Z_1/Z_2 :

$$BW_{6,r} = 2 \left(1 - \left(\frac{Z_2}{Z_1} \right)^{0,4} \right) \quad (I.22)$$

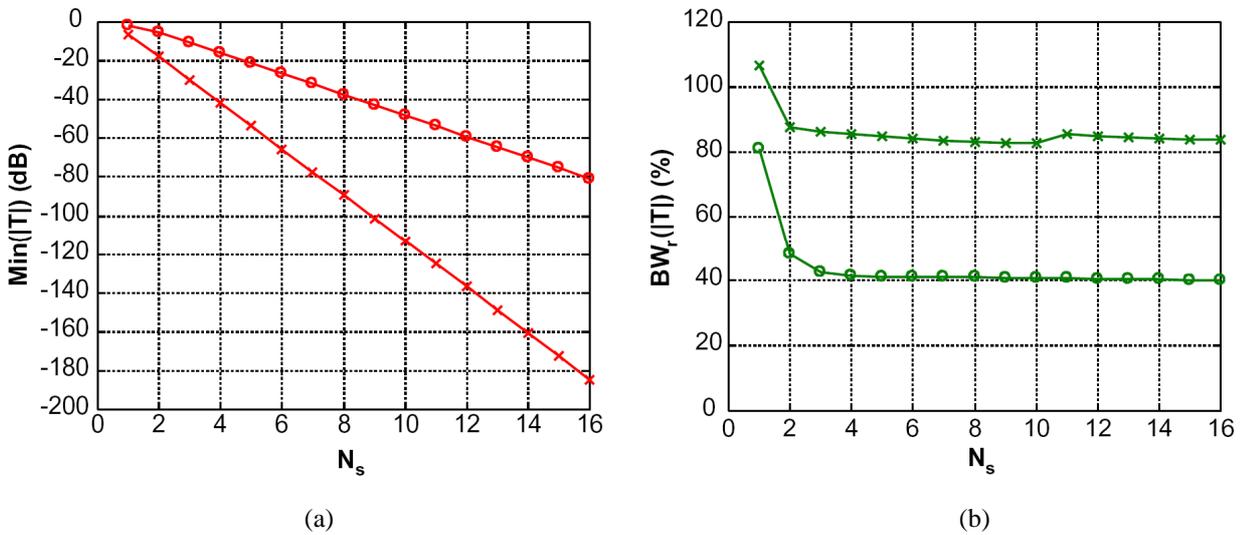


Figure I.4 : Influence du contraste acoustique et du nombre de périodes : (a) Minimum de transmission $\text{min}(|T|)$ et (b) bande passante relative en fonction du nombre de périodes $N_s = 1$ à 16, pour $Z_1/Z_2 = 1,9$ (cercles) et $Z_1/Z_2 = 3,9$ (croix).

II.3.3 Structure périodique viscoélastique

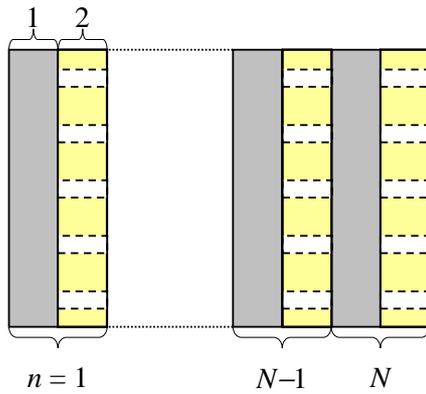
Le cas de la réflexion par une structure périodique viscoélastique est illustré (Figure I.5) sur la base d'une configuration (Figure I.5 (a)) constituée d'aluminium (Al) et polyéthylène poreux (PEp). Les propriétés des couches constituantes ont été considérées (Tableau I.1) d'une part pour la plaque aluminium comme parfaitement élastique, et d'autre part pour la plaque en polyéthylène poreux avec des pertes à hauteur de $\delta_{c_{L,PE}} = 1\%$ sur la vitesse longitudinale $c_{L,PE}$, d'où une expression complexe résultante de la vitesse avec $c_{L,PE} = \Re\{c_{L,PE}\} \cdot (1 + j \cdot \delta_{c_{L,PE}})$. Sur la base des propriétés du polyéthylène (PE), le contraste acoustique peut être accru en incluant des porosités dans des proportions maîtrisées. Pour cela, des inclusions cylindriques d'air ont été considérées uniformément réparties, permettant de déduire les propriétés effectives des plaques de polyéthylène poreux (PEp) via l'approche isotrope transverse développée par Hashin et Shtrikman [47].

Ainsi, le modèle d'homogénéisation adopté [47] permet d'exprimer la vitesse longitudinale effective dans le polyéthylène poreux $c_{L,PEp}$ en fonction de la fraction volumique de porosités V_f (%) :

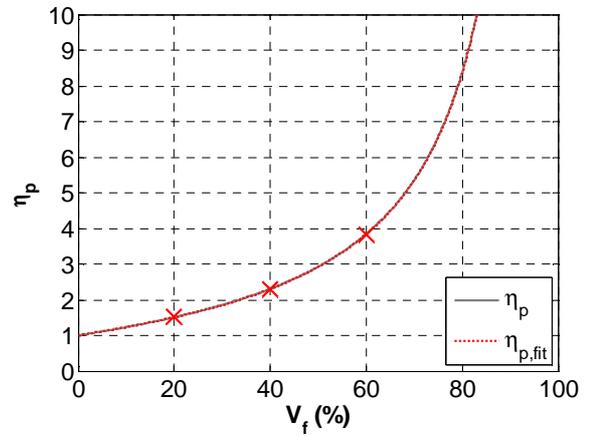
$$c_{L,PEp} \approx \frac{c_{L,PE}}{\sqrt{1 + \frac{9}{4}V_f}} \quad (I.23)$$

L'augmentation du contraste acoustique s'exprime alors via le rapport η_p (Figure I.5 (b)) suivant :

$$\eta_p(V_f) = \frac{Z_{PE}}{Z_{PEp}} \approx \frac{\sqrt{1 + \frac{9}{4}V_f}}{1 - V_f} \quad (I.24)$$



(a)



(b)

Figure I.5 : (a) Structure périodique viscoélastique (Al/PEp) \times N; (b) Influence de la fraction volumique de porosités V_f (%) sur le contraste acoustique de la structure Al/PEp relativement à la structure Al/PE.

Ainsi, pour une fraction volumique de porosités $V_f = 20\%$, le modèle d'homogénéisation [47] donne une masse volumique $\rho_{PEp} = 750 \text{ kg/m}^3$ et une vitesse longitudinale effective $c_{L,PEp} = 1960 \text{ m/s}$ (équation (I.23)). La structure périodique ainsi constituée est alors étudiée en immersion, avec des épaisseurs de plaques de 4 mm. L'assemblage de ces plaques est considéré parfait. De par la dissymétrie de la structure étudiée, les coefficients de réflexion, transmission et atténuation $\{R_{\{d,i\}}, T, A_{\{d,i\}}\}$ diffèrent selon le sens d'insonation, direct (Figure I.6 (a)) ou inverse (Figure I.6 (b)). En conséquence, la relation de conservation de l'énergie (équation (I.14)) impose une expression du coefficient d'atténuation variant selon le sens d'incidence :

$$|A_{\{d,i\}}|^2 = 1 - |T|^2 - |R_{\{d,i\}}|^2 \quad (\text{I.25})$$

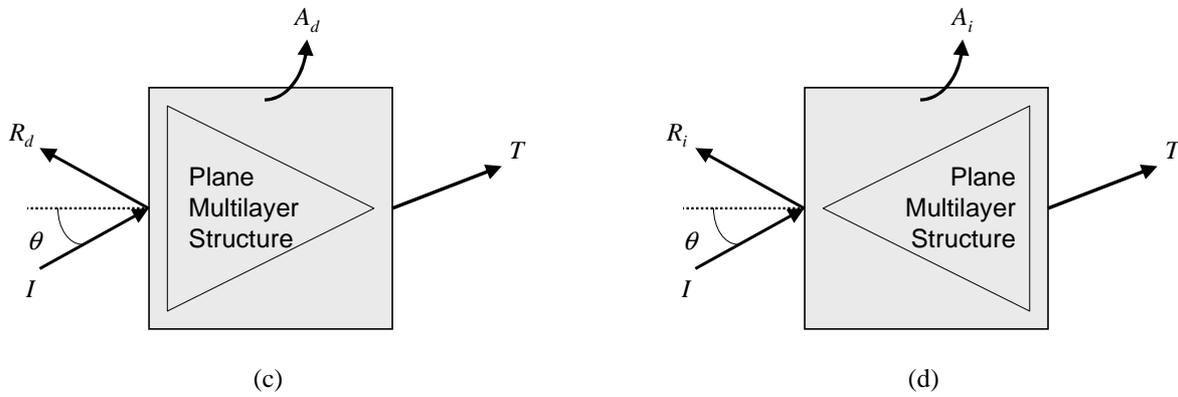


Figure I.6 : Coefficients de réflexion, transmission et atténuation dans le sens (a) Direct $\{R_d, T, A_d\}$; (b) Inverse $\{R_i, T, A_i\}$.

Du fait du contraste acoustique $Z_{Al}/Z_{PEp} \approx 8$ d'une part, et de la viscoélasticité dans l'une des couches constituant la période élémentaire d'autre part, on observe de fortes variations du coefficient de réflexion selon le sens d'insonation $|R_{\{d,i\}}|^2$ (Figure I.7 (a) et (b)). Les minima locaux correspondent aux résonances en épaisseur des couches constituantes, i.e. multiples de $f = c_L/(2.d)$. Cela est aussi observable sur le coefficient d'atténuation $|A_{\{d,i\}}|^2$ (Figure I.7 (c) et (d)). Le coefficient de transmission (Figure I.7 (e)) montre des maxima locaux aux fréquences de résonances des plaques d'aluminium, i.e. multiples de $f_{Al} = c_{L,Al}/(2.d_{Al}) \approx 800 \text{ kHz}$. Via cette illustration, on devine l'évolution asymptotique du coefficient de transmission qui va tendre à s'annuler, pour un grand nombre de périodes. Cela est observable indirectement via les coefficients d'atténuation asymptotiques $|A_{\{d,i\}}|^2$, illustrés pour $N = 128$ périodes (Figure I.7 (f)).

Dans le cas de la configuration asymptotiques $N \gg 1$, la conservation de l'énergie (équation (I.25)) se réduit au complément à 1 des coefficients d'atténuation asymptotiques $|A_{\{d,i\}}|^2$ avec ceux de réflexion $|R_{\{d,i\}}|^2$.

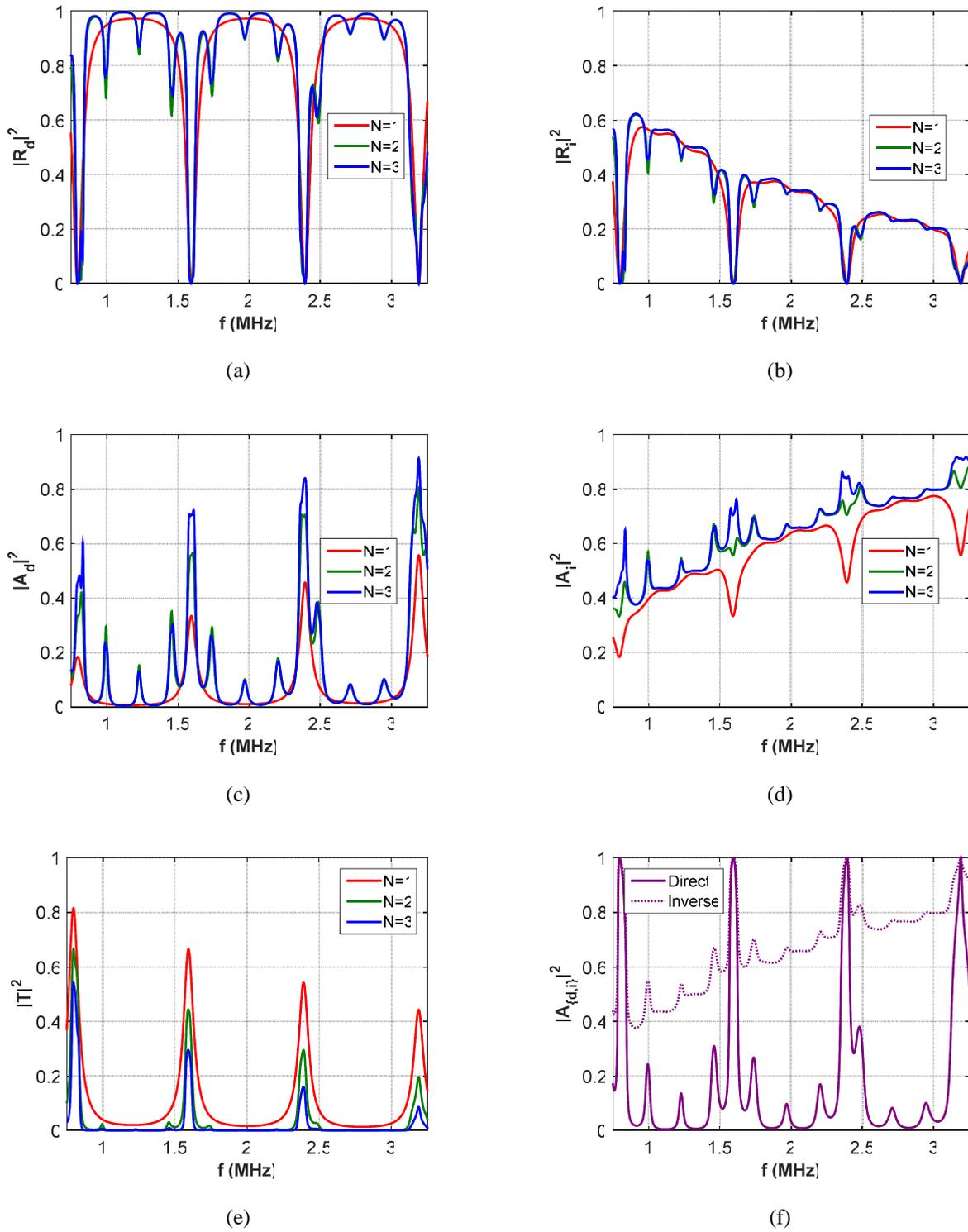


Figure I.7 : Structure périodique viscoélastique $(Al/PEp) \times N$, avec $N = \{1, 2, 3\}$: Coefficients de réflexion (a) directs $|R_d|^2$ et (b) inverses $|R_i|^2$; coefficients d'atténuation (c) directs $|A_d|^2$ et (d) inverses $|A_i|^2$; (e) coefficients de transmission $|T|^2$; (f) coefficients d'atténuation asymptotiques $|A_{(d,i)}|^2$, illustrés pour $N = 128$ périodes.

II.4 Méthode des matrices de rigidité (*stiffness matrix method, SMM*)

Il aura fallu de nombreux travaux de recherche et confrontation de résultats [18, 19, 55] pour que le formalisme dit des matrices de rigidité en vienne à s'imposer comme la solution au problème du calcul numérique sur des structures multicouches. Plus précisément, il faudra attendre les travaux de Rokhlin et Wang au début des années 2000 [20, 21] pour que la méthode des matrices de rigidité (SMM) s'impose comme celle inconditionnellement stable en incidence oblique (Annexe 1). Pour cela, l'approche développée consiste à exprimer la matrice de rigidité $[S^n]$ reliant les déplacements $[u^n]$ aux contraintes $[\sigma^n]$ aux deux interfaces d'une couche d'indice n donné :

$$\begin{bmatrix} u^{n-1} \\ u^n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11}^n & S_{12}^n \\ S_{21}^n & S_{22}^n \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sigma^{n-1} \\ \sigma^n \end{bmatrix}, \quad (\text{I.26})$$

Ainsi, par substitution des contraintes et déplacements à l'interface d'indice $n-1$, on obtient :

$$\begin{bmatrix} u^{n-2} \\ u^n \end{bmatrix} = S^N \begin{bmatrix} \sigma^{n-2} \\ \sigma^n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11}^N & S_{12}^N \\ S_{21}^N & S_{22}^N \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sigma^{n-2} \\ \sigma^n \end{bmatrix} \quad (\text{I.27})$$

où N est l'exposant correspondant à la matrice de rigidité assemblée des couches d'indice n et $n-2$.

Les sous-matrices bloc S_{ij}^N (2×2) pour l'assemblage de couches d'exposant N sont obtenues à partir de celles de l'assemblage de couches d'exposant précédent ($N-1$), en prenant en compte celles de la couche d'exposant n considéré :

$$\begin{cases} S_{11}^N = S_{11}^{N-1} + S_{12}^{N-1} (S_{11}^n - S_{22}^{N-1})^{-1} S_{21}^{N-1} \\ S_{12}^N = -S_{12}^{N-1} (S_{11}^n - S_{22}^{N-1})^{-1} S_{12}^n \\ S_{21}^N = S_{21}^n (S_{11}^n - S_{22}^{N-1})^{-1} S_{21}^{N-1} \\ S_{22}^N = S_{22}^n - S_{21}^n (S_{11}^n - S_{22}^{N-1})^{-1} S_{21}^n \end{cases} \quad (\text{I.28})$$

Il en résulte une matrice de rigidité S^N (4×4) constituée de 4 sous-matrices S_{ij}^N (2×2), soit au total 16 coefficients s_{ij} . Les propriétés remarquables de symétrie de la matrice S^N pour une couche ne sont alors plus vérifiées. Par contre, de nouvelles symétries permettent de réduire le nombre de coefficients de la matrice S^N pour une structure multicouches. Ainsi, les symétries de la matrice S pour une plaque sont connues et se réduisent à :

$$S^N = \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} & s_{13} & s_{14} \\ s_{21} & s_{22} & s_{23} & s_{24} \\ s_{31} & s_{32} & s_{33} & s_{34} \\ s_{41} & s_{42} & s_{43} & s_{44} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} & s_{13} & s_{14} \\ -s_{12} & s_{22} & s_{14} & s_{24} \\ -s_{13} & s_{14} & -s_{11} & s_{12} \\ s_{14} & -s_{24} & -s_{12} & -s_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11}^n & S_{12}^n \\ S_{21}^n & S_{22}^n \end{bmatrix} \quad (\text{I.29})$$

A partir des équations (I.28) et (I.29), on a démontré que les symétries de la matrice S^N pour une structure multicouche sont conservées :

$$S^N = \begin{bmatrix} S_{11}^N & S_{12}^N \\ S_{21}^N & S_{22}^N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} s_{11}^{11} & s_{11}^{12} & s_{12}^{11} & s_{12}^{12} \\ s_{11}^{21} & s_{11}^{22} & s_{12}^{21} & s_{12}^{22} \\ s_{21}^{11} & s_{21}^{12} & s_{22}^{11} & s_{22}^{12} \\ s_{21}^{21} & s_{21}^{22} & s_{22}^{21} & s_{22}^{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} s_{11}^{11} & s_{11}^{12} & s_{12}^{11} & s_{12}^{12} \\ -s_{11}^{12} & s_{11}^{22} & s_{12}^{21} & s_{12}^{22} \\ -s_{12}^{11} & s_{21}^{12} & s_{22}^{11} & s_{22}^{12} \\ s_{21}^{21} & -s_{12}^{22} & -s_{22}^{12} & s_{22}^{22} \end{bmatrix} \quad (\text{I.30})$$

II.4.1 Coefficients de réflexion, transmission et atténuation

Via la procédure récursive (équation (I.28)) proposée par Rokhlin et al. [20, 21] donnant la matrice de rigidité résultante S^N , les coefficients de réflexion et de transmission $\{R, T\}$ sont alors développés. Ils s'expriment en fonction des termes (2, 2) spécifiés en exposants des sous-matrices (i, j) spécifiées en indices $s_{ij} = S_{ij}^N(2, 2)$ de la matrice d'élasticité globale S^N obtenue pour N couches. On montre alors que les expressions des coefficients de réflexion direct (indice d) et inverse (indice i) $R_{\{d,i\}}$ diffèrent [28, 29, 30] :

$$R_d = \frac{N_d}{D} = \frac{(s_{11} - y_f)(s_{22} - y_f) + (s_{12})^2}{(s_{11} + y_f)(s_{22} - y_f) + (s_{12})^2} \quad (\text{I.31})$$

$$R_r = \frac{N_r}{D} = \frac{(s_{11} + y_f)(s_{22} + y_f) + (s_{12})^2}{(s_{11} + y_f)(s_{22} - y_f) + (s_{12})^2} \quad (\text{I.32})$$

$$\text{et } T = \frac{N_t}{D} = \frac{2y_f s_{12}}{(s_{11} + y_f)(s_{22} - y_f) + (s_{12})^2} \quad (\text{I.33})$$

où $y_f = \cos \theta / (j \omega Z_f)$, avec θ l'angle d'incidence, $Z_f = \rho_f c_f$ l'impédance acoustique du fluide résultant du produit entre ρ_f la masse volumique et c_f la vitesse dans le fluide. Dans l'hypothèse de couches purement élastiques (i.e. coefficients s_{ij} réels), on vérifie que les numérateurs sont complexes conjugués : $N_r = N_d^*$. Ainsi, dans le cas de couches sans pertes, le module du coefficient de réflexion en incidence directe R_d et celui en incidence inverse R_i sont identiques $|R_d| = |R_i|$. Dans le cas de couches avec pertes, le module du coefficient de réflexion en incidence directe R_d et celui en incidence inverse R_i sont différents $|R_d| \neq |R_i|$ [28, 56, 57]. De plus, le coefficient de transmission est indépendant du côté d'incidence. La conservation de l'énergie [47, 48] (équation (I.14)) conduit à l'expression littérale des coefficients d'absorption direct et inverse, $A_{\{d,i\}}$ dépendants du côté d'incidence dans le cas de structures non-symétriques (équation (I.25)).

II.4.2 Incidence normale

Cependant, en incidence normale, la méthode décrite ci-dessus (équations (I.31), (I.32) et (I.33)) présente une singularité. Ainsi, une réécriture de la matrice de rigidité s'impose pour le cas où la couche solide s'apparente à une couche fluide :

$$S_f^n = \frac{1}{j\omega\rho c_L(1-e_{Lz}^2)} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1-e_{Lz}^2 & 0 & 2e_{Lz} \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -2e_{Lz} & 0 & 1+e_{Lz}^2 \end{bmatrix} \quad (\text{I.34})$$

où $e_{Lz} = e^{j\omega d/c_L}$ correspond au retard induit par la propagation dans la couche fluide d'épaisseur d .

Dans le cas d'une couche fluide, l'équivalence formelle entre la méthode de la matrice de rigidité (SMM) en incidence normale (équation (I.34)) et celle donnée par la méthode de décomposition en séries de Debye (DSM) peut être établie. Par souci d'efficacité de traitement numérique, un test en début de programme permet de basculer vers la DSM dans le cas de l'incidence normale. Ainsi, la Figure I.8 illustre le cas d'une structure périodique bicouche constituée de $N_s = 4$ motifs élémentaires, montrant bien la continuité des courbes de réflexion et de transmission $|R|^2$ et $|T|^2$ calculés en incidence normale ($\theta = 0^\circ$) avec la DSM [26] et avec une incidence quasi normale ($\theta = 1^\circ$) avec la SMM [20, 21]. Plus spécifiquement, on peut observer la contribution du cisaillement autour de $f = 5,83$ MHz. Toutefois, du fait des propriétés viscoélastiques des matériaux, une telle contribution est difficilement observable expérimentalement, ce qui permet de justifier pleinement l'utilisation de la DSM pour les très faibles angles d'incidence.

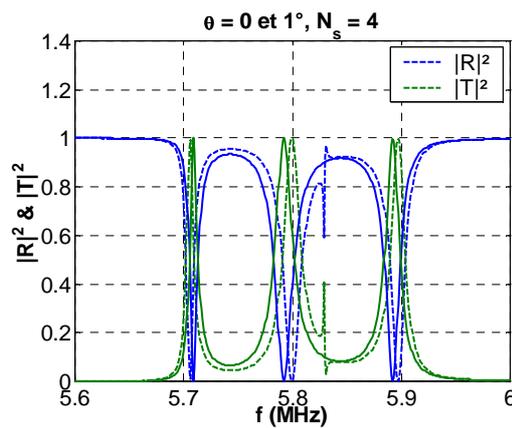


Figure I.8 : Structure multicouche constituée de 4 motifs élémentaires : $|R|^2$ et $|T|^2$ calculés en incidence normale ($\theta = 0^\circ$) avec la DSM [26] et avec une incidence quasi normale ($\theta = 1^\circ$) avec la SMM [20, 21].

II.4.3 Décomposition récursive

Dans le cas de structures périodiques, l'assemblage des matrices de rigidité se fait dans un premier temps pour le motif périodique, puis pour l'ensemble du nombre de périodes. Ainsi, la matrice de rigidité du motif élémentaire calculée permet à son tour de déterminer celle correspondant à un empilement de motifs élémentaires. Un algorithme de décomposition récursive peut alors être mis en œuvre de manière à limiter au minimum le nombre d'opérations, avec une décomposition en somme de puissances de deux, notée $N_s = \sum 2^k$ avec $k = 1$ à $N-1$ (SMM $2^N - 1$), comme suggéré par Rokhlin et al. [20, 21]. Cet algorithme procède alors à l'assemblage matriciel récursif (équation (I.28)) pour chaque ensemble de cellule regroupant 2^k motifs élémentaires. Ainsi, dans un premier temps, le nombre de motifs élémentaires N_s doit être décomposé en une somme de 0 à k_{\max} d'ensembles de cellules elles-mêmes constitués de 2^k motifs élémentaires :

$$N_s = \sum_{k=0}^{k_{\max}} 2^k \quad \text{où} \quad k_{\max} = E\{\log_2(N_s)\} \quad (\text{I.35})$$

Cet algorithme de découpage en somme de 2^k est :

- ① "Très rentable" pour de grands nombres de couches dans le cas 2^N couches;
- ② "Rentable" pour un grand nombre de couches quelconque;
- ③ Ne fait presque pas perdre de temps pour un petit nombre de couches quelconque.

Dans le cas d'un assemblage matriciel récursif élémentaire, il faudrait procéder à N_s assemblages (SMM). La décomposition $N_s = \sum 2^k$ associée à l'algorithme récursif permet un gain de temps de calcul substantiel. Ainsi, la courbe (SMM 2^N) illustre le cas du temps de calcul optimal, tandis que la courbe (SMM $2^N - 1$) illustre le cas le moins favorable de la décomposition $N_s = \sum 2^k$.

Ainsi, pour la décomposition récursive, avec par exemple une structure périodique constituée de $N_s = 1023$ motifs élémentaires (SMM $2^N - 1$), cela donne une décomposition en assemblages de puissances de 2, de 0 à $k_{\max} = 9$, soit 9 assemblages préliminaires, qui sont à leur tour assemblés, soit 9 assemblages additionnels, et un total de 18 assemblages récursifs. Dans le cas d'une structure périodique constituée de $N_s = 1024$ motifs élémentaires (SMM 2^N), la décomposition en assemblages de puissances de 2, de 0 à $k_{\max} = 10$ se réduit à seulement 10 assemblages au total. En résumé, l'algorithme SMM présente un temps de calcul proportionnel à N_s tandis que la décomposition $N_s = \sum 2^k$ présente un nombre d'assemblage matriciel récursif et donc un temps de calcul proportionnel à $\log_2(N_s)$. Les temps de calcul obtenus (Figure I.9) pour les différents algorithmes permettent d'illustrer ces conclusions.

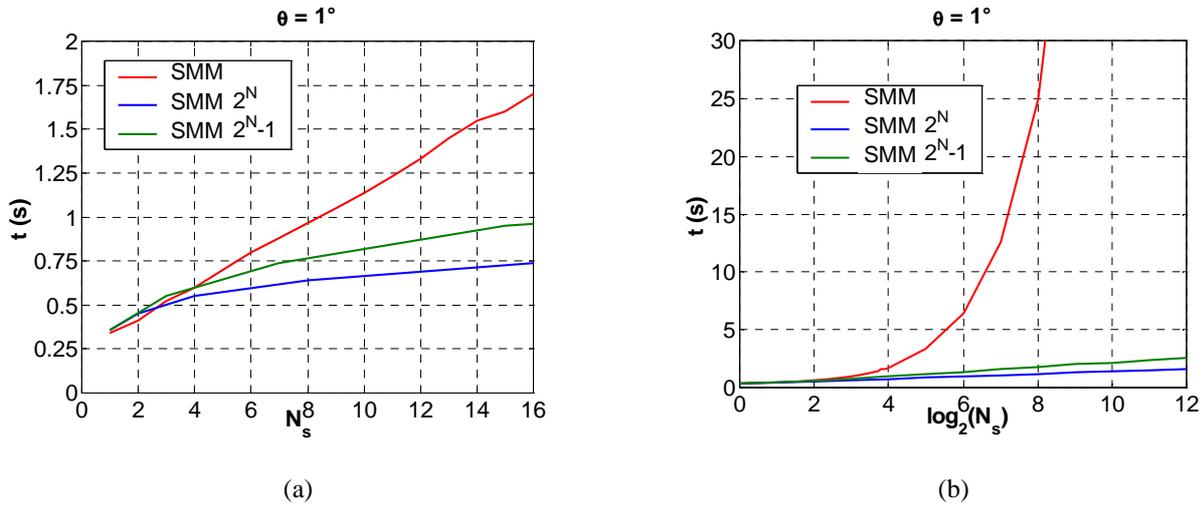


Figure I.9 : Comparaison des temps de calcul avec N_s motifs sur IntelCoreDuo 2,67 GHz RAM 2 Go (en 2008), avec l'algorithme récursif de base de la méthode de la matrice de rigidité (SMM), avec l'algorithme récursif et une décomposition $N_s = \sum 2^k$ et $k = N$ (SMM 2^N), avec l'algorithme récursif et une décomposition $N_s = \sum 2^k$ et $k = 1$ à $N-1$ (SMM 2^{N-1}), comme suggéré par Rokhlin et al. [20, 21].

III Etude expérimentale: Structure multicouche périodique

Une configuration expérimentale a été développée, de façon à mettre en évidence les effets de la viscoélasticité sur les propriétés de réflexion et transmission d'une structure périodique plane. En effet, des résultats de modélisation basés sur la DSM ont permis d'observer une convergence numérique des spectres de réflexion au-delà d'un certain nombre de périodes. L'étude développée ici vise donc démontrer expérimentalement cette convergence, limitant de fait les effets de résonance attendus pour les structures périodiques purement élastiques [28, 56, 57]. Sur la base de l'étude préliminaire menée en 2009 [56], la structure périodique étudiée est constituée d'un motif bicouche dont l'une des couches est viscoélastique.

III.1 Configuration

La structure multicouche étudiée est immergée dans une cuve remplie d'eau (Figure I.10). Les transducteurs utilisés ont une fréquence centrale $f_0 = 2,25$ MHz. Les bandes passantes ont été mesurées en incidence normale à mi-hauteur $BP_6 = 78\%$ et à -20 dB, $BP_{20} = 164\%$, ce qui permet de déterminer le coefficient de réflexion sur une large gamme de fréquence, typiquement jusqu'à 4 MHz. L'un des transducteurs est utilisé en émission, le second en réception, respectivement avec un angle d'incidence et de réception θ réglable de 0 à 30° [28].

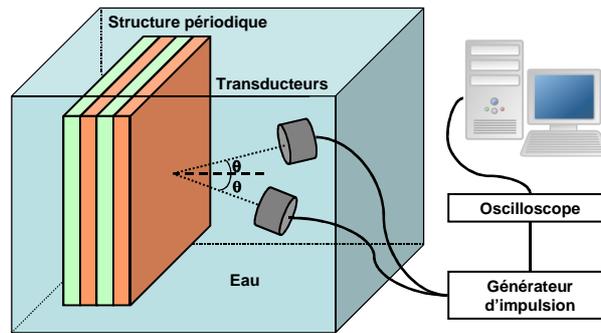


Figure I.10 : Dispositif expérimental : structure multicouche périodique immergée et instrumentation associée.

Les propriétés des plaques (Tableau I.2) constituant la structure périodique ont été évaluées sur 4 échantillons et l'épaisseur de résine époxy a été évaluée (inférieure à 0,1 mm), puis négligée par la suite dans les calculs. Les plaques de 20 cm de hauteur et de 30 cm de largeur découpées dans un produit brut de 1 m² dont l'incertitude sur les épaisseurs peut atteindre 10%.

Milieu	Z (MRa)	ρ (kg/m ³)	c_L (m/s)	c_T (m/s)	d (mm)
Aluminium	17,9	2800	6380	3100	4
Polyéthylène	2,22	940	2370	1200	4
Eau	1,47	1000	1470	–	–

Z : impédance acoustique ; ρ : masse volumique ; c_L : vitesse longitudinale ; c_T : vitesse transverse ; d : épaisseur.

Tableau I.2 : Propriétés des matériaux constituants.

On considère un empilement de N périodes, chacune constituée d'une plaque d'aluminium et d'une plaque de polyéthylène. Une onde plane monochromatique est envoyée sur la multicouche en faisant un angle θ par rapport à la normale aux plaques. On note R_1 (réflexion directe) le coefficient de réflexion quand l'onde incidente insonne une plaque d'aluminium en premier et R_2 (réflexion inverse) celui obtenu quand la première plaque insonnée est en polyéthylène.

III.2 Signaux réfléchis

Les échos relevés pour différents angles d'incidence et de réception permettent d'illustrer les phénomènes de réflexion spéculaire et résonants (Figure I.11). Pour un angle d'incidence/réception donné, l'amplitude du premier écho réfléchi est liée à ses propriétés acoustiques ; la multitude des échos qui suivent est liée au rapport entre la longueur d'onde et l'épaisseur de la couche d'incidence. Ces échos sont attribuables à des réflexions multiples à l'intérieur de la structure et de

ses différentes composants. Plus la coda dure longtemps, plus le signal est qualifié de résonant. Sur le signal réfléchi par la période (PE/Al), on observe un écho spéculaire sur la plaque de polyéthylène, un second sur la plaque d'aluminium, puis des échos de réflexion multiple. Sur le signal réfléchi par la période (Al/PE), seul un écho spéculaire sur la plaque est clairement identifiable. Les spectres de réflexion sont obtenus en calculant la FFT des signaux réfléchis.

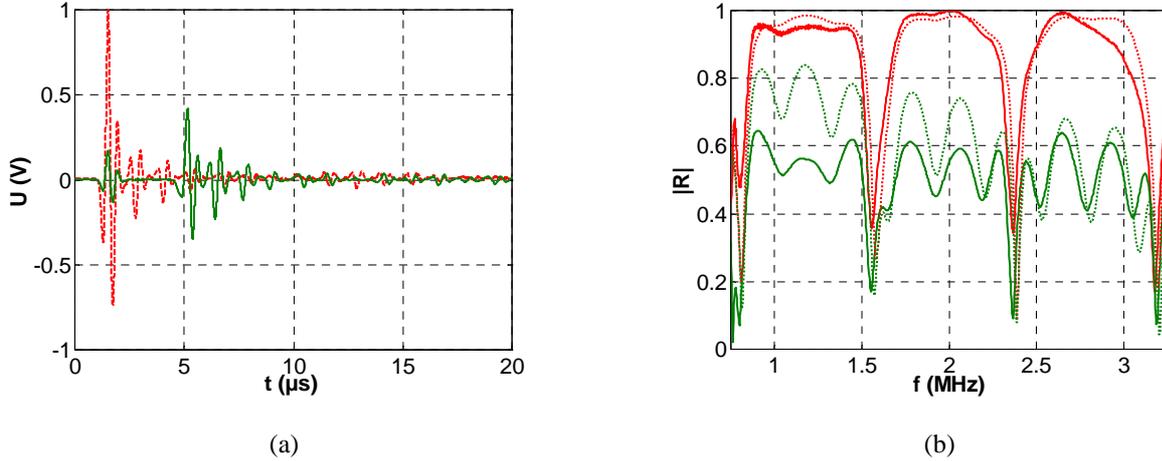


Figure I.11 : Effet du côté d'insonation, en incidence normale $\theta = 0^\circ$ (a) sur les échos de réflexion expérimentaux, direct (Al/PE) $\times 5$ (tiret rouge) ou inverse (PE/Al) $\times 5$ (continu vert), et (b) spectres de réflexion $|R_{(d,i)}|$ direct (Al/PE) $\times 1$ (tiret rouge) ou inverse (PE/Al) $\times 1$, théoriques (pointillé) et expérimentaux (continu) .

Un calcul sans pertes montre un spectre de réflexion $|R|$ identique quel que soit le côté d'insonation : direct (Al/PE) ou inverse (PE/Al). Ce n'est cependant pas le cas expérimentalement : lorsque les spectres de réflexion direct (Al/PE) ou inverse (PE/Al) sont comparés, on observe une différence significative (Figure I.11 (a)). Ceci s'explique par le fait que la plaque de polyéthylène présente des résonances amorties. L'atténuation liée au matériau à la fréquence considérée autour de 2 MHz n'est pas négligeable et doit être prise en compte. Pour cela, on considère une atténuation dépendant linéairement de la fréquence : $\alpha(f) = \alpha_0.(f/f_0)$, ce qui induit une composante imaginaire δ_c constante sur la vitesse. Celle-ci a été évaluée par ajustements successifs à $\delta_c = 1\%$:

$$\underline{c}_L = \Re\{c_L\} \cdot (1 + j\delta_c) \quad (\text{I.36})$$

Sur ces spectres de réflexion obtenus en incidence normale (Figure I.11 (b)), les positions des minima locaux marqués sont observés en lien avec les résonances dans l'épaisseur de la plaque d'aluminium $\Delta f_{Al} = c_L/(2d) \approx 800$ kHz et d'autres plus atténués correspondent aux résonances dans l'épaisseur de la plaque de polyéthylène $\Delta f_{PE} \approx 300$ kHz [56]. Dans le cas d'une structure multicouche constituée de N périodes, du fait des incertitudes sur les épaisseurs et de la multiplicité des motifs élémentaires (Al/PE), le problème de la réelle périodicité de la structure se pose.

III.3 Incidence normale

Comme l'illustre la Figure I.12, les positions des minima locaux obtenus expérimentalement ne correspondent plus rigoureusement avec la théorie. Une observation des spectres de réflexion pour $N = 1$ à 5 périodes a été réalisée en incidence normale $\theta = 0^\circ$, et au-delà de $N = 3$ périodes, il n'y a plus d'évolution significative. Cependant, dans le cas sans atténuation, la théorie prévoit N résonances pour N périodes là où il n'en figure qu'une seule pour un motif élémentaire. Ceci n'est plus toujours identifiable aussi nettement à partir du moment où l'atténuation est prise en compte.

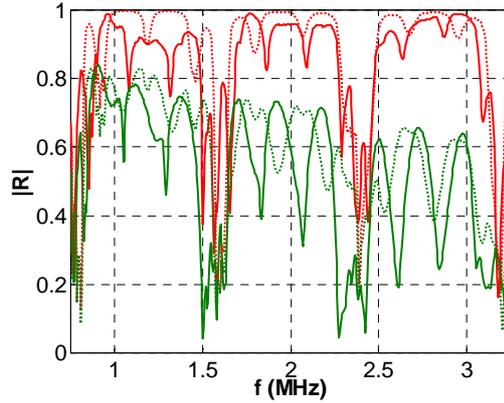


Figure I.12 : Spectres de réflexion $|R_{\{d,i\}}|$ théoriques (pointillé) et expérimentaux (continu) en incidence normale $\theta = 0^\circ$, selon le côté d'insonation, direct (Al/PE) $\times 5$ (rouge) ou inverse (PE/Al) $\times 5$ (vert).

Ce résultat expérimental, conforté par la théorie indique que l'atténuation joue un rôle important dans les propriétés de réflexion d'une structure périodique. En particulier, dans le cas d'une incidence normale (Figure I.13), la fraction d'énergie qui atteint le motif suivant peut être partagée entre la transmission T_{AIPE} et l'atténuation A_{PE} estimée comme suit :

$$T_{AIPE} = T_{Al \rightarrow PE} T_{PE \rightarrow Al} = \frac{4Z_{Al}Z_{PE}}{(Z_{Al} + Z_{PE})^2} \approx 39\% \quad (\text{I.37})$$

$$A_{PE} = e^{-\alpha d} = e^{-\frac{2\pi f_0 d \delta_c}{C_L}} \approx 79\% \quad (\text{I.38})$$

Les effets cumulatifs de la transmission T_{AIPE} et l'atténuation A_{PE} sur un trajet aller-retour conduisent rapidement à une contribution négligeable d'un motif supplémentaire au-delà du deuxième motif :

$$T_{global} = (T_{EauAl})(T_{AIPE})^3 (A_{PE})^4 \approx 2\% \quad (\text{I.39})$$

Une analyse plus poussée au moyen des séries de Debye [28] permet de quantifier plus précisément les contributions liées à chacun des motifs 1 à N .

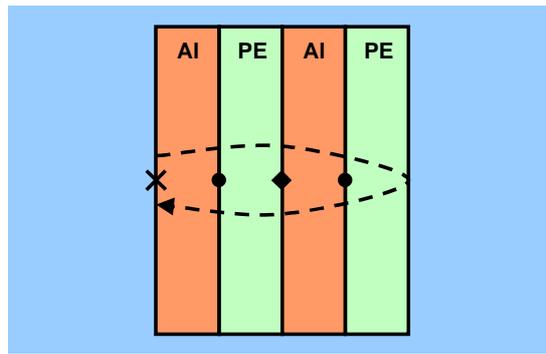


Figure I.13 : Structure (AI/PE) $\times 3$ en incidence normale $\theta = 0^\circ$, et coefficients de transmission associés :

$$(\times) T_{EauAl}, (\bullet) T_{AlPE}, (\blacklozenge) T_{PEAl}.$$

III.4 Incidence oblique

La configuration précédente $N = 5$ périodes est maintenant étudiée en incidence oblique, ici avec $\theta = 10^\circ$ (Figure I.14 (a)) et $\theta = 20^\circ$ (Figure I.14 (b)). La différence selon le côté d'insonation est marquée, et cette différence s'accroît à mesure que l'angle d'incidence augmente. L'accord entre expérience et théorie est vérifié dans le cas de l'insonation côté aluminium (AI/PE) $\times 5$ alors qu'elle ne concorde pas aussi bien côté polyéthylène (PE/Al) $\times 5$, probablement du fait de l'incertitude sur l'évaluation des pertes.

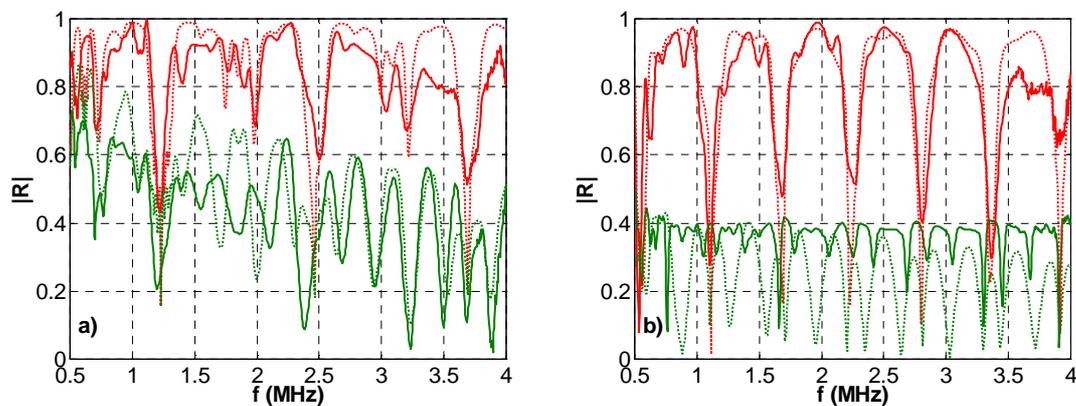


Figure I.14 : Spectres de réflexion $|R_{\{d,i\}}|$ théoriques (pointillé) et expérimentaux (continu) selon le côté d'insonation direct (AI/PE) $\times 5$ (rouge) ou inverse (PE/Al) $\times 5$ (vert), en incidence oblique (a) $\theta = 10^\circ$, (b) $\theta = 20^\circ$.

Le tracé du module du coefficient de réflexion $|R|$ dans le plan fréquence/angle d'incidence, codé en niveaux de couleurs donne un bon aperçu des courbes de dispersion des modes se propageant dans la structure (Figure I.15). Elles ont été comparées dans le cas de la configuration $N = 5$ périodes selon le côté d'insonation direct (côté aluminium) ou inverse (côté polyéthylène). En particulier, on observe la démultiplication des courbes par rapport au cas du motif élémentaire. Un multicouche de

N périodes implique $N-1$ courbes à très basse fréquence associées à des modes dits verticaux [5, 58]. De même, pour les autres paquets de N courbes, les unes correspondant à des ondes dans l'aluminium les autres dans le polyéthylène.

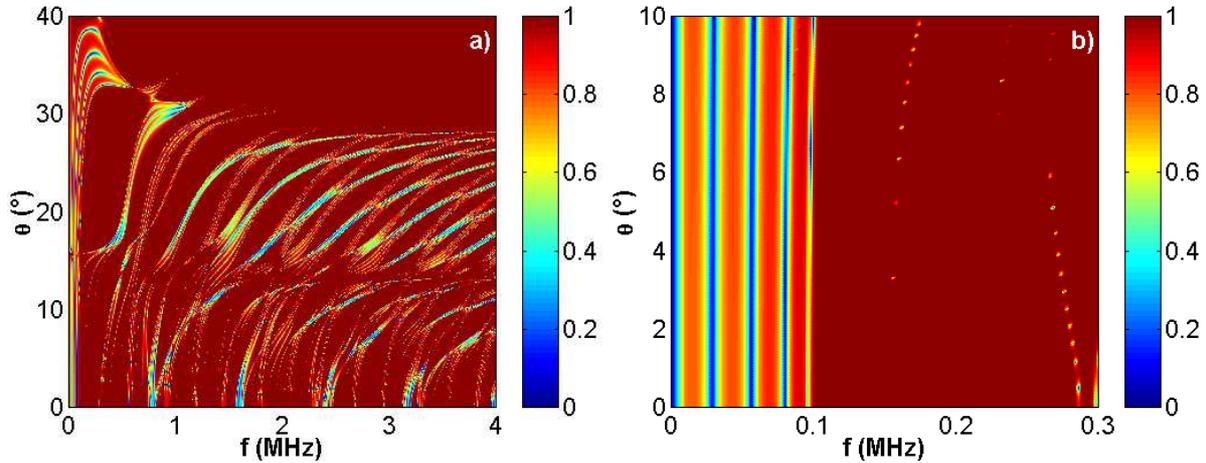


Figure I.15 : Courbes théoriques de dispersion en réflexion $|R_{(a,i)}|$ selon le côté d'insonation direct (Al/PE) $\times 5$ sans pertes (a) de 0 à 4 MHz et (b) des modes verticaux de 0 à 0,1 MHz.

Comme l'illustrent la Figure I.15, on peut relever les angles critiques de réfraction liés à l'aluminium ($\theta_{L,Al} = 13,4^\circ$, $\theta_{T,Al} = 28,5^\circ$), au polyéthylène ($\theta_{L,PE} = 38,6^\circ$), au niveau des "paliers" que présentent les courbes de dispersion. En particulier, au-delà de l'angle critique lié au polyéthylène, pour $f > 1$ MHz, la réflexion est totale. Comme l'illustrent les courbes de dispersion sans pertes, les résonances observées (Figure I.15 (a)) sont très étroites, et de ce fait difficilement observables expérimentalement. Dans le cas où les pertes sont prises en compte (Figure I.16), l'allure générale des courbes de dispersion est semblable, mais celles qui étaient voisines ont "fusionné" en une seule résonance élargie, et parfois fortement atténuée. La réflexion relevée côté aluminium (Figure I.16 (a)) montre que les courbes de dispersion dans l'aluminium sont plus clairement identifiables. De plus, le premier angle critique dans l'aluminium est observable ; au-delà de 30° , les ondes dans le polyéthylène ne sont plus visibles, car devenues évanescentes.

Les résonances liées à la plaque de polyéthylène sont nettement plus visibles avec une insonation côté polyéthylène (Figure I.16 (b)). Il existe donc des différences notables entre les spectres de réflexion théoriques sans pertes (Figure I.15 (a)) et ceux avec pertes (Figure I.16 (a) et (b)). De plus, l'effet de ces dernières est davantage marqué dans le cas de l'insonation côté polyéthylène (Figure I.16 (b)), car l'onde incidente est fortement atténuée dès la première couche. Par ailleurs, en particulier en incidence normale, c'est aussi sur cette figure que l'on observe le plus nettement l'effet croissant des pertes avec la fréquence.

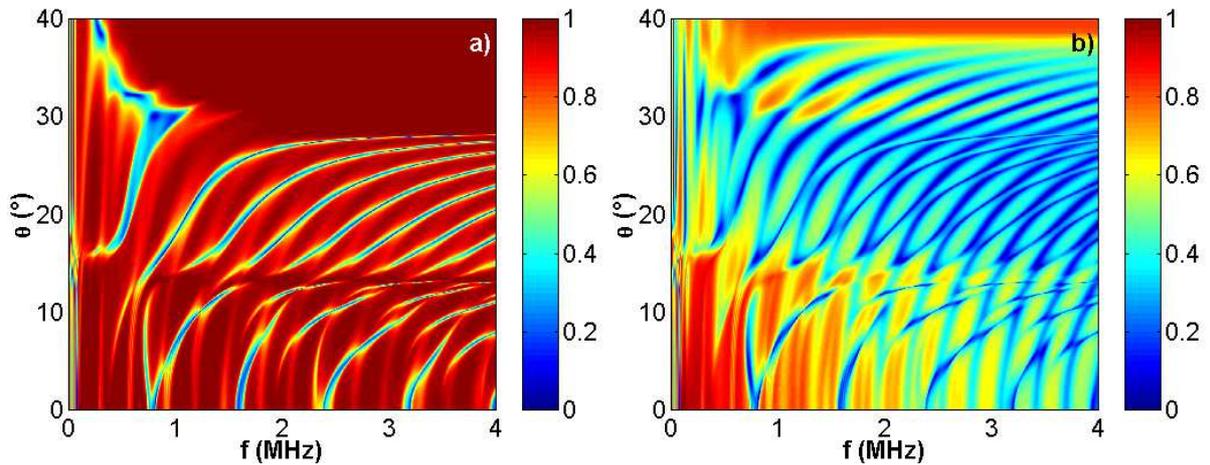


Figure I.16 : Courbes théoriques de dispersion en réflexion $|R_{\{d,i\}}|$ avec $\delta_c = 1\%$ selon le côté d'insonation
 (a) direct (Al/PE) $\times 5$ et (b) inverse (PE/Al) $\times 5$.

Une comparaison plus systématique des minima observés sur les courbes de réflexion en fonction de l'angle d'incidence (Figure I.17) indique une bonne concordance entre les résultats expérimentaux et théoriques (Figure I.16 (a)), aux incertitudes près. En effet, les écarts entre expérience et théorie peuvent s'expliquer d'une part par les incertitudes sur les épaisseurs des plaques constituant la structure multicouche, ce qui implique des variations de fréquence estimées avec une erreur $\Delta f \approx \pm 50$ kHz, et d'autre part par l'incertitude sur le positionnement angulaire avec $\Delta \theta \approx \pm 0,5^\circ$.

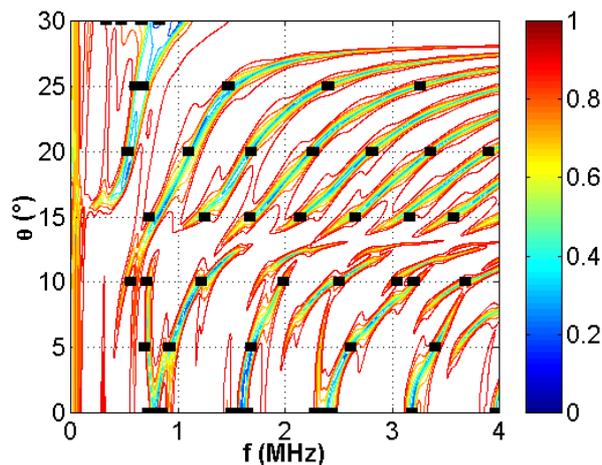


Figure I.17 : Courbes théoriques de dispersion en réflexion $|R_d|$ en insonation directe (Al/PE) $\times 5$, avec $\delta_c = 1\%$ et superposition des positions des minima expérimentaux.

III.5 Discussion

Les résultats obtenus expérimentalement montrent l'importance qui doit être accordée à la caractérisation viscoélastique des matériaux utilisés pour la structure multicouche. En effet, le fait que l'atténuation dans une plaque de polyéthylène ait une importance comparable au coefficient de transmission $T_{AIP E}$ (équations (I.37) et (I.38)) vient modifier sensiblement les allures des courbes attendues. Selon le côté d'insonation, les résultats en termes de spectres de réflexion sont totalement différents, dès le premier motif (Figure I.11). Il a aussi été mis en évidence que l'allure des spectres de réflexion n'évolue plus et ce dès un nombre de périodes N supérieur ou égal à 3 (Figure I.12). Enfin, les incertitudes quant aux épaisseurs des plaques sont de l'ordre du dixième de millimètre. Cette relative imprécision de l'ordre de quelques pourcents conduit à des positions des minima de réflexion variables, et à des combinaisons de plaques d'épaisseur variable quasi-infinies à prendre en compte dans le modèle.

Pour ce qui concerne les domaines d'application, ce type de structure périodique est déjà largement utilisé en micro-électronique pour des applications de filtrage (*bulk acoustic wave resonators*, BAW) avec des bandes passantes ou interdites de largeur et de position variables, voire contrôlables. Le type d'étude expérimentale menée ici permet d'en entrevoir les possibilités, du fait de la similarité des effets à produit fréquence-épaisseur $f.d$ constant, et épaisseur-atténuation $e.\alpha$ constant. Ainsi, l'étude présentée à l'échelle du MHz.mm présenterait des effets similaires transposée à l'échelle du GHz.μm. Autre domaine possible d'application : l'absorption acoustique pour l'isolation ou le filtrage, dans des gammes de fréquences s'étendant du kHz au GHz.

Dans cette étude, les propriétés de réflexion selon le côté d'insonation ont été mises en évidence. En effet, les propriétés viscoélastiques de matériaux tels que le polyéthylène doivent être prises en compte afin d'expliquer les phénomènes physiques observés. Ainsi, il a été montré expérimentalement et vérifié théoriquement que les pertes avaient une influence significative, aussi bien en termes d'amplitude que d'existence ou de position des minima de réflexion.

IV Modes propres d'une structure périodique

IV.1 Contexte

Cette partie est consacrée à la recherche d'une équation de dispersion donnant les modes propres de vibration d'un milieu multicouche périodique, constitué de N périodes, supposées élastiques homogènes. Rousseau et *al.* [2] ont décrit la propagation des ondes acoustiques dans des milieux périodiques par des ondes dites de Floquet [59]. Le formalisme de Floquet requiert la détermination numérique des valeurs propres de la matrice de transfert d'une période, qui peut être coûteuse en terme de temps de calcul. Une solution alternative a été proposée et développée par Gatignol et *al.* [3, 4]. Elle consiste à décrire analytiquement le champ acoustique en utilisant les propriétés algébriques de la matrice de transfert.

Dans ce chapitre, on cherche à établir l'équation de dispersion pour toute la structure périodique. La résolution de cette équation donne deux familles de modes de vibration :

- * Des modes de structure qui dépendent du nombre de périodes N .
- * Des modes de période qui dépendent uniquement des caractéristiques de la période.

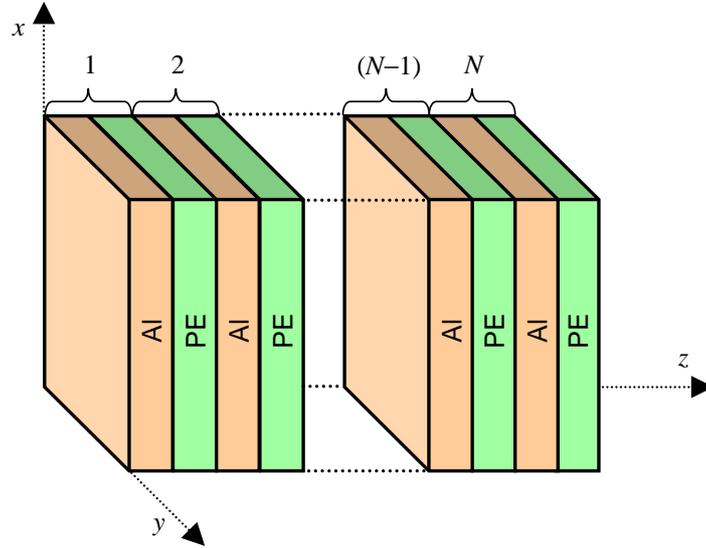
La recherche des vecteurs propres de la matrice de transfert globale permet d'obtenir les modes de vibration de la structure périodique. Finalement, on présente une étude comparative entre les zéros de l'équation de dispersion et les zéros du module au carré du coefficient de réflexion $|R|^2$ pour la même structure immergée dans l'eau.

IV.2 Position du problème

Considérons une structure multicouche, constituée de N périodes. Chaque période est composée de deux couches solides différentes. On considère les hypothèses suivantes :

- * Matériaux isotropes, homogènes et élastiques.
- * Contraste d'impédance acoustique marqué entre les deux couches d'une période.
- * Atténuations supposées négligeables.

Comme dans la partie précédente, la structure périodique étudiée est constituée d'un motif élémentaire (Al/PE), dont l'une des couches est en aluminium (Al) et l'autre en polyéthylène (PE).


 Figure I.18 : Géométrie du problème. Structure périodique plane (Al/PE) \times N .

IV.3 Périodisation

Dans le cas d'une période constituée de 2 couches, le formalisme de la matrice de transfert (équation (I.7)) conduit à exprimer la matrice de transfert d'une période par le produit de celles des couches élémentaires (équation (I.8)), soit $M_p = M_1 M_2$ et s'écrit :

$$M_p = \begin{pmatrix} c\varphi_1 c\varphi_2 - \frac{Z_2}{Z_1} s\varphi_1 s\varphi_2 & j \left(\frac{1}{Z_2} c\varphi_1 s\varphi_2 + \frac{1}{Z_1} s\varphi_1 c\varphi_2 \right) \\ j(Z_1 s\varphi_1 c\varphi_2 - Z_2 c\varphi_1 s\varphi_2) & c\varphi_1 c\varphi_2 - \frac{Z_2}{Z_1} s\varphi_1 s\varphi_2 \end{pmatrix} \quad (\text{I.40})$$

où $s\varphi_n$ et $c\varphi_n$ sont les sinus et cosinus de φ_n avec $n = \{1, 2\}$.

Elle peut être mise forme réduite (équation (I.8)) :

$$M_p = \begin{pmatrix} a_p & j b_p \\ j c_p & d_p \end{pmatrix} \quad (\text{I.41})$$

Tout comme les termes $\{a, b, c, d\}$, les termes $\{a_p, b_p, c_p, d_p\}$ vérifient la relation $a_p d_p + c_p b_p = 1$.

Pour une structure constituée de N périodes, nous écrivons la matrice de transfert reliant les vecteurs d'état des interfaces 1 et $(N + 1)$:

$$M_{Np} = (M_p)^N = \begin{pmatrix} a_p & j b_p \\ j c_p & d_p \end{pmatrix}^N = \begin{pmatrix} a_{Np} & j b_{Np} \\ j c_{Np} & d_{Np} \end{pmatrix} \quad (\text{I.42})$$

Les valeurs propres ν de M_p sont obtenues par :

$$\nu^2 - s\nu + 1 = 0 \quad (\text{I.43})$$

$$\text{où } s = \frac{a_p + d_p}{2} = c\varphi_1 c\varphi_2 - \frac{1}{2} \left(\frac{Z_1}{Z_2} + \frac{Z_2}{Z_1} \right) s\varphi_1 s\varphi_2 \quad (\text{I.44})$$

La matrice de transfert globale pour toute la structure périodique M_{Np} résulte d'une combinaison linéaire faisant intervenir des polynômes de Tchebyshev de seconde espèce [3, 4] :

$$M_{Np} = U_{N-1}(s/2)M_p - U_{N-2}(s/2)I \quad (\text{I.45})$$

où I est la matrice identité d'ordre 2, les fonctions $U_n(s/2)$ sont les polynôme de Tchebyshev de seconde espèce. Ces derniers sont définis par la relation de récurrence suivante :

$$\begin{cases} U_0(s) = 1 & \text{pour } n = 0 \\ U_1(s) = s & \text{pour } n = 1 \\ U_n(s) = sU_{n-1}(s) - U_{n-2}(s) & \text{pour } n \geq 2 \end{cases} \quad (\text{I.46})$$

IV.4 Modes propres d'une structure périodique. Equation de dispersion

La structure périodique étant placée dans le vide, il en résulte la nullité de la contrainte normale aux interfaces de part et d'autre de la structure. La reformulation de l'équation (I.3), qui relie les vecteurs d'état aux deux extrémités de la structure globale devient :

$$\begin{pmatrix} u_z^{(N+1)} \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{Np} & jb_{Np} \\ jc_{Np} & d_{Np} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_z^{(1)} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{I.47})$$

La deuxième équation du système [3] donne :

$$c_{Np} = c_p U_{N-1}(s/2) = 0 \quad (\text{I.48})$$

La résolution de l'équation de dispersion (équation (I.48)), conduit à deux familles de modes [4].

IV.4.1 Modes de période

Ces modes présentent les vibrations propres liées à la période. Ils dépendent uniquement des caractéristiques acoustiques et géométriques de la période. Ils sont associés aux zéros de l'équation de dispersion :

$$c_p = 0 \quad (\text{I.49})$$

Les fréquences des modes de période sont situées dans les bandes d'arrêt ou à leurs limites. Ce sont des modes non propagatifs, fortement atténués.

IV.4.2 Modes de structure

Ces modes sont liés à la structure périodique. Ils dépendent du nombre de périodes N et apparaissent dans les bandes passantes et à leurs limites. Ce sont des modes propagatifs. Leur détermination découle de l'annulation de l'équation de dispersion :

$$U_{N-1}(s/2) = 0 \quad (\text{I.50})$$

Cette équation présente $(N - 1)$ zéros et donne les fréquences des modes.

IV.5 Expression approchée des modes propagatifs à basse fréquence

Dans le paragraphe qui suit, on se focalise sur l'étude des modes propagatifs (modes de structure). Ils sont associés aux racines de l'équation de dispersion (I.48). Cette équation dépend de fonctions trigonométriques dont on peut faire des développements limités à basse fréquence. On montre dans ce paragraphe que l'on peut obtenir des expressions approchées des fréquences de ces modes permettant de retrouver avec une bonne précision leurs valeurs exactes. On montre que les $(N - 1)$ racines de l'équation de dispersion (équation (I.50)) sont de la forme :

$$s_k = \cos\left(k \frac{\pi}{N}\right) \quad \text{avec} \quad 1 \leq k \leq (N - 1) \quad (\text{I.51})$$

A basse fréquence, les modes propagatifs présentent une très faible sensibilité à l'angle d'incidence ; en conséquence, ces modes sont dits verticaux [5, 58]. Sur la base de développements en séries, on obtient des expressions approchées des fréquences de ces modes :

$$s_k = c \varphi_1 c \varphi_2 - \frac{1}{2} \left(\frac{Z_1}{Z_2} + \frac{Z_2}{Z_1} \right) s \varphi_1 s \varphi_2 \quad (\text{I.52})$$

Par souci de concision, on introduit les paramètres suivants :

$$\begin{cases} K = \frac{Z_1}{Z_2} + \frac{Z_2}{Z_1} \\ r = \frac{\varphi_1}{\varphi_2} \\ \phi = \varphi_2 = k_2 d_2 = \frac{2\pi f d_2}{c_{L2}} \end{cases} \quad (\text{I.53})$$

A basse fréquence (i.e. $\phi \ll 1$), des développements en séries à l'ordre 4 conduisent à l'équation suivante, et les expressions analytiques des racines en sont les solutions recherchées :

$$\phi^4 \frac{1 + 2Kr + 6r^2 + 2Kr^3 + r^4}{24} - \phi^2 \frac{1 + Kr + r^2}{2} + (1 - s_k) = 0 \quad (\text{I.54})$$

On peut mettre l'équation sous la forme :

$$a\phi^4 + b\phi^2 + c = 0 \quad (\text{I.55})$$

$$\text{où} \quad \begin{cases} a = (1 + 2Kr + 6r^2 + 2Kr^3 + r^4) / 24 \\ b = -(1 + Kr + r^2) / 2 \\ c = 1 - s_k \end{cases} \quad (\text{I.56})$$

La solution à l'ordre 4 est :

$$\phi_k^{(4)} = \sqrt{\frac{-b - \sqrt{\Delta}}{2a}} \quad \text{où} \quad \Delta = b^2 - 4ac \quad (\text{I.57})$$

En se limitant à un développement à l'ordre 2 de l'équation (I.52), on obtient plus simplement :

$$\phi_k^{(2)} = \sqrt{\frac{2(1-s_k)}{1+Kr+r^2}} \quad (\text{I.58})$$

Suivant l'ordre du développement choisi (équations (I.57) et (I.58)), les fréquences de coupure des modes verticaux, à basse fréquence, sont déduites de l'équation (I.53) :

$$f_k^{(2,4)} = \frac{c_{L2}}{2\pi d_2} \phi_k^{(2,4)} \quad (\text{I.59})$$

Les valeurs de ces fréquences approchées sont comparées par la suite aux fréquences exactes ainsi qu'aux fréquences des minima du coefficient de réflexion.

Le cas d'une structure périodique de type configuration (Al/PE) $\times N$ (Figure I.18) est repris pour illustration (Figure I.19). Le coefficient de réflexion $|R|^2$ est comparé avec le polynôme de Tchebyshev du second genre d'ordre $N-1$, $U_{N-1}(s)$ défini par l'équation (I.46). On relève une coïncidence parfaite de zéros de $|R|^2$, notés pour les fréquences $f_k^{(R)}$, et ceux du polynôme $U_{N-1}(s)$. Cela est valide non seulement pour les modes verticaux, mais aussi pour les modes de structure à plus haute fréquence. Dans le cas d'une structure constituée de 10 périodes, on vérifie bien $N-1 = 9$ modes verticaux correspondants aux racines du polynôme $U_{N-1}(s)$, et aux $N-1$ zéros du coefficient de réflexion $|R|^2$.

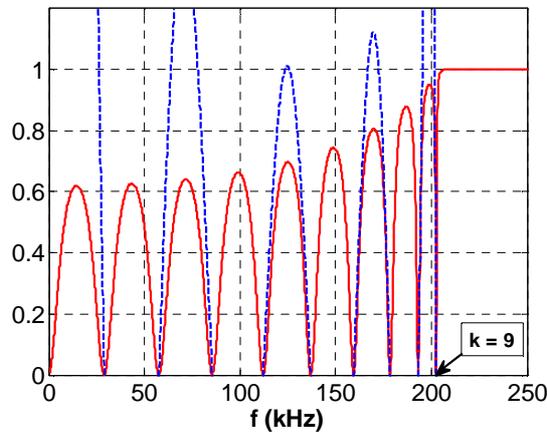


Figure I.19 : Coefficient de réflexion théorique $|R|^2$ (continu rouge) et polynôme $U_{N-1}(s/2)$ (tiret bleu), pour la configuration (Al/PE) $\times N$, dans le cas où $N = 10$ périodes.

Pour cette configuration, les valeurs des expressions approchées $f_k^{(2,4)}$ (équations (I.57), (I.58) et (I.59)) pour tous les modes d'indice k avec $0 < k < N$ sont comparées à celles données par les expressions exactes $f_k^{(R)}$ (Tableau I.3), avec une convergence améliorée pour les fréquences approchées à l'ordre 4.

Ainsi, le maximum de l'erreur relative $\mathcal{E}^{(2,4)}$ est obtenu pour le mode d'ordre le plus élevé :

$$\mathcal{E}^{(2,4)} = \left| \frac{f_{N-1}^{(2,4)} - f_{N-1}^{(R)}}{f_{N-1}^{(R)}} \right| \quad (\text{I.60})$$

Dans le cas d'une structure périodique constituée de $N = 10$ périodes, on peut estimer ce maximum de l'erreur relative à l'ordre 2 à $\mathcal{E}^{(2)} = 10\%$ et à l'ordre 4 à $\mathcal{E}^{(4)} = 1\%$.

N	$f_k^{(R)}$ (kHz)	$f_k^{(2)}$ (kHz)	$f_k^{(4)}$ (kHz)
2	137	131	137
5	58	57	58
	112	109	112
	159	150	160
	193	176	195
10	29	29	29
	58	57	58
	86	84	85
	112	109	112
	137	131	137
	159	150	160
	178	165	180
	193	176	195
	203	183	205

N : nombre de périodes ; $f_k^{(R)}$: expression exacte ;
 $f_k^{(2,4)}$: expressions approchées à l'ordre 2 et 4.

Tableau I.3 : Fréquences de coupure relevées pour la structure (Al/PE) $\times N$.

Autre validation expérimentale [5], celle faite sur une structure périodique Verre/Eau (V/E) $\times N$, avec des épaisseurs de 4 mm pour la couche de verre et 0,4 mm pour la couche d'eau, respectivement. Dans ce cas (Figure I.21), un transducteur de fréquence centrale 200 kHz est utilisé, et le coefficient de réflexion vient pondérer la bande passante du transducteur en émission réception.

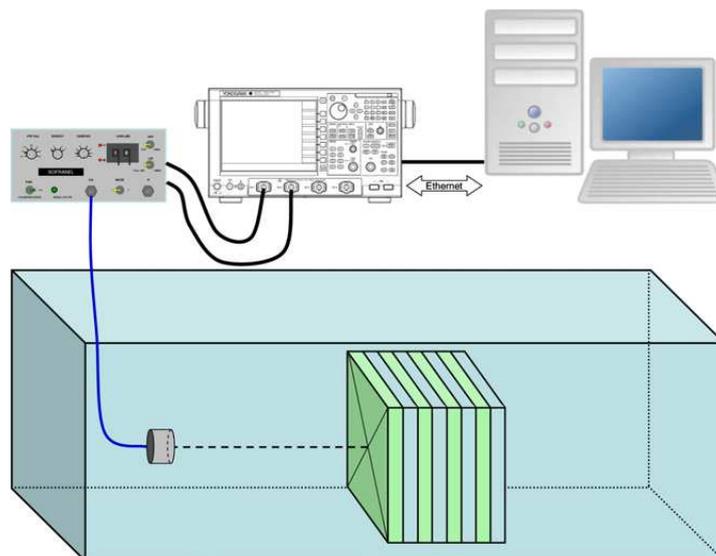


Figure I.20 : Configuration expérimentale permettant l'acquisition d'échos en réflexion.

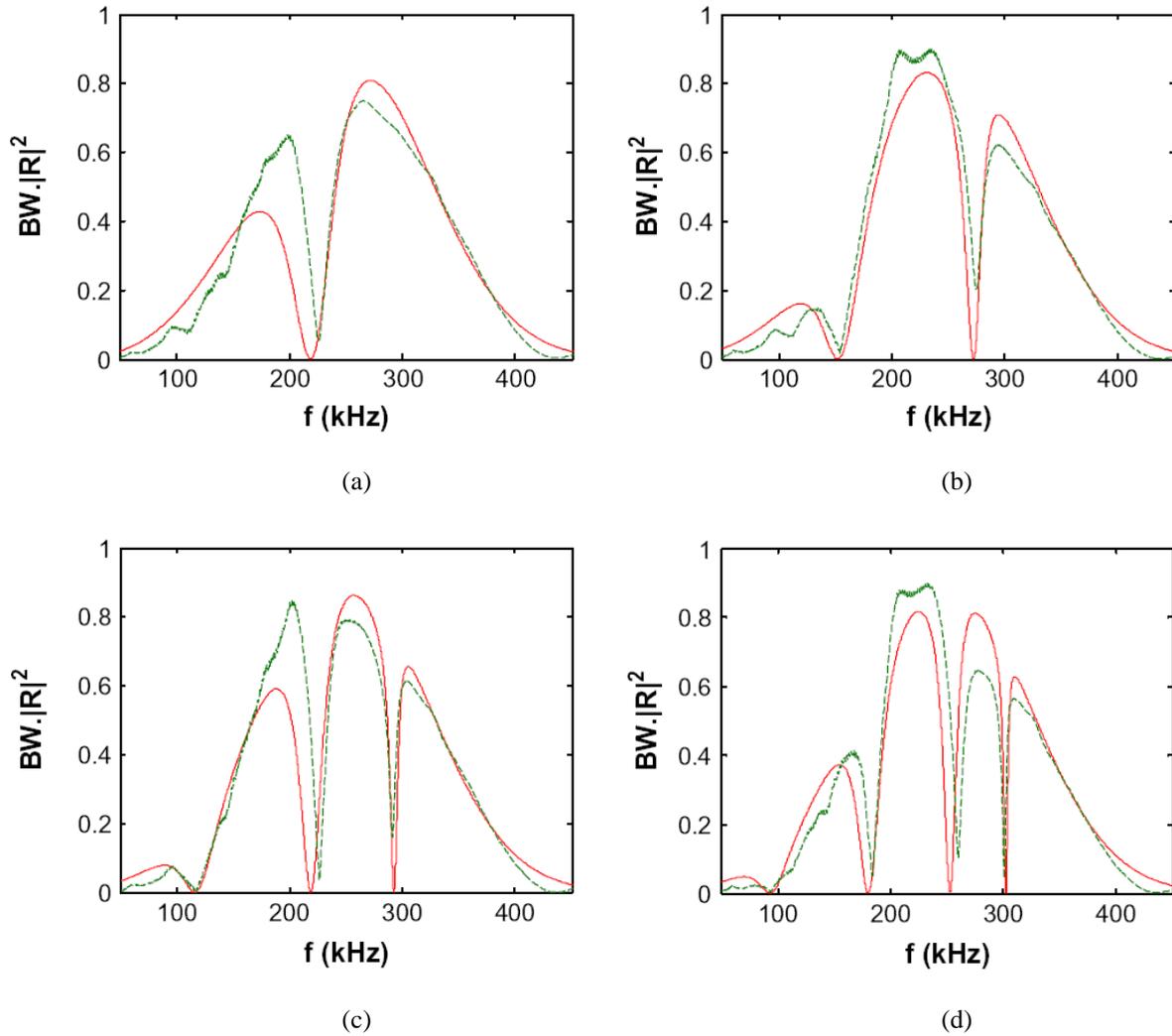


Figure I.21 : Spectres de réflexion expérimentaux (tiret) et théoriques (continu),

 (a) $(V/E) \times 2$, (b) $(V/E) \times 3$, (c) $(V/E) \times 4$ et (d) $(V/E) \times 5$.

N	$f_k^{(R)}$ (kHz)	$f_k^{(2)}$ (kHz)	$\mathcal{E}^{(2)}$ (%)
2	219	212	2,9
3	152	150	1,4
	272	260	4,4
4	116	115	0,8
	219	212	2,9
	293	278	5,1
5	93	93	0,6
	180	177	1,9
	253	243	3,8
	302	286	5,4

N : nombre de périodes ; $f_k^{(R)}$: expression exacte ;
 $f_k^{(2)}$: expression approchée à l'ordre 2.

 Tableau I.4 : Fréquences de coupure relevées pour la structure $(V/E) \times N$.

Les valeurs obtenues (Tableau I.4) expérimentalement pour les fréquences $f_k^{(R)}$ concordent avec celles théoriques attendues $f_k^{(2)}$. Cette étude permet d'envisager le problème inverse, permettant de remonter à des propriétés physiques de la structure périodique via ces fréquences caractéristiques.

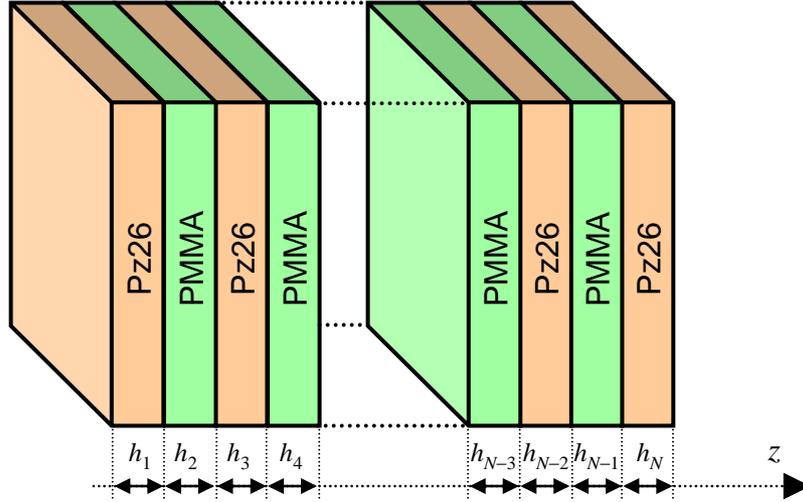
V Contrôle actif de structures multicouches

Dans la famille des structures multicouches, celles périodiques offrent des propriétés acoustiques particulièrement intéressantes et aisément calculables [27]. Les cristaux phononiques (CP) ouvrent un large champ d'applications (filtrage, isolation acoustique, guide d'onde, ...) [60]. Ces applications sont cependant limitées du fait des propriétés figées imposées par les matériaux constitutifs. Un changement de ces propriétés physiques et/ou géométriques permet de moduler les propriétés spectrales (réflexion, transmission, atténuation) d'une telle structure. De fait, le contrôle de la dispersion des ondes ultrasonores est rendu possible par des structures phononiques dont au moins un des constituants possède des propriétés modulables : orientation de l'onde incidente relativement aux constituants [61], matériaux actifs (thermoactifs [62, 63], magnétostrictifs [64, 65, 66, 67], électrostrictifs [68], piézoélectriques [69, 70, 71, 72]...). Parmi ces possibilités, celles offrant la plus grande sensibilité, simplicité d'utilisation et de mise en œuvre sont celles qui ont la faveur de connaître les plus grands développements.

Dans cette partie, on s'intéresse à l'inclusion de matériaux piézoélectriques dans un cristal phononique dans l'optique d'y contrôler la propagation d'ondes ultrasonores dans la gamme du MHz. Les paramètres clés pour le design spectral des bandes passantes et bandes d'arrêt de telles structures sont : contraste acoustique, rapport entre épaisseur et longueur d'onde. Dans le cas de matériaux électroactifs, les conditions électriques sont un paramètre d'influence supplémentaire, qui a l'avantage d'être modulable et de permettre le contrôle des propriétés ultrasonores de la structure résultante. Dans ce contexte, la structure multicouche unidimensionnelle étudiée dans cette partie est une structure périodique constituée d'un motif périodique élaboré à partir de deux constituants : l'un passif, l'autre actif (matériau piézoélectrique). Sur la base des équations de la piézoélectricité, un modèle unidimensionnel est proposé pour prendre en compte l'impédance électrique connectée aux électrodes d'une couche piézoélectrique [73, 74]. Pour une validation expérimentale, une structure périodique finie basée sur un bicouche Pz26/PMMA est étudiée dans la gamme du MHz. L'influence de charges électriques est étudiée et permet de modifier les bandes passantes et bandes d'arrêt dans les courbes de dispersion des ondes ultrasonores.

V.1 Théorie

La structure multicouche étudiée est constituée de N couches, alternant $(N+1)/2$ couches piézoélectriques et $(N-1)/2$ couches passives, notée Pz26/(PMMA/Pz26) $\times(N-1)/2$. La configuration étudiée consiste à connecter une impédance électrique aux bornes de l'une des plaques piézoélectriques.


 Figure I.22 : Structure multicouche Pz26/(PMMA/Pz26) $\times(N-1)/2$ étudiée, constituée de N couches.

V.1.1 Equations constitutives

Sur la base de l'hypothèse de propagation unidimensionnelle, les équations fondamentales de la piézoélectricité s'écrivent comme suit :

$$\begin{cases} \sigma_z^{(n)} = c_{33}^{D,(n)} S_z^{(n)} - h_{33}^{(n)} D_z^{(n)} \\ E_z^{(n)} = -h_{33}^{(n)} S_z^{(n)} + \beta_{33}^{S,(n)} D_z^{(n)} \end{cases} \quad (\text{I.61})$$

où $n \in [1, N]$ représente le nombre de couches actives, $\sigma_z^{(n)}$ et $E_z^{(n)}$ sont la contrainte et le champ électrique, $S_z^{(n)}$ et $D_z^{(n)}$ sont la déformation élastique et le déplacement électrique, respectivement. Les constantes $c_{33}^{D,(n)}$, $h_{33}^{(n)}$ et $\beta_{33}^{S,(n)}$ sont les constantes élastique, piézoélectrique et diélectrique. Plus précisément, les exposants D sur $c_{33}^{D,(n)}$ et S sur $\beta_{33}^{S,(n)} = 1/\epsilon_{33}^{S,(n)}$ signifient respectivement un déplacement D constant et une déformation S constante. Dans le cas d'une couche passive, i.e. n pair, l'équation (I.61) est réduite à $T_z^{(n)} = c_{33}^{(n)} \cdot S_z^{(n)}$, et l'effet diélectrique est négligeable et négligé.

Le déplacement dans la couche indexée n est exprimée par :

$$\begin{cases} u_z^{(n)}(z) = A_n \cdot e^{+jk_n z} + B_n \cdot e^{-jk_n z} \\ \sigma_z^{(n)}(z) = jk_n c_{33}^{(n)} (A_n \cdot e^{+jk_n z} - B_n \cdot e^{-jk_n z}) \end{cases} \quad (\text{I.62})$$

où A_n et B_n sont les coefficients d'amplitude des ondes propagative et rétro-propagative, $k_n = \omega/v_n$ est le nombre d'onde associé à la couche indexée n . Les conditions aux limites et les équations de continuité sont les suivantes :

$$\begin{cases} \sigma_z^{(1)}(0) = 0 \\ \sigma_z^{(N)}(h_N) = 0 \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} \sigma_z^{(n)}(h_n) = \sigma_z^{(n+1)}(0) \\ u_z^{(n)}(h_n) = u_z^{(n+1)}(0) \end{cases} \quad \text{pour } n \in [1, N-1] \quad (\text{I.63})$$

V.1.2 Effet d'une impédance électrique externe

Une impédance électrique Z_a est connectée aux électrodes d'une couche piézoélectrique indexée n , et la tension à ses bornes est $V^{(n)} = Z_a I^{(n)}$, où $I^{(n)} = j\omega\Sigma D_z^{(n)}$ est le courant électrique, $D_z^{(n)}$ le déplacement électrique et Σ est la surface des électrodes. En combinant ces relations, on obtient :

$$D_z^{(n)} = \frac{h_{33}^{(n)} \epsilon_{33}^{S,(n)} (u_3^{(n)}(h_n) - u_3^{(n)}(0))}{h_n \left(1 + \frac{Z_a^{(n)}}{Z_0^{(n)}}\right)} = \xi^{(n)} \frac{u_3^{(n)}(h_n) - u_3^{(n)}(0)}{h_{33}^{(n)}} \quad (\text{I.64})$$

où $Z_0^{(n)} = \frac{h_n}{j\omega\epsilon_{33}^{S,(n)}\Sigma}$ et $\xi^{(n)} = \frac{(h_{33}^{(n)})^2 \epsilon_{33}^{S,(n)}}{h_n \left(1 + \frac{Z_a^{(n)}}{Z_0^{(n)}}\right)} = \frac{(k_t^{(n)})^2 c_{33}^{D,(n)}}{h_n \left(1 + \frac{Z_a^{(n)}}{Z_0^{(n)}}\right)}$, la contribution piézoélectrique.

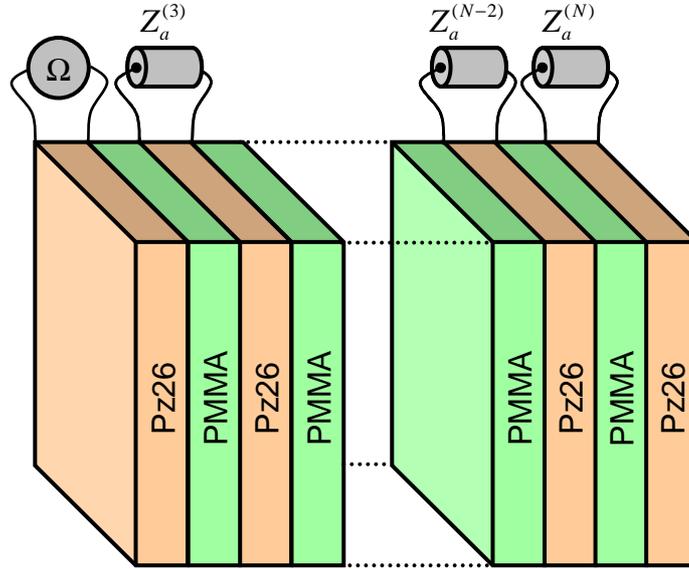


Figure I.23 : Configuration électrique des couches actives, la première servant de point de mesure, les suivantes étant connectées à une charge d'impédance $Z_a^{(n)}$.

En reportant cette expression (I.64) du déplacement électrique dans les équations de la piézoélectricité (équation (I.61)), on montre à travers la contribution $\xi^{(n)}$ que l'expression de la contrainte $\sigma_z^{(n)}$ dépend directement de l'impédance électrique connectée en parallèle :

$$\sigma_z^{(n)}(z) = c_{33}^{D,(n)} S_z^{(n)}(z) - \xi^{(n)} \cdot (u_3^{(n)}(h_n) - u_3^{(n)}(0)) \quad (\text{I.65})$$

Afin de simplifier les notations, on note $c_{33}^{D,(n)} = c_{33}^{(n)}$ y compris dans les couches actives :

$$\text{i.e. } \sigma_z^{(n)}(z) = jk_n c_{33}^{(n)} (A_n e^{+jk_n z} - B_n e^{-jk_n z}) - \xi^{(n)} \cdot (u_3^{(n)}(h_n) - u_3^{(n)}(0)) \quad (\text{I.66})$$

Pour plus de concision, on note :

$$\sigma_z^{(n)}(z) = jk_n c_{33}^{(n)} (A_n X_n(z) - B_n Y_n(z)) = j\omega Z_n (A_n X_n(z) - B_n Y_n(z)) \quad (\text{I.67})$$

$$\text{où } \begin{cases} X_n(z) = e^{+jk_n z} - \frac{\xi^{(n)}}{j\omega Z_n} (e^{+jk_n h_n} - 1) \\ Y_n(z) = e^{-jk_n z} + \frac{\xi^{(n)}}{j\omega Z_n} (e^{-jk_n h_n} - 1) \end{cases} \quad (\text{I.68})$$

D'après cette expression, le déplacement (équation (I.64)) et la contrainte (équation (I.65)) dans une couche piézoélectrique n sont liés aux propriétés acoustiques Z_n et k_n , et aux conditions électriques externes via la constante $\xi^{(n)}$ donc à l'impédance électrique $Z_a^{(n)}$.

V.1.3 Impédance électrique d'une couche piézoélectrique chargée

On s'intéresse ici à l'effet d'une impédance électrique appliquée aux bornes d'une couche piézoélectrique intégrée dans une structure multicouche. En appliquant les conditions aux limites et les équations de continuité (équation (I.63)) aux couches 1 à N , un système linéaire est établi (équation (I.69)). La résolution de ce système permet ensuite de déterminer les amplitudes des champs de déplacement et de contrainte obtenus dans chaque couche constitutive :

$$\text{i.e. } \begin{cases} \sigma_z^{(1)}(0) = 0 \\ \vdots \\ \sigma_z^{(n)}(h_n) = \sigma_z^{(n+1)}(0) \\ u_z^{(n)}(h_n) = u_z^{(n+1)}(0) \\ \vdots \\ \sigma_z^{(N)}(h_N) = 0 \end{cases} \quad (\text{I.69})$$

$$\begin{cases} 0 = +j\omega Z_1 (A_1 - B_1) \\ \vdots \\ +j\omega Z_m (A_m X_m(h_m) - B_m Y_m(h_m)) = j\omega Z_{m+1} (A_{m+1} X_{m+1}(0) - B_{m+1} Y_{m+1}(0)) + h_{33}^{(m+1)} D_z^{(m+1)} \\ A_m e^{+jk_m h_m} + B_m e^{-jk_m h_m} = A_{m+1} + B_{m+1} + h_{33}^{(m+1)} D_z^{(m+1)} \\ \vdots \\ +j\omega Z_n (A_n X_n(h_n) - B_n Y_n(h_n)) = j\omega Z_{n+1} (A_{n+1} X_{n+1}(0) - B_{n+1} Y_{n+1}(0)) \\ e^{+jk_n h_n} A_n + e^{-jk_n h_n} B_n = A_{n+1} + B_{n+1} \\ \vdots \\ +j\omega Z_N (A_N Y_N(0) - B_N X_N(0)) = 0 \end{cases}$$

Le système linéaire (I.69) peut être exprimé sous forme matricielle :

$$[M] \cdot [AB] = [SM] \quad (\text{I.70})$$

$$\text{où } \begin{cases} [AB] = [A_1 \ B_1 \ \dots \ A_m \ B_m \ \dots \ A_N \ B_N]^t \\ [SM] = [0 \ 0 \ \dots \ h_{33}^{(m)} D_z^{(m)} \ h_{33}^{(m)} D_z^{(m)} \ \dots \ 0 \ 0]^t \end{cases} \quad (\text{I.71})$$

La tension $V^{(m)}$ relevée est définie par l'intégrale du champ électrique $E_z^{(m)}$ sur l'épaisseur de la couche indexée m :

$$V^{(m)} = \int_0^{h_m} E_z^{(m)}(z).dz = -h_{33}^{(m)}. \left(u_z^{(m)}(h_m) - u_z^{(m)}(0) \right) + h_m D_z^{(m)} \beta_{33}^{S,(m)} \quad (I.72)$$

L'impédance électrique étant définie par $Z_e^{(m)} = V^{(m)}/I^{(m)}$ avec $I^{(m)} = j\omega\Sigma.D_z^{(m)}$, on obtient :

$$Z_e^{(m)} = Z_0^{(m)}. \left(1 - \left(k_t^{(m)} \right)^2 \frac{c_{33}^{(m)}}{h_m h_{33}^{(m)}} \left(c_A^{(m)}. \left(e^{+jk_m h_m} - 1 \right) + c_B^{(m)}. \left(e^{-jk_m h_m} - 1 \right) \right) \right) \quad (I.73)$$

avec
$$\begin{cases} c_A^{(m)} = A_m / D_z^{(m)} \\ c_B^{(m)} = B_m / D_z^{(m)} \end{cases} \quad \text{et} \quad k_t^{(m)} = h_{33}^{(m)} \sqrt{\frac{\epsilon_{33}^{S,(m)}}{c_{33}^{D,(m)}}} \quad (I.74)$$

L'expression de l'impédance électrique $Z_e^{(m)}$ de la couche indexée m dépend des propriétés acoustiques des matériaux en face avant et en face arrière, ainsi que des conditions électriques sur chaque couche active constituant la structure multicouche.

V.2 Validation expérimentale

V.2.1 Configuration 2x(Pz26/PMMA)

Une structure périodique finie a été fabriquée sur la base d'un motif fait de deux couches, dont l'une est piézoélectrique (Pz26), l'autre est passive (PMMA). Les propriétés des matériaux constituants sont regroupées dans le Tableau I.5. Les couches constituantes sont assemblées via un gel de couplage visqueux (Sofranel SWC) permettant la transmission des ondes longitudinales et transverses (négligeables). Les couches électriquement conductrice (Pz26) et isolantes (PMMA) sont alternées, et l'impédance électrique extérieure Z_a est associée en parallèle à la couche active concernée. La mesure de l'impédance électrique est réalisée via l'analyseur d'impédance Z-Check 16777k.

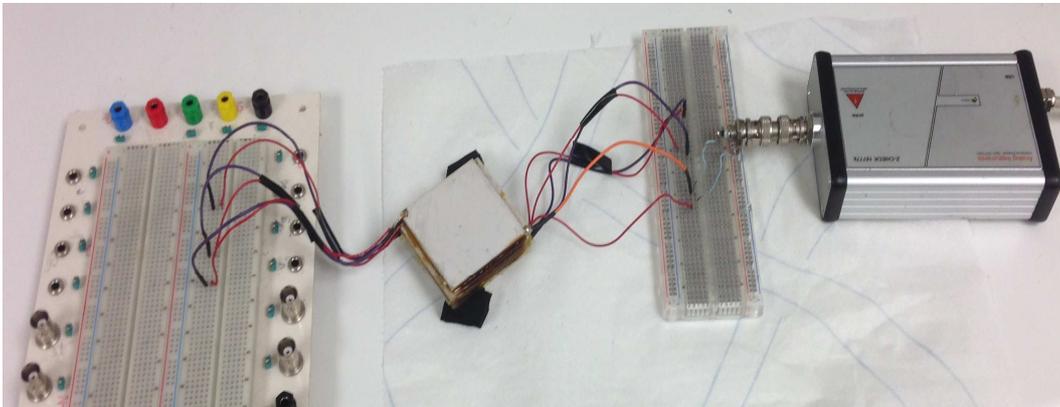


Figure I.24: Mesure de l'impédance électrique sur l'une des couches piézoélectriques constituant le CP actif.

Matériau	c_{33}^D (GPa)	h_{33} (GV/m)	$\frac{\epsilon_{33}^S}{\epsilon_0}$	k_t (%)	h (mm)	Σ (mm ²)	ρ (kg/m ³)	δ_m (%)	δ_e (%)	δ (%)
Pz26	158	2,37	800	47	1	1300	7700	0,80	0,10	0,64
PMMA	8,6	0	4	0	4,13	1300	1142	0,028	~0	-

Tableau I.5 : Propriétés élastiques, piézoélectriques et diélectriques des couches constitutives.

Tandis que les propriétés électriques de la structure (Pz26/PMMA) $\times 2$ sont mesurées via la première couche de Pz26 (Figure I.25), l'influence d'une charge électrique sur la troisième couche $Z_a^{(3)}$ est étudiée : circuit ouvert, court-circuit, charge capacitive.

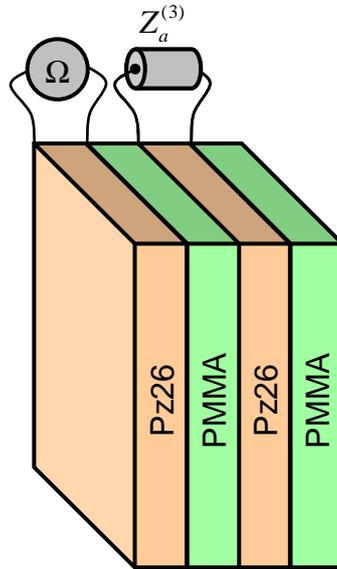


Figure I.25 : Configuration étudiée : Impédance électrique mesurée sur la couche piézoélectrique ($n = 1$), la couche piézoélectrique ($n = 3$) étant connectée à une impédance $Z_a^{(3)}$.

V.2.1.1 Circuit ouvert : $Z_a \rightarrow \infty$

Dans une première configuration, on relève l'impédance électrique de la couche piézoélectrique ($n = 1$) avec une charge appliquée en circuit ouvert ($Z_a \rightarrow \infty$) sur la couche piézoélectrique ($n = 3$). Les impédances théorique et expérimentale sont comparées via leur partie réelle (Figure I.26 (a)) et partie imaginaire (Figure I.26 (b)). Les pics de plus grande amplitude sont observés à proximité de la fréquence d'antirésonance d'une plaque piézoélectrique seule, i.e. $f_a^{(1)} = c_L^{(1)}/(2h_1) \approx 2,26$ MHz.

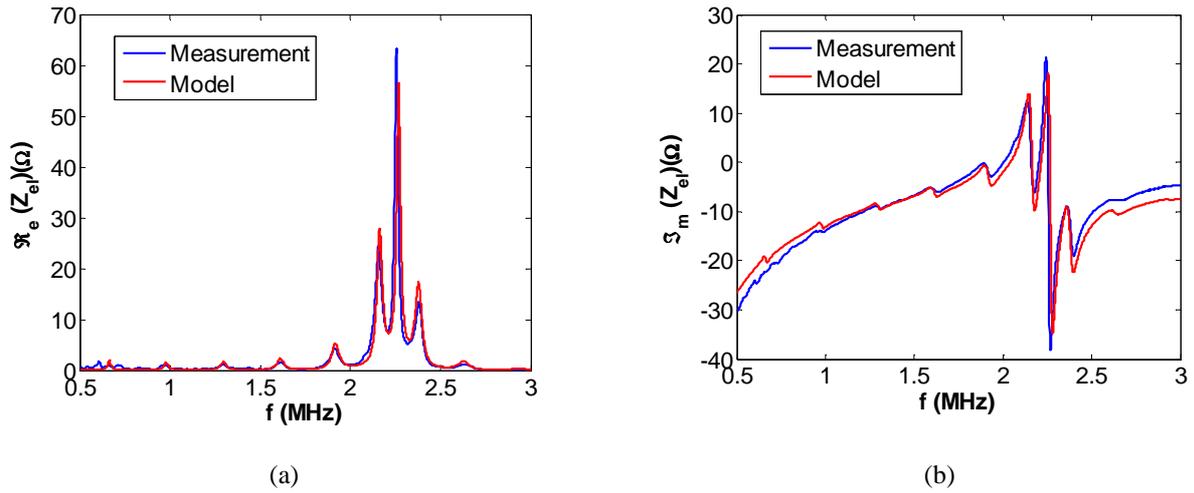


Figure I.26 : Impédance électrique sur la couche $n = 1$, toutes les couches actives étant électriquement en circuit ouvert.

Autour de la fréquence d'antirésonance, on observe un couplage des vibrations associées à l'antirésonance et avec celles selon les épaisseurs des couches environnantes sur chaque face, i.e. dans l'intervalle de fréquence [2; 2,5 MHz]. Les pics secondaires observés sont liés aux résonances induites par les couches de PMMA, i.e. $\Delta f_{PMMA} = c_L^{(2)}/(2h_2) \approx 0,33$ MHz.

V.2.1.2 Court-circuit : $Z_a \rightarrow 0$

Dans une deuxième configuration, l'impédance électrique de la couche piézoélectrique ($n = 1$) est relevée avec une charge appliquée en court-circuit ($Z_a \rightarrow 0$) sur la couche piézoélectrique ($n = 3$). Les impédances théorique et expérimentale sont comparées via leur partie réelle (Figure I.27 (a)) et partie imaginaire (Figure I.27 (b)). Comme dans la configuration précédente, les pics de plus grande amplitude sont observés à proximité de la fréquence d'antirésonance d'une plaque piézoélectrique seule, i.e. $f_a^{(1)} = c_L^{(1)}/(2h_1) \approx 2,26$ MHz. Les pics des résonances sont modifiés par rapport à la configuration précédente, et sont très bien prédits par le modèle analytique.

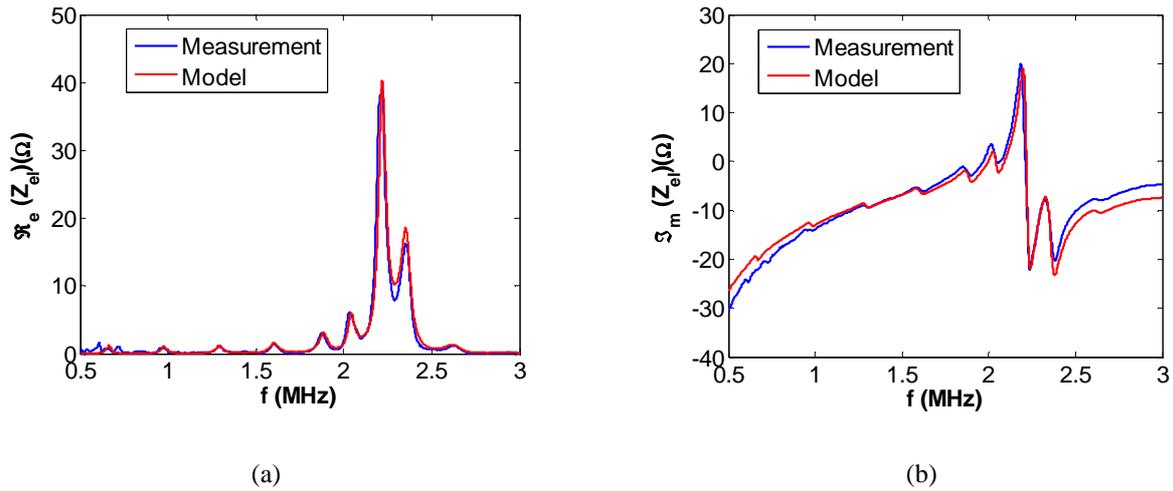


Figure I.27 : Impédance électrique sur la couche $n = 1$, toutes les couches actives étant électriquement en court-circuit.

V.2.1.3 Charge capacitive : $Z_a = 1/(j\omega C_a)$

Dans une troisième configuration, l'impédance électrique de la couche piézoélectrique ($n = 1$) est relevée avec une charge capacitive appliquée ($Z_a = 1/(j\omega C_a)$) sur la couche piézoélectrique ($n = 3$). Les impédances théorique et expérimentale sont comparées via leur partie réelle (Figure I.28 (a)) et partie imaginaire (Figure I.28 (b)). Comme précédemment, les pics de plus grande amplitude sont observés à proximité de la fréquence d'antirésonance d'une plaque piézoélectrique seule, i.e. $f_a^{(1)} = c_L^{(1)}/(2h_1) \approx 2,26$ MHz. Les pics des résonances relevés sont en très bonne correspondance avec le modèle analytique.

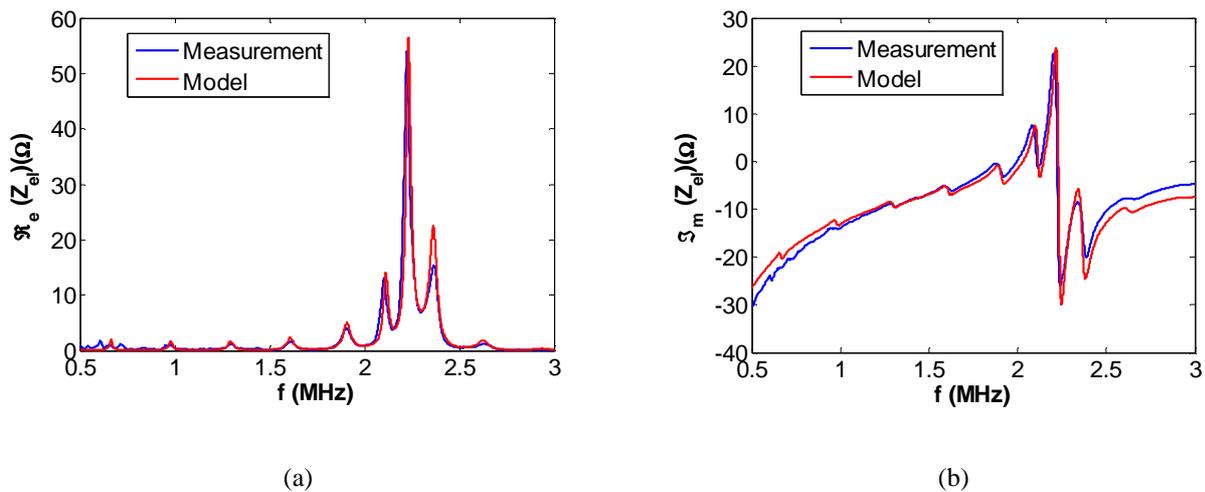


Figure I.28 : Impédance électrique sur la couche $n = 1$, toutes les couches actives étant électriquement connectées à une charge capacitive $C_a = 9,4$ nF.

V.2.2 Configuration 6x(Pz27/PMMA)

Dans la configuration qui suit, une structure périodique finie constituée sur la base d'un motif fait de deux couches, dont l'une est piézoélectrique (Pz27), l'autre est passive (PMMA). Les propriétés des matériaux constitutants sont regroupées dans le Tableau I.6. Les couches constitutantes sont assemblées via un gel de couplage visqueux (Sofranel SWC) permettant la transmission des ondes longitudinales et transverses (négligeables).

Matériau	c_{33}^D (GPa)	h_{33} (GV/m)	$\frac{\epsilon_{33}^S}{\epsilon_0}$	k_t (%)	h (mm)	Σ (mm ²)	ρ (kg/m ³)	δ_m (%)	δ_e (%)	δ (%)
Pz27	144	1,98	800	47	1,98	2500	7700	0,80	0,10	0,64
PMMA	8,6	0	4	0	0,15	2500	1142	0,06	~0	-

Tableau I.6 : Propriétés élastiques, piézoélectriques et diélectriques des couches constitutives.

Comme l'illustre la Figure I.29, les couches piézoélectriques avec électrodes (Pz27) et les couches isolantes (PMMA) étant alternées, les impédances électriques extérieures $Z_a^{(n)}$ sont vues comme associées en parallèle à la couche active concernée. La mesure de l'impédance électrique est réalisée sur la couche d'indice $n = 1$ via l'analyseur d'impédance Z-Check 16777k.

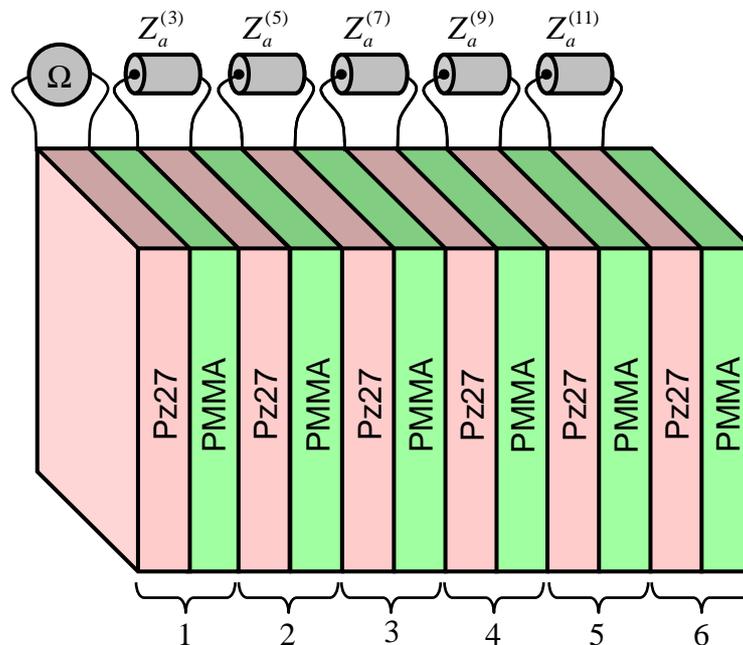


Figure I.29 : Schéma de la structure 6x(Pz27/PMMA) étudiée : Chaque couche piézoélectrique est connectée à une charge électrique d'impédance $Z_a^{(n)}$ à l'exception de la première couche, où l'impédance électrique est mesurée.

L'effet de l'absence d'impédance électrique est étudié dans un premier temps afin de valider le modèle sur cette structure périodique finie. Sur la configuration correspondant à la description faite dans la Figure I.29, les résultats de mesure sont comparés avec ceux prévus par le modèle (équation (I.73)). Ainsi, les impédances complexes sont relevées successivement sur la couche $n = 1$ (Figure I.30 (a) et (b)) et sur la couche $n = 3$ (Figure I.30 (c) et (d)) et montrent un très bon accord en circuit ouvert ($Z_a^{(n)} \rightarrow \infty$).

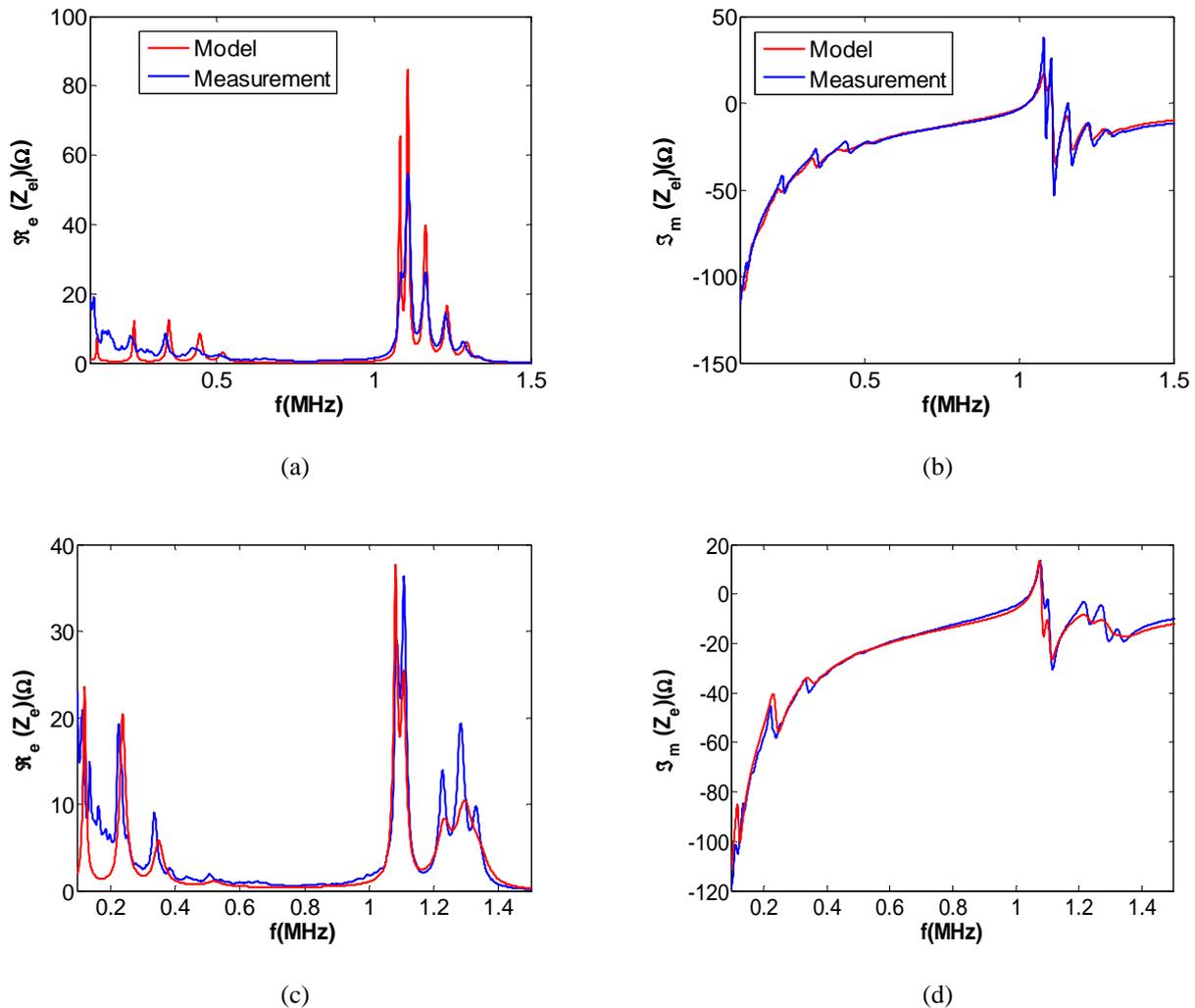


Figure I.30 : Impédance électrique (a), (c) partie réelle et (b), (d) partie imaginaire, relevée sur deux positions, la couche (a), (b) $n = 1$ et (c), (d) $n = 3$, toutes les couches actives étant en circuit ouvert $Z_a^{(n)} \rightarrow \infty$.

De même, l'effet d'un court-circuit ($Z_a^{(n)} \rightarrow 0$) est illustré par la Figure I.31. Les impédances complexes sont relevées successivement sur la couche $n = 1$ (Figure I.31 (a) et (b)) et sur la couche $n = 3$ (Figure I.31 (c) et (d)).

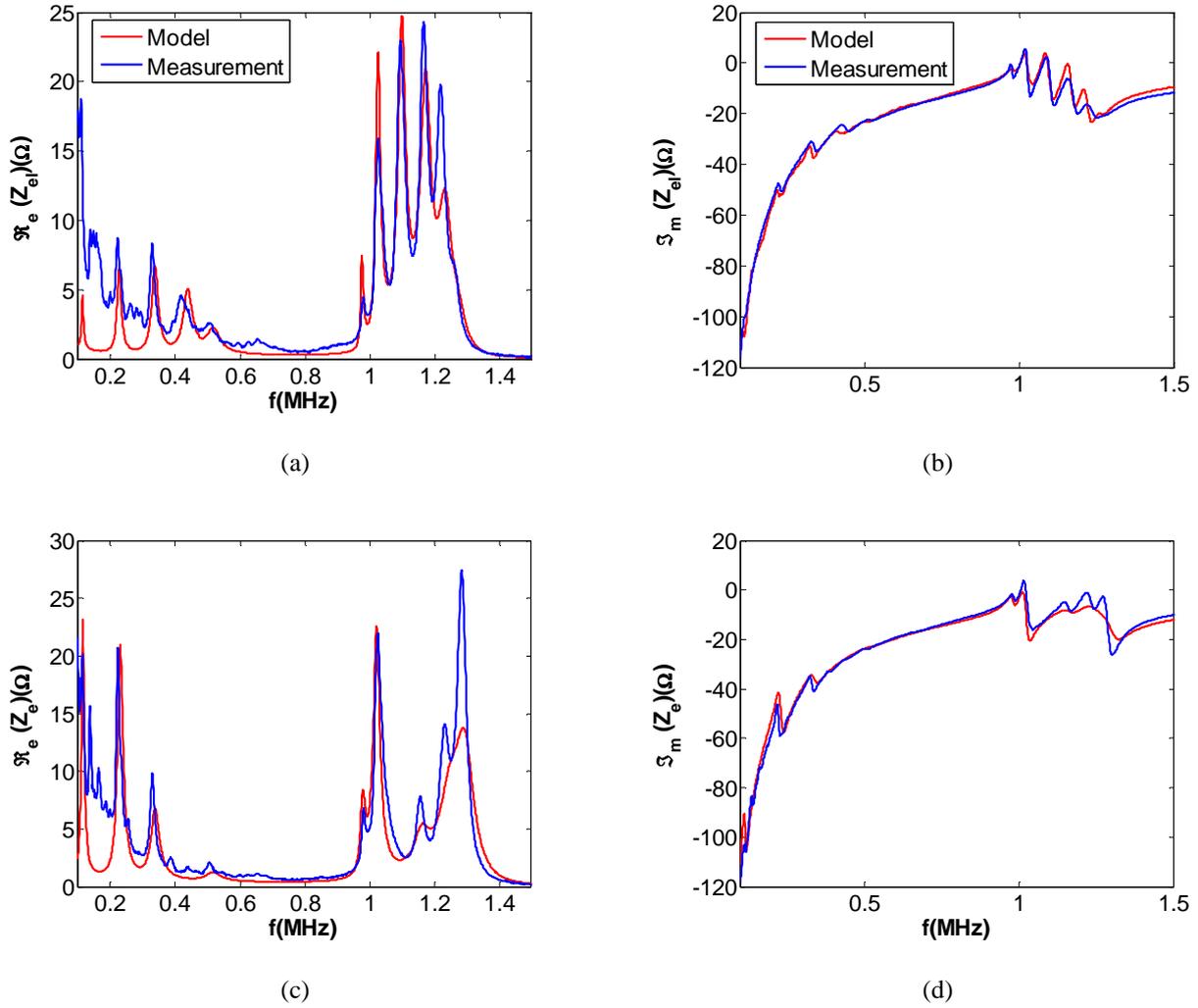


Figure I.31 : Impédance électrique (a), (c) partie réelle et (b), (d) partie imaginaire, relevée sur deux positions, la couche (a), (b) $n = 1$ et (c), (d) $n = 3$, toutes les autres couches actives étant en circuit ouvert $Z_a^{(n)} \rightarrow \infty$.

La Figure I.30 et la Figure I.31 montrent les impédances complexes relevées pour les deux charges, respectivement circuit ouvert ($Z_a^{(n)} \rightarrow \infty$) et court-circuit ($Z_a^{(n)} \rightarrow 0$). Un très bon accord est observé entre les mesures et le modèle, en particulier autour de la fréquence d'antirésonance d'une plaque piézoélectrique seule $f_a^{(2)} = c_L^{(2)}/(2h_2) \approx 1,13$ MHz. On peut cependant observer des désaccords (Figure I.30 (a) et Figure I.31 (a)) au niveau des parties réelles des impédances en basse fréquence pour $f < 0,6$ MHz. Cela peut être expliqué par la faible sensibilité piézoélectrique à ces fréquences, traduite par un relevé relativement bruité. En comparant les deux cas de charge représentés Figure I.30 en circuit ouvert ($Z_a^{(n)} \rightarrow \infty$) et Figure I.31 en court-circuit ($Z_a^{(n)} \rightarrow 0$), on peut relever une différence remarquable dans la gamme de fréquence $[0,95; 1,35]$ MHz.

V.2.3 Structure quasi-infinie

Le cas d'une structure périodique quasi-infinie est étudié, sur la base d'une structure finie constituée de 127 couches. Le motif périodique bicouche est constitué d'une couche piézoélectrique (Pz27), l'autre étant passive (PMMA). La structure est ainsi composée de 64 couches actives et 63 couches passives. L'effet de la position sur la partie réelle de l'impédance électrique est illustré par la Figure I.32 (a) sur les premières couches actives (A1, A2, A3 et A4 respectivement pour $n = 1, 3, 5$ et 7). Comme précédemment, on observe que la partie réelle de l'impédance électrique est quasi-nulle sur l'intervalle $[0,6 ; 1,0]$ MHz, et ce pour toutes les positions de mesure. Les résonances principales se situent autour de la fréquence d'antirésonance d'une plaque piézoélectrique seule, i.e. $f_a^{(1)} = c_L^{(1)}/(2h_1) \approx 1,13$ MHz. D'une façon plus générale, au numéro n de la couche (active donc n impair) correspondent $(n - 1)/2$ modes additionnels au voisinage de la fréquence d'antirésonance $f_a^{(1)}$. Par ailleurs, l'ajout d'une charge capacitive variable est illustré par la Figure I.32 (b) et entraîne une diminution de la partie réelle de l'impédance au voisinage de la fréquence d'antirésonance $f_a^{(1)}$. Cette diminution relative est d'environ $23 \Omega / 38 \Omega$, soit 60 %. La largeur à -6 dB varie également, de 70 à 150 kHz. Ce résultat met en avant les possibilités de modulation de propriétés à haute fréquence via la modification de la charge électrique qui agit directement sur les propriétés de la structure périodique, au voisinage de la fréquence d'antirésonance $f_a^{(1)}$ de la couche active.

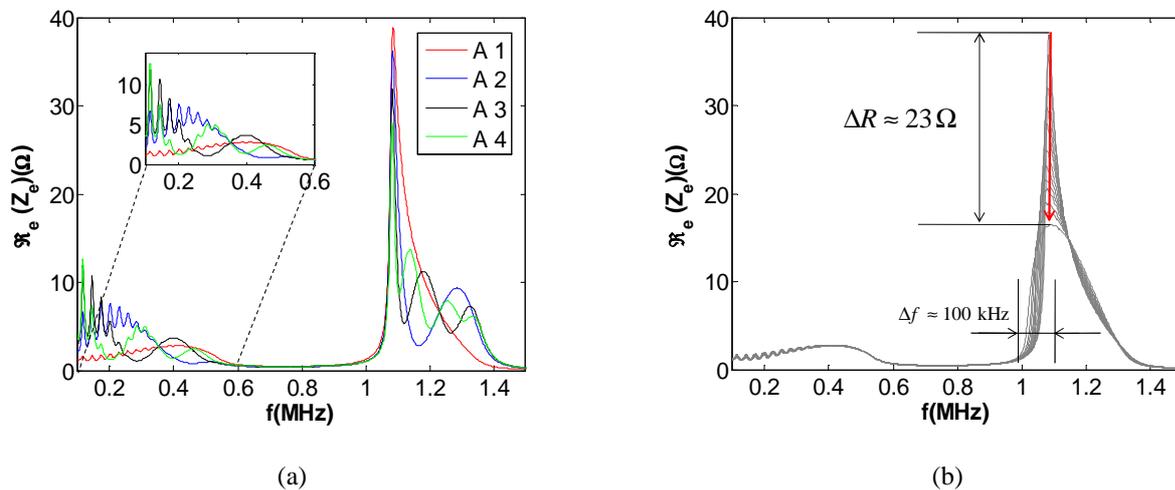


Figure I.32 : Parties réelles de l'impédance électrique d'une structure quasi-infinie de 127 couches, Pz27/(PMMA/Pz27) \times 63 (a) selon la position de la mesure : A1, A2, A3 et A4 respectivement pour $n = 1, 3, 5$ et 7 et (b) effet d'une charge capacitive sur l'amplitude de la résonance au voisinage de la fréquence d'antirésonance $f_a^{(1)}$.

V.3 Relation de Bloch-Floquet

Dans le cas d'une structure périodique infinie, on parle de cristal phononique (CP). Sur la base d'une approche unidimensionnelle (équation (I.2)), l'application du théorème de Bloch-Floquet [71, 72, 75] sur la cellule bicouche élémentaire permet d'écrire les relations suivantes :

$$\begin{cases} v_z^{(1)}(h_1) = v_z^{(2)}(0) \\ \sigma_z^{(1)}(h_1) = \sigma_z^{(2)}(0) \\ v_z^{(1)}(0) = X v_z^{(2)}(h_2) \\ \sigma_z^{(1)}(0) = X \sigma_z^{(2)}(h_2) \end{cases} \quad (\text{I.75})$$

où h_n est l'épaisseur, $v_z^{(n)}$ la vitesse, $\sigma_z^{(n)}$ la contrainte dans des plaques $n = \{1, 2\}$, et X est la fonction de Bloch, définie par :

$$X = e^{jk(h_1+h_2)} = e^{j\varphi_{eff}} \quad (\text{I.76})$$

L'application des relations données dans l'équation (I.75) permet d'écrire le système d'équations suivant :

$$M' \cdot \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \\ A_2 \\ B_2 \end{pmatrix} = 0 \quad (\text{I.77})$$

où M' est une matrice dont les composantes regroupent les paramètres de propagation des plaques $n = \{1, 2\}$ [72]. Le déterminant du système (équation (I.77)) décrivant la périodicité selon Bloch-Floquet pour un CP unidimensionnel (équation (I.75)) conduit à la relation de dispersion suivante :

$$\cos \varphi_{eff} = c \varphi_1 c \varphi_2 - \frac{1}{2} K s \varphi_1 s \varphi_2 \quad (\text{I.78})$$

où $s\varphi_n$ et $c\varphi_n$ sont les sinus et cosinus de $\varphi_n = k_n h_n = \omega h_n / c_n$ avec $n = \{1, 2, eff\}$ et $K = \frac{Z_1}{Z_2} + \frac{Z_2}{Z_1}$ est

une fonction du contraste acoustique entre les deux couches constituantes. On retrouve bien l'expression de s (équation (I.44)) obtenue via les matrices de transfert. Ainsi, l'équation (I.78) donne le nombre d'onde effectif k_{eff} de la structure périodique en fonction de la fréquence.

La Figure I.33 illustre les courbes de dispersion dans le cas d'un CP bicouche (PMMA/Acier). La normalisation du nombre d'onde k_{eff} par la taille de la première zone de Brillouin dans l'espace direct $(h_1 + h_2)/\pi$ donne le nombre d'onde réduit k_{red} , sans dimension.

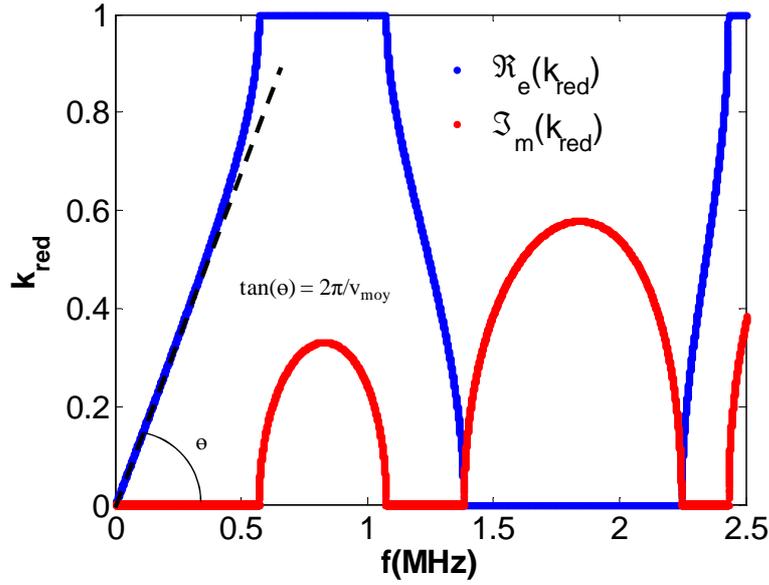


Figure I.33 : Courbe de dispersion calculée à partir de l'équation (I.78) : Parties réelle du nombre d'onde (bleu) et imaginaire (rouge) du nombre d'onde.

Un développement en séries permet de retrouver l'expression des propriétés effectives en basse fréquence, i.e. la vitesse effective asymptotique en $f = 0$ dans le CP :

$$1 - \frac{(\varphi_{eff})^2}{2} \approx \left(1 - \frac{(\varphi_1)^2}{2}\right) \left(1 - \frac{(\varphi_2)^2}{2}\right) - \frac{1}{2} K \varphi_1 \varphi_2$$

$$\Leftrightarrow (\varphi_{eff})^2 \approx K \varphi_1 \varphi_2 + (\varphi_1)^2 + (\varphi_2)^2$$

$$c_{eff} = \frac{f_1 f_2 (h_1 + h_2)}{\sqrt{f_1^2 + f_2^2 + K f_1 f_2}} \quad (I.79)$$

où $f_n = c_n/h_n = \omega/\varphi_n$ avec $n = \{1, 2\}$.

La partie réelle du nombre d'onde comporte des branches inclinées, caractéristiques des bandes passantes, et des branches horizontales donnant lieu à des bandes dites interdites.

La partie imaginaire du nombre d'onde, complémentaire à la partie réelle comporte des branches incurvées, caractéristiques de l'atténuation dans les bandes interdites et des branches horizontales caractéristiques de bandes passantes.

V.3.1 Dispersion dans un CP actif

Dans le cas où le CP comporte une couche piézoélectrique (Figure I.34), la relation de dispersion se trouve modifiée. Dans le cadre de ses travaux de thèse, S. Degraeve [75] a démontré cette relation de dispersion pour un CP unidimensionnel incluant une plaque piézoélectrique connectée à une impédance de charge Z_a .

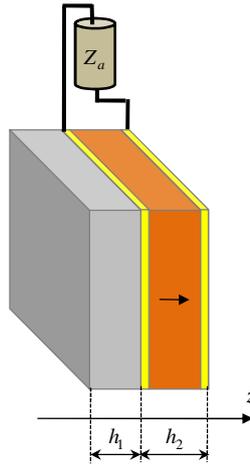


Figure I.34 : Cellule élémentaire contenant une couche piézoélectrique connectée à une impédance Z_a .

La relation de dispersion s'écrit sous forme contractée :

$$c_{\varphi_{eff}} = \left(c \varphi_1 c \varphi_2 - \frac{K}{2} s \varphi_1 s \varphi_2 + \xi_2 \left(\frac{Z_2}{Z_1} s \varphi_1 (1 - c \varphi_2) - c \varphi_1 s \varphi_2 \right) \right) \frac{1}{1 - \xi_2 s \varphi_2} \quad (I.80)$$

où $s \varphi_n$ et $c \varphi_n$ sont les sinus et cosinus de φ_n avec $n = \{1, 2\}$, et le terme $\xi_2 = \frac{k_t^2}{\varphi_2 (1 + Z_a / Z_0)}$ vient

modifier la relation de dispersion relativement à une structure bicouche passive, avec Z_a l'impédance de charge et Z_0 l'impédance de la capacité statique C_0 .

Cette relation permet d'établir les courbes de dispersion de la structure prenant en compte l'effet piézoélectrique. Quelle que soit la charge appliquée aux bornes de la couche piézoélectrique, celle-ci a une incidence sur les courbes de dispersion (charge capacitive : thèse de S. Degraeve [75] ; charges capacitive négative : thèse de S.A. Mansoura [76]).

La propagation des ondes acoustiques dans les milieux multicouches est souvent étudiée en utilisant un formalisme faisant appel à des matrices de transfert [77, 27]. Ainsi, la matrice de transfert pour un CP actif regroupe alors les paramètres acoustiques de la couche passive et ceux effectifs de la plaque piézoélectrique potentiellement chargée électriquement (Figure I.35).

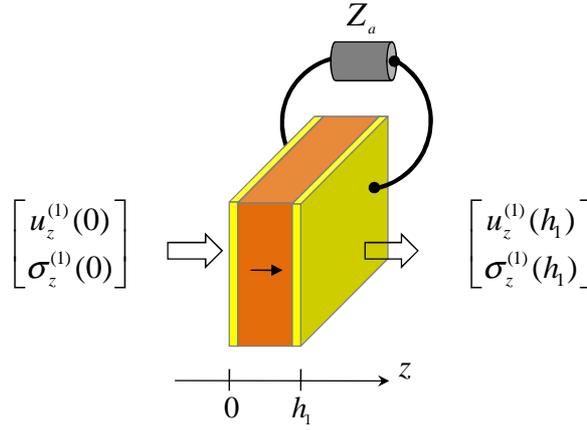


Figure I.35 : Déplacements u_z et contraintes σ_z en entrée et sortie pour une plaque piézoélectrique d'épaisseur h_1 , avec une impédance Z_a connectée aux électrodes.

D'après Brekhovskikh [35], la formulation matricielle liant les déplacements u_z et contraintes σ_z en fonction de la somme et de la différence des coefficients d'amplitude A_1 et B_1 permet d'assurer une stabilité numérique de la résolution. Ainsi, les déplacements et contraintes à l'entrée de la couche piézoélectrique peuvent s'écrire :

$$\begin{bmatrix} u_z^{(1)}(0) \\ \sigma_z^{(1)}(0) \end{bmatrix} = I_e \begin{bmatrix} A_1 + B_1 \\ A_1 - B_1 \end{bmatrix} \quad (\text{I.81})$$

$$\text{où } I_e = \begin{bmatrix} c \varphi_1 & j s \varphi_1 \\ -Z_1 c \varphi_1 + \xi Z_1 (s \varphi_1 - 1) & -j Z_1 c \varphi_1 + \xi Z_1 (s \varphi_1 - 1) \end{bmatrix}$$

De la même façon, les paramètres de sortie de la plaque piézoélectrique s'écrivent :

$$\begin{bmatrix} u_z^{(1)}(h_1) \\ \sigma_z^{(1)}(h_1) \end{bmatrix} = I_s \begin{bmatrix} A_1 + B_1 \\ A_1 - B_1 \end{bmatrix} \quad (\text{I.82})$$

$$\text{où } I_s = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\xi Z_1 (c \varphi_1 + 1) & -j Z_1 + \xi Z_1 s \varphi_1 \end{bmatrix}$$

La matrice de transfert M reliant le vecteur d'état d'entrée ($z = 0$) à celui de sortie ($z = h$) pour une couche piézoélectrique s'écrit donc :

$$\begin{bmatrix} u_z^{(1)}(h_1) \\ \sigma_z^{(1)}(h_1) \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} u_z^{(1)}(0) \\ \sigma_z^{(1)}(0) \end{bmatrix} \quad \text{où } M = I_s \cdot (I_e)^{-1} \quad (\text{I.83})$$

Pour une couche passive, la matrice de transfert se déduit facilement en posant $k_t = 0$ (annulation de l'effet piézoélectrique) et la constante de rigidité élastique suivant la notation classique $c_{33}^D = c_{33}$ [46]. L'approche par des matrices de transfert permet de calculer les coefficients de transmission et réflexion à travers une structure multicouche comportant des matériaux piézoélectriques. On s'affranchit ainsi des variables électriques en ne considérant que les déplacements et les contraintes aux interfaces. Pour illustrer le propos, considérons une structure périodique symétrique composée

de 4 cellules élémentaires de type (Pz27/PMMA), avec une plaque piézoélectrique placée à l'extrémité de la structure. La structure ainsi constituée est alors dénommée Pz27/(PMMA/Pz27) \times 4 par la suite. Le coefficient de transmission à travers cette structure est calculé en utilisant la méthode des matrices de transfert (équation (I.83)). La Figure I.36 illustre les coefficients de transmission $|T|^2$ comparés avec les structures de bandes des CP associés, dont on relève une modification de la bande interdite, qui s'étend sur l'intervalle [0,54 ; 1,04] MHz en circuit-ouvert (Figure I.36 (a)) et [0,54 ; 1,04] MHz en court-circuit (Figure I.36 (b)).

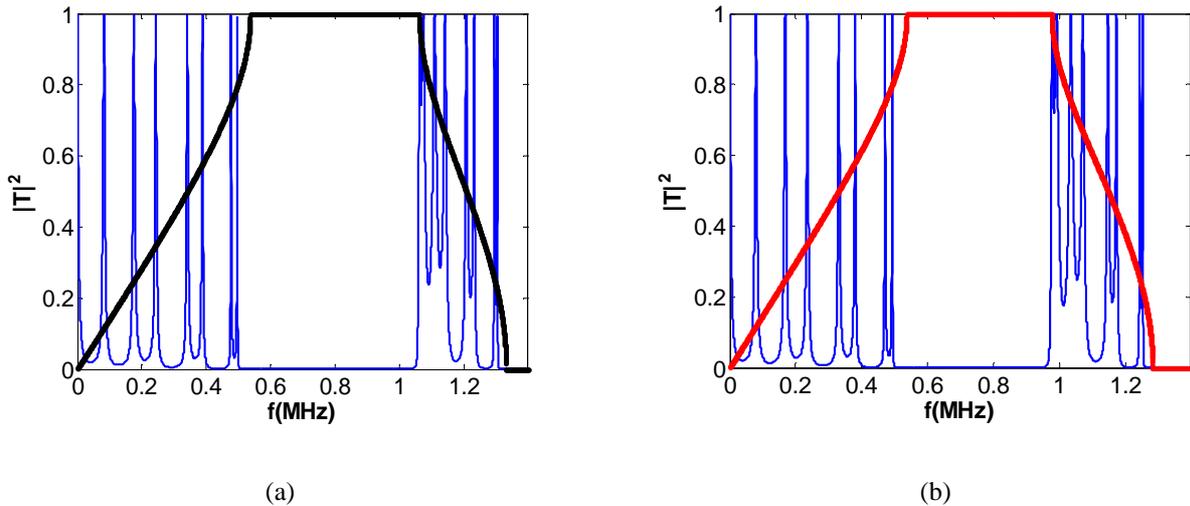


Figure I.36 : Coefficient de transmission en énergie (en bleu) pour une structure périodique Pz27/(PMMA/Pz27) \times 4, et courbes de dispersion associées selon Bloch-Floquet avec une impédance ajoutée : (a) en circuit-ouvert ($Z_a^{(n)} \rightarrow \infty$) et (b) en court-circuit ($Z_a^{(n)} \rightarrow 0$).

On peut noter un excellent accord est observée entre la position de la structure de bande du CP et le coefficient de transmission. Le nombre de résonances observées dans les bandes passantes du coefficient de transmission correspond au nombre d'interfaces de réflexions internes dans la structure. On parle de résonances de type Fabry-Pérot [78].

V.3.2 Influence d'un condensateur

De façon semblable à ce qui a été observé sur la mesure de l'impédance électrique $Z_e^{(n)}$, l'ajout d'une charge électrique $Z_a^{(n)}$ connectée aux électrodes des couches piézoélectriques entraîne des changements sur la structure de bandes [72]. Ainsi, l'ajout d'un condensateur C_a entraîne une modification des largeurs de bandes passantes et bandes interdites. Ces variations sont bornées par celles obtenues avec les charges électriques en circuit-ouvert (Figure I.36 (a) : $Z_a^{(n)} \rightarrow \infty$) et en court-circuit (Figure I.36 (b) : $Z_a^{(n)} \rightarrow 0$).

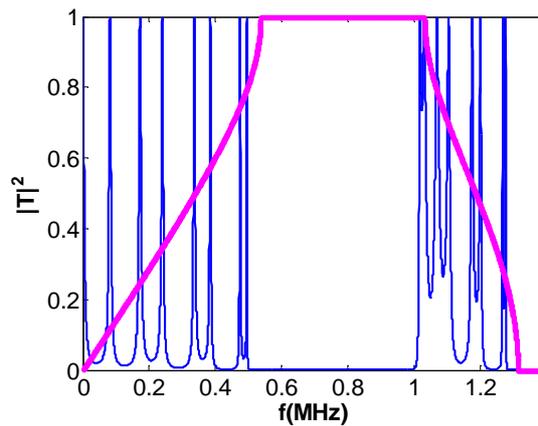


Figure I.37 : Coefficient de transmission en énergie (en bleu) pour une structure périodique Pz27/(PMMA/Pz27) \times 4, et courbes de dispersion associées selon Bloch-Floquet avec une impédance ajoutée : condensateur $C_a = 5$ nF.

Comme illustré par la Figure I.37, les coefficients de transmission de la structure périodique Pz27/(PMMA/Pz27) \times 4 et les courbes de dispersion concordent bien. Le passage des conditions de circuit ouvert aux conditions de circuit fermé se traduit par un décalage des bandes passantes et bandes interdites. Ces modifications sont liées aux propriétés élastiques modifiées du fait de la charge électrique. Ainsi, le condensateur a un effet de type circuit ouvert ($Z_a^{(n)} \rightarrow \infty$) en basse fréquence et circuit fermé en haute fréquence ($Z_a^{(n)} \rightarrow 0$).

V.3.3 Impédance électrique et courbes de dispersion

L'étude de l'impédance électrique d'un multicouche périodique présentée dans le chapitre précédent montre des modifications dans les bandes passantes observées sur l'impédance électrique en fonction des conditions aux limites électriques sur les plaques piézoélectriques [74, 79]. Dans ce paragraphe on compare les courbes de dispersion et la partie réelle de l'impédance électrique, mesurée sur la première couche piézoélectrique. L'effet des conditions aux limites électriques est illustré par les cas de charge électrique de type circuit ouvert (Figure I.38 (a) : $Z_a^{(n)} \rightarrow \infty$) et circuit fermé (Figure I.38 (b) : $Z_a^{(n)} \rightarrow 0$).

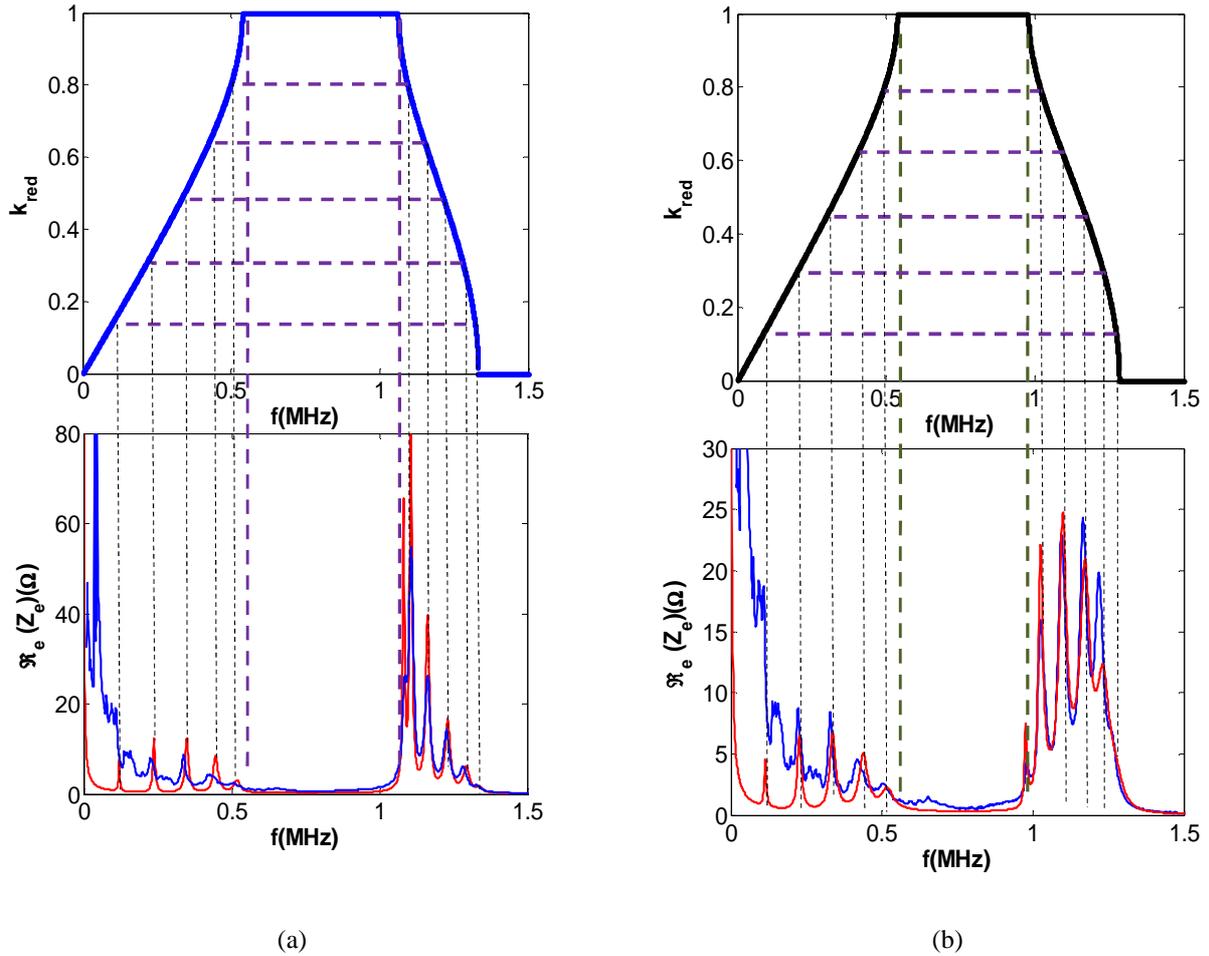


Figure I.38 : Courbes de dispersion pour un CP (Pz27/PMMA) (haut) et partie réelle de l'impédance électrique (bas) calculée et mesurée sur la première couche pour une structure périodique (PMMA/Pz27) $\times 6$: (a) en circuit-ouvert ($Z_a^{(n)} \rightarrow \infty$) et (b) en court-circuit ($Z_a^{(n)} \rightarrow 0$).

L'impédance électrique mesurée sur une couche piézoélectrique est à l'image des interférences dans les couches amont et aval. La partie réelle de l'impédance électrique nulle correspond à une absence de déformation de la couche piézoélectrique. La Figure I.38 illustre nettement les correspondances (tirets) entre les résonances électriques dans les bandes passantes et des résonances de type Fabry-Perot dans la structure. Dans le cas d'une structure périodique constituée de N périodes, les résonances sont observées pour des valeurs de nombres d'onde tels que $k_{red} = n/N$ avec $1 \leq n \leq N = 6$. La vitesse effective c_{eff} est inversement proportionnelle à la pente de la courbe de dispersion $k_{red}(f)$ dans la première bande passante et diminue à proximité de la première bande interdite. Cela induit un rapprochement des pics de résonance sur la partie réelle de l'impédance électrique à proximité de la première bande interdite.

V.3.4 Paramètres effectifs d'une couche piézoélectrique

L'effet d'une charge électrique sur les propriétés de propagation ultrasonore a été illustré par différentes configurations. Les modifications induites permettent d'envisager un contrôle actif de la propagation des ondes ultrasonores dans des structures incluant des éléments piézoélectriques. Les variations observées sur les courbes de dispersion s'expliquent par une variation des propriétés élastiques effectives de la plaque piézoélectrique. Ainsi (équations (I.64) et (I.65)), la relation de Hooke selon le mode épaisseur se trouve modifiée par la contribution induite ξ dans le cas d'une plaque piézoélectrique :

$$\begin{bmatrix} \sigma_z(0) \\ \sigma_z(h) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c_{33} & 0 \\ 0 & c_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_z(0) \\ S_z(h) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} +\xi & -\xi \\ +\xi & -\xi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_z(0) \\ u_z(h) \end{bmatrix} \quad (\text{I.84})$$

$$\text{avec } \xi = \frac{k_t^2}{h(1 + Z_a / Z_0)} \quad (\text{I.85})$$

Les expressions des déplacements et des déformations aux interfaces sont liées aux constantes $\{A, B\}$ telles que définies dans l'équation (I.62) :

$$\begin{bmatrix} u_z(0) \\ u_z(h) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ e^{+j\varphi} & e^{-j\varphi} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad \begin{bmatrix} S_z(0) \\ S_z(h) \end{bmatrix} = jk \begin{bmatrix} +1 & -1 \\ +e^{+j\varphi} & -e^{-j\varphi} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix} \quad (\text{I.86})$$

Ainsi, on démontre que :

$$\begin{bmatrix} u_z(0) \\ u_z(h) \end{bmatrix} = \frac{1}{k \sin(\varphi)} \begin{bmatrix} \cos(\varphi) & -1 \\ +1 & -\cos(\varphi) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_z(0) \\ S_z(h) \end{bmatrix} \quad (\text{I.87})$$

Le calcul permet d'établir l'écriture suivante :

$$\begin{bmatrix} \sigma_z(0) \\ \sigma_z(h) \end{bmatrix} = c_{33} \begin{bmatrix} (1 - \xi_a) & -\xi_a \\ -\xi_a & (1 - \xi_a) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_z(0) \\ S_z(h) \end{bmatrix} \quad (\text{I.88})$$

$$\text{avec } \xi_a = \xi \frac{1 - \cos(\varphi)}{k \sin(\varphi)} = \xi \frac{\tan(\varphi/2)}{k} = \frac{k_t^2 \tan(\varphi/2)}{\varphi(1 + Z_a / Z_0)} \quad (\text{I.89})$$

Les conditions aux limites électriques permettent donc un déplacement de charges électriques d'une électrode à l'autre comme décrit par les contributions induites ξ et ξ_a . Ainsi, les Figure I.39 (a) et (b) illustrent respectivement la rigidité et la vitesse effective d'une plaque piézoélectrique en fonction de la charge résistive, dans le cas d'un circuit-ouvert (courbe rouge : $Z_a \rightarrow \infty$) et dans le cas d'un court-circuit (courbe bleue : $Z_a \rightarrow 0$). Du fait du couplage piézoélectrique ξ_a via le coefficient en épaisseur k_t (équation (I.89)), la charge électrique Z_a induit une variation importante de la rigidité effective autour des multiples impairs de la fréquence parallèle f_p . Ce résultat corrobore les constatations de S. Degraeve [72, 75] sur l'ouverture des bandes passantes suite à la mise en court-circuit ainsi que la rigidité effective plus faible avant le premier mode épaisseur.

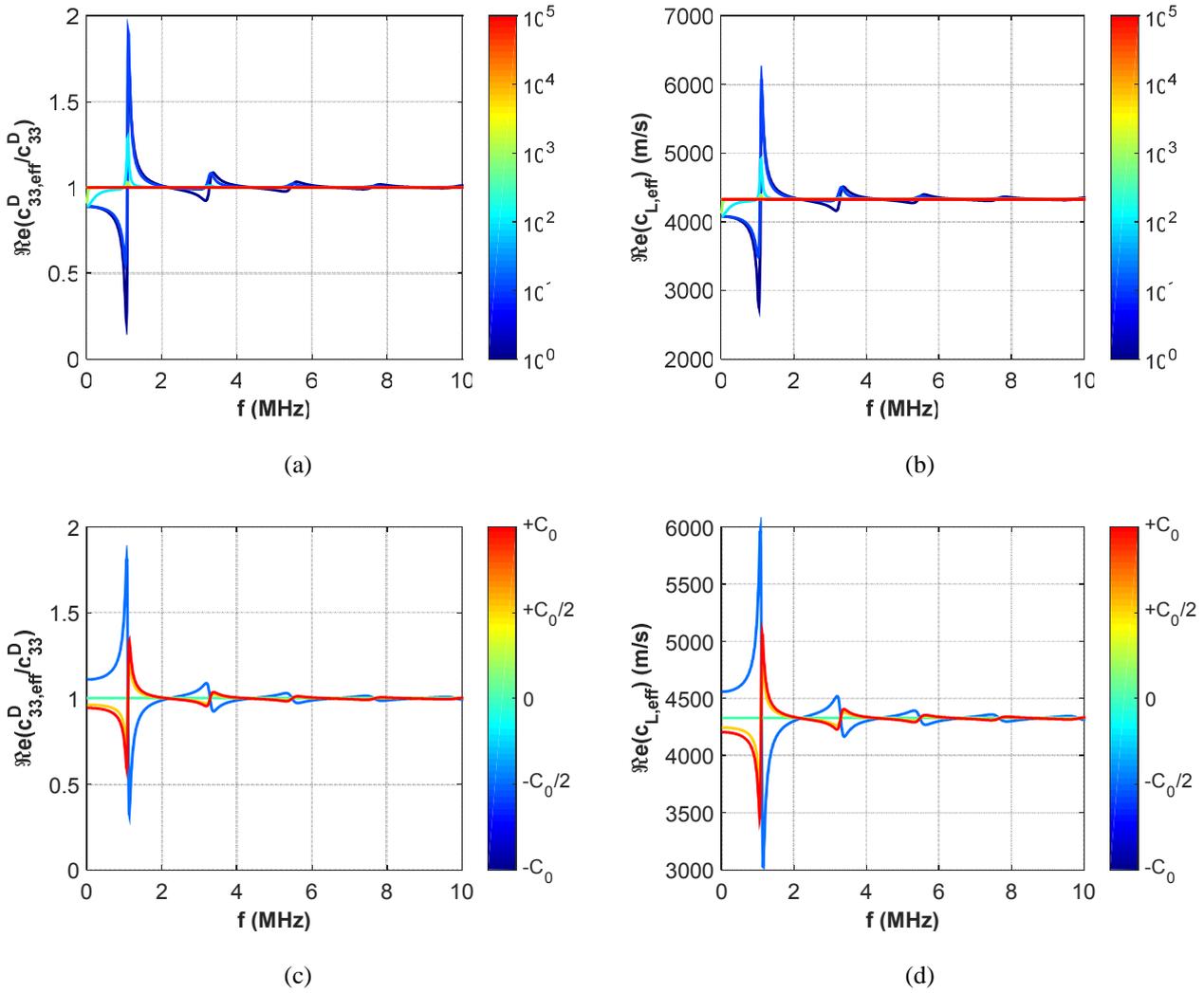


Figure I.39 : Propriétés effectives d'une plaque de Pz27 (a), (c) Rigidité effective et (b), (d) Vitesse effective, en fonction de la charge résistive (a), (b) $Z_a = 10^0 \Omega$ (bleu) à $10^5 \Omega$ (rouge), ou en fonction de la charge capacitive (c), (d) $C_a = -C_0/2$ (bleu clair) à $+C_0$ (rouge).

Les Figure I.39 (c) et (d) illustrent respectivement la rigidité et la vitesse effective d'une plaque piézoélectrique en fonction de la charge capacitive. Ainsi, l'ajout en parallèle d'une charge capacitive C_a positive permet d'obtenir des variations semblables à celles observées pour une charge faiblement résistive. Dans le cas d'une charge capacitive C_a négative, les variations observées sont opposées à celle du cas d'une charge capacitive C_a positive. La modulation des propriétés élastiques est particulièrement nette dans le cas de l'ajout d'une charge capacitive négative C_a relativement à la valeur de la capacité statique C_0 . Pour le cas où $C_a = -C_0$ strictement, on obtient d'ailleurs une singularité du fait que couplage piézoélectrique tend vers l'infini : $\xi_a \rightarrow \infty$. La mise au point d'un dispositif de commande dynamique de la charge capacitive C_a positive ou négative ajoutée en parallèle permettrait de piloter directement la rigidité effective de la couche piézoélectrique, comme cela a déjà été mis en évidence précédemment, dans l'expression des courbes de dispersion (équation (I.80)) et dans celle des coefficients de transmission (équation (I.83)).

VI Conclusion

Dans ce premier chapitre, la problématique de la modélisation de structures multicouches a été développée. Une approche synthétique a été privilégiée pour mettre en avant l'intérêt des outils présentés et les motivations de leur développement. Les modèles analytiques présentent de nombreux avantages. Le premier est celui de fournir un résultat de modélisation conforme aux résultats de mesure dans un large domaine d'applications expérimentales. Le deuxième est d'être particulièrement efficace, en terme de résultat interprétable et de ressources requises pour le calcul. Certaines formulations analytiques ont montré leurs limites en terme de stabilité numérique. Cela a conduit à une reformulation recentrée sur la résolution numérique inconditionnellement stable, telle que celle de J.M. Conoir en modélisation unidimensionnelle ou S.I. Rokhlin et L.H.Wang en 2D. Ces outils ont été présentés, et leur intérêt pour des structures périodiques a été détaillé pour une mise en œuvre optimisée.

Des résultats numériques validés expérimentalement ont été produits à travers les travaux de thèse de A. Khaled et ont été présentés ici à titre d'exemples. Ainsi, les effets de la viscoélasticité incontournables dans des gammes de fréquences ultrasonores ont pu être pris en compte, et démontrer la limite pratique observée sur les structures périodiques réelles. Les modes de période, dits verticaux, caractéristiques des structures périodiques ont été identifiés en basse fréquence et leur expression a été approchée sur la base des travaux de P. Gatignol et J.S. Moukemaha.

Dans le cadre de la thèse de S.A. Mansoura, en parallèle des travaux de S. Degraeve, l'approche unidimensionnelle développée sous forme matricielle a été étendue au cas de structures périodiques intégrant des couches piézoélectriques. L'effet d'impédances électriques connectées en charge sur les couches piézoélectriques a été démontré analytiquement et mesuré indirectement via l'impédance électrique de l'une des couches. Le lien avec le coefficient de transmission et la courbe de dispersion a ensuite été mis en évidence. Enfin, les propriétés effectives d'un CP incluant des couches piézoélectriques ont été reliées à la charge électrique.

VII Références

- [1] D. Folds and C. Loggins, "Transmission of acoustic waves in layered media," *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 62, pp. 1102–1109, 1977.
- [2] M. Rousseau, "Floquet wave properties in a periodically layered medium," *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 86, pp. 2369–2376, 1989.

- [3] P. Gatignol and J. Moukemaha, “Polynômes de Tchebychev et modes de transmission totale dans les multicouches périodiques,” *J. Phys. IV France*, vol. 04, pp. 817–820, 1994. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1051/jp4:19945176>
- [4] P. Gatignol, C. Potel, and J. De Belleval, “Two families of modal waves for periodic structures with two field functions: A Cayleigh-Hamilton approach,” *Acta Acustica united with Acustica*, vol. 93, pp. 959–975, 2007.
- [5] A. Khaled, P. Maréchal, O. Lenoir, M. E.-C. El-Kettani, and D. Chenouni, “Study of the resonances of periodic plane media immersed in water: Theory and experiment,” *Ultrasonics*, vol. 53, no. 3, pp. 642–647, 2013. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0041624X12002429>
- [6] C. Lee, M. Leamy, and J. Nadler, “Frequency band structure and absorption predictions for multi-periodic acoustic composites,” *Journal of Sound and Vibration*, vol. 329, no. 10, pp. 1809–1822, 2010. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022460X09009742>
- [7] I. K. Lee, Y. J. Kim, J. H. Oh, and Y. Y. Kim, “One-dimensional broadband phononic crystal filter with unit cells made of two non-uniform impedance-mirrored elements,” *AIP Advances*, vol. 3, no. 2, p. 022105, 2013. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1063/1.4790638>
- [8] A. Chen and Y. Wang, “Study on band gaps of elastic waves propagating in one-dimensional disordered phononic crystals,” *Physica B: Condensed Matter*, vol. 392, no. 1-2, pp. 369–378, 2007. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0921452606018746>
- [9] M. I. Hussein, G. M. Hulbert, and R. A. Scott, “Dispersive elastodynamics of 1D banded materials and structures: Design,” *Journal of Sound and Vibration*, vol. 307, no. 3-5, pp. 865–893, 2007. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022460X07005627>
- [10] ———, “Dispersive elastodynamics of 1D banded materials and structures: Analysis,” *Journal of Sound and Vibration*, vol. 289, no. 4-5, pp. 779–806, 2006. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022460X05001951>
- [11] F. Kobayashi, S. Biwa, and N. Ohno, “Wave transmission characteristics in periodic media of finite length: multilayers and fiber arrays,” *International Journal of Solids and Structures*, vol. 41, no. 26, pp. 7361–7375, 2004. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0020768304003270>
- [12] E. L. Tan, “Generalized eigenproblem of hybrid matrix for Floquet wave propagation in one-dimensional phononic crystals with solids and fluids,” *Ultrasonics*, vol. 50, no. 1, pp. 91–98, 2010. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0041624X09001085>

- [13] M. Zheng and P.-J. Wei, “Band gaps of elastic waves in 1D phononic crystals with imperfect interfaces,” *International Journal of Minerals, Metallurgy and Materials*, vol. 16, no. 5, pp. 608–614, 2009. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1674479909601059>
- [14] P.-F. Hsieh, T.-T. Wu, and J.-H. Sun, “Three-dimensional phononic band gap calculations using the FDTD method and a PC cluster system,” *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 53, no. 1, pp. 148–158, Jan 2006.
- [15] P. Nowak and M. Krawczyk, “Phononic band gaps in one-dimensional phononic crystals with nanoscale periodic corrugations at interfaces. FDTD and PWM simulations,” *Computational Methods in Science and Technology*, vol. 16, no. 1, pp. 85–95, 2010. [Online]. Available: http://cmst.eu/wp-content/uploads/files/10.12921_cmst.2010.16.01.85-95_Nowak.pdf
- [16] G. Wang, D. Yu, J. Wen, Y. Liu, and X. Wen, “One-dimensional phononic crystals with locally resonant structures,” *Physics Letters A*, vol. 327, no. 5-6, pp. 512–521, 2004. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375960104007340>
- [17] Y. Zhao and P. Wei, “The band gap of 1D viscoelastic phononic crystal,” vol. 46, no. 3, 2009, pp. 603–606, proceedings of the 18th International Workshop on Computational Mechanics of Materials (IWCMM-18). [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0927025609001657>
- [18] B. Hosten, “Bulk heterogeneous plane waves propagation through viscoelastic plates and stratified media with large values of frequency domain,” *Ultrasonics*, vol. 29, no. 6, pp. 445–450, 1991. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0041624X9190074I>
- [19] B. Hosten and M. Castaings, “Surface impedance matrices to model the propagation in multilayered media,” *Ultrasonics*, vol. 41, no. 7, pp. 501–507, 2003. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0041624X03001677>
- [20] L. Wang and S. Rokhlin, “Stable reformulation of transfer matrix method for wave propagation in layered anisotropic media,” *Ultrasonics*, vol. 39, no. 6, pp. 413–424, 2001. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0041624X01000828>
- [21] S. Rokhlin and L. Wang, “Stable recursive algorithm for elastic wave propagation in layered anisotropic media: Stiffness matrix method,” *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 112, no. 3, pp. 822–834, 2002.
- [22] H. Zhao, Y. Liu, D. Yu, G. Wang, J. Wen, and X. Wen, “Absorptive properties of three-dimensional phononic crystal,” *Journal of Sound and Vibration*, vol. 303, no. 1-2, pp. 185–194, 2007. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022460X07000302>

- [23] H. C. Strifors and G. C. Gaunard, “Selective reflectivity of viscoelastically coated plates in water,” *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 88, no. 2, pp. 901–910, 1990. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1121/1.399741>
- [24] B. Mace, “Reciprocity, conservation of energy and some properties of reflection and transmission coefficients,” *Journal of Sound Vibration*, vol. 155, pp. 375–381, Jun. 1992.
- [25] A. Maznev, A. Every, and O. Wright, “Reciprocity in reflection and transmission: What is a phonon diode ?” *Wave Motion*, vol. 50, no. 4, pp. 776–784, 2013. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016521251300036X>
- [26] J.M. Conoir, *Réflexion et transmission par une plaque fluide in "La diffusion acoustique"*, P. CEDOCAR, Ed. Gespa, N., 1987, no. Chap.5.
- [27] P. Maréchal, L. Haumesser, L. Tran-Huu-Hue, J. Holc, D. Kuscer, M. Lethiecq, and G. Feuillard, “Modeling of a high frequency ultrasonic transducer using periodic structures,” *Ultrasonics*, vol. 48, pp. 141–149, 2008. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0041624X07001217>
- [28] P. Maréchal, O. Lenoir, A. Khaled, M. Ech Cherif El Kettani, and D. Chenouni, “Viscoelasticity effect on a periodic plane medium immersed in water,” *Acta Acustica united with Acustica*, vol. 100, no. 6, pp. 1036–1043, 2014. [Online]. Available: <http://www.ingentaconnect.com/content/dav/aaau/2014/00000100/00000006/art00006>
- [29] B. Martin, “Theory of the acoustical properties of symmetric multilayer structures,” *Journal of Applied Physics*, vol. 66, no. 5, pp. 1931–1934, 1989. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1063/1.344326>
- [30] —, “Acoustical properties of symmetric multilayers,” *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 91, no. 3, pp. 1469–1473, 1992. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1121/1.402478>
- [31] —, “A note on multilayer acoustic antireflection coatings,” *Research in Nondestructive Evaluation*, vol. 4, no. 1, pp. 29–35, 1992. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1007/BF01607872>
- [32] —, “Theory of the acoustical properties of multilayer and superlattice structures using an optical approach,” vol. 95, no. 3, pp. 1658–1660, 1994.
- [33] B. H. Song and J. S. Bolton, “A transfer-matrix approach for estimating the characteristic impedance and wave numbers of limp and rigid porous materials,” *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 107, no. 3, pp. 1131–1152, 2000. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1121/1.428404>
- [34] M. Born, E. Wolf, A. Bhatia, P. Clemmow, D. Gabor, A. Stokes, A. Taylor, P. Wayman, and W. Wilcock, *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and*

- Diffraction of Light*, 7th ed. Cambridge University Press, 1999. [Online]. Available: <https://archive.org/details/PrinciplesOfOptics>
- [35] L. Brekhovskikh, *English Waves in layered media*, 2nd ed. Academic Press New York, 1980, translated by Robert T. Beyer. [Online]. Available: <https://www.elsevier.com/books/waves-in-layered-media/brekhovskikh/978-0-12-130560-4>
- [36] W. T. Thomson, “Transmission of elastic waves through a stratified solid medium,” *Journal of Applied Physics*, vol. 21, no. 2, pp. 89–93, 1950. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1063/1.1699629>
- [37] N. A. Haskell, “The dispersion of surface waves on multilayered media,” *Bulletin of the Seismological Society of America*, vol. 43, no. 1, pp. 17–34, 1953. [Online]. Available: <http://www.bssaonline.org/content/43/1/17.abstract>
- [38] M. J. S. Lowe, “Matrix techniques for modeling ultrasonic waves in multilayered media,” *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 42, no. 4, pp. 525–542, July 1995.
- [39] L. Knopoff, “A matrix method for elastic wave problems,” *Bulletin of the Seismological Society of America*, vol. 54, no. 1, pp. 431–438, 1964. [Online]. Available: <http://bssa.geoscienceworld.org/content/54/1/431>
- [40] K. Balasubramaniam, V. Mukundan, and M. Reddy, “A comparison of ultrasonic wave reflection/transmission models from isotropic multilayered structures by transfer matrix and stiffness matrix recursive algorithms,” *AIP Conference Proceedings*, vol. 657, no. 1, pp. 1095–1102, 2003. [Online]. Available: <http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.1570255>
- [41] A. Kamal and V. Giurgiutiu, “Stiffness transfer matrix method (STMM) for stable dispersion curves solution in anisotropic composites,” vol. 9064, 2014, pp. 906410–906410–14. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1117/12.2044789>
- [42] L. Wang and S. Rokhlin, “A simple method to compute ultrasonic wave propagation in layered anisotropic media,” *AIP Conference Proceedings*, vol. 700, no. 1, pp. 59–66, 2004. [Online]. Available: <http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.1711606>
- [43] E. L. Tan, “Hybrid compliance-stiffness matrix method for stable analysis of elastic wave propagation in multilayered anisotropic media,” *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 119, no. 1, pp. 45–53, 2006. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1121/1.2139617>
- [44] —, “Recursive asymptotic hybrid matrix method for acoustic waves in multilayered piezoelectric media,” *Open Journal of Acoustics*, vol. 1, no. 2, pp. 27–33, 2011. [Online]. Available: http://file.scirp.org/pdf/OJA20110200002_95230763.pdf
- [45] K. Verdière, R. Panneton, S. Elkoun, T. Dupont, and P. Leclaire, “Transfer matrix method applied to the parallel assembly of sound absorbing materials,” *Journal of the Acoustical Society of*

- America*, vol. 134, no. 6, pp. 4648–4658, 2013. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1121/1.4824839>
- [46] M. Brissaud, *Matériaux piézoélectriques - Caractérisation, modélisation et vibration*, P. P. et Universitaires Romandes, Ed. METIS LyonTech, 2007.
- [47] E. Siryabe, G.-E. Ntamack, and P. Maréchal, “Holes effects in plane periodic multilayered viscoelastic media,” *Open Journal of Acoustics*, vol. 3, pp. 80–87, 2013. [Online]. Available: <http://www.scirp.org/journal/PaperDownload.aspx?paperID=36743>
- [48] V. Achilleos, Y. Aurégan, and V. Pagneux, “Scattering by finite periodic *PT*-symmetric structures,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 119, p. 243904, Dec 2017. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.119.243904>
- [49] A. El Mouhtadi, “Ultrasonic characterization of viscoelastic homogeneous and composite plates,” Thèse, Université du Havre, Dec. 2011. [Online]. Available: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00699973>
- [50] A. El Mouhtadi, J. Duclos, and H. Duflo, “Experimental determination of plate parameters with an air coupled instrument,” *Journal of Physics Conference Series*, vol. 269, 01 2011. [Online]. Available: <http://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/269/1/012005/pdf>
- [51] G. Guidarelli, A. Marini, and L. Palmieri, “Ultrasonic method for determining attenuation coefficients in plate-shaped materials,” *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 94, no. 3, pp. 1476–1481, 1993. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1121/1.408150>
- [52] V. K. Kinra and V. R. Iyer, “Ultrasonic measurement of the thickness, phase velocity, density or attenuation of a thin-viscoelastic plate. part i: the forward problem,” *Ultrasonics*, vol. 33, no. 2, pp. 95–109, 1995. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0041624X9400025K>
- [53] —, “Ultrasonic measurement of the thickness, phase velocity, density or attenuation of a thin-viscoelastic plate. part ii: the inverse problem,” *Ultrasonics*, vol. 33, no. 2, pp. 111–122, 1995. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0041624X9400026L>
- [54] R. Fiorito, W. Madigosky, and H. Uberall, “Theory of ultrasonic resonances in a viscoelastic layer,” *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 77, no. 2, pp. 489–498, 1985. [Online]. Available: <http://scitation.aip.org/content/asa/journal/jasa/77/2/10.1121/1.391868>
- [55] D. Lévesque and L. Piché, “A robust transfer matrix formulation for the ultrasonic response of multilayered absorbing media,” *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 92, no. 1, pp. 452–467, 1992. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1121/1.404256>
- [56] O. Lenoir and P. Maréchal, “Study of plane periodic multilayered viscoelastic media: Experiment and simulation,” in *IEEE International Ultrasonics Symposium Proceedings*, 2009. [Online]. Available: http://ieeexplore.ieee.org/xpl/freeabs_all.jsp?arnumber=5441518

- [57] P. Maréchal and O. Lenoir, “Practical limits of viscoelasticity on periodicity effect,” in *Mediterranean Congress on Acoustics*, 2010.
- [58] A. Khaled, P. Maréchal, O. Lenoir, and D. Chenouni, “Study of the vertical modes of a periodic plane medium immersed in water,” in *Forum Acusticum*, 2011.
- [59] A. Braga and G. Herrmann, “Floquet waves in anisotropic periodically layered composites,” *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 91, no. 3, pp. 1211–1227, 1992. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1121/1.402505>
- [60] A. Khelif, A. Choujaa, S. Benchabane, B. Djafari-Rouhani, and V. Laude, “Experimental study of guiding and filtering of acoustic waves in a two dimensional ultrasonic crystal,” *Zeitschrift für Kristallographie*, vol. 220, p. 836, 2005. [Online]. Available: <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00074880>
- [61] Z. L. Y. Wu, Fugen; Liu, “Acoustic band gaps created by rotating square rods in a two-dimensional lattice,” *Physical Review E*, vol. 66, 10 2002. [Online]. Available: <https://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/12443370>
- [62] Z.-G. Huang and T.-T. Wu, “Temperature effect on the bandgaps of surface and bulk acoustic waves in two-dimensional phononic crystals,” *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 52, no. 3, pp. 365–370, March 2005.
- [63] K. L. Jim, C. W. Leung, S. T. Lau, S. H. Choy, and H. L. W. Chan, “Thermal tuning of phononic bandstructure in ferroelectric ceramic/epoxy phononic crystal,” *Applied Physics Letters*, vol. 94, no. 19, p. 193501, 2009. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1063/1.3136752>
- [64] J. Vasseur, A. Hladky-Hennion, B. Djafari-Rouhani, F. Duval, B. Dubus, Y. Pennec, and P. Deymier, “Waveguiding in two-dimensional piezoelectric phononic crystal plates,” *Journal of Applied Physics*, vol. 101, no. 11, p. 114904, 2007. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1063/1.2740352>
- [65] Y.-Z. Wang, F.-M. Li, W.-H. Huang, and Y.-S. Wang, “The propagation and localization of Rayleigh waves in disordered piezoelectric phononic crystals,” *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, vol. 56, no. 4, pp. 1578–1590, 2008. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022509607001664>
- [66] J. Robillard, O. Bou Matar, J. Vasseur, P. Deymier, M. Stippinger, A. Hladky-Hennion, Y. Pennec, and B. Djafari-Rouhani, “Tunable magnetoelastic phononic crystals,” *Applied Physics Letters*, vol. 95, no. 12, p. 124104, 2009. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1063/1.3236537>
- [67] A. Bayat and F. Gordaninejad, “A magnetically field-controllable phononic crystal,” vol. 9057, 2014, p. 905713. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1117/12.2046345>
- [68] V. Pashchenko, “Surface acoustic wave ferroelectric phononic crystal tunable by electric field,” *Nanosystems: Physics, Chemistry, Mathematics*, vol. 4, no. 5, pp. 630–634, 2013.

- [69] F. Casadei, T. Delpero, A. Bergamini, P. Ermanni, and M. Ruzzene, “Piezoelectric resonator arrays for tunable acoustic waveguides and metamaterials,” *Journal of Applied Physics*, vol. 112, no. 6, p. 064902, 2012. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1063/1.4752468>
- [70] M. Lan and P. Wei, “Band gap of piezoelectric/piezomagnetic phononic crystal with graded interlayer,” *Acta Mechanica*, vol. 225, no. 6, pp. 1779–1794, Jun 2014. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1007/s00707-013-0984-1>
- [71] S. Degraeve, C. Granger, B. Dubus, J. Vasseur, M. Pham-Thi, and A.-C. Hladky-Hennion, “Tunability of a one-dimensional elastic/piezoelectric phononic crystal using external capacitances,” *Acta Acustica united with Acustica*, vol. 101, no. 3, pp. 494–501, 2015. [Online]. Available: <http://www.ingentaconnect.com/content/dav/aaua/2015/00000101/00000003/art00010>
- [72] S. Degraeve, C. Granger, B. Dubus, J. Vasseur, A.-C. Hladky-Hennion, and M. Pham-Thi, “Contrôle électrique de la propagation d’ondes élastiques dans des cristaux phononiques piézoélectrique,” in *21ème Congrès Français de Mécanique, CFM2013*, Bordeaux, France, 2013. [Online]. Available: <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00978384>
- [73] S. A. Mansoura, B. Morvan, P. Maréchal, P. Benard, A.-C. Hladky-Hennion, and B. Dubus, “Tunability of the band structure of a piezoelectric phononic crystal using electrical negative capacitance,” in *2015 IEEE International Ultrasonics Symposium (IUS)*, Oct 2015, pp. 1–4.
- [74] S. A. Mansoura, P. Maréchal, B. Morvan, and B. Dubus, “Analysis of a phononic crystal constituted of piezoelectric layers using electrical impedance measurement,” *Physics Procedia*, vol. 70, pp. 283–286, 2015, proceedings of the 2015 International Congress on Ultrasonics, Metz, France. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1875389215008962>
- [75] S. Degraeve, “Cristaux phononiques accordables,” Thèse, Université de Lille 1, 2013. [Online]. Available: <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00918925>
- [76] S. A. Mansoura, “Etude de cristaux phononiques actifs à base de matériaux piézo-électriques,” Thèse, Université du Havre, Sep. 2015. [Online]. Available: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01623552>
- [77] J.-L. Dion, “New transmission line analogy applied to single and multilayered piezoelectric transducers,” vol. 40, no. 5, pp. 577–583, 1993. [Online]. Available: <http://ci.nii.ac.jp/naid/80007293187/en/>
- [78] S. Alekseev, Y. Gulyaev, G. Mansfeld, V. Pustovoi, and V. Dmitriev, “Propagation of acoustic waves through periodic structures containing phase nonregularities,” in *IEEE Ultrasonics Symposium, 2005*, vol. 4, Sept 2005, pp. 2124–2127.
- [79] S. A. Mansoura, P. Maréchal, B. Morvan, A.-C. Hladky-Hennion, and B. Dubus, “Active control of a piezoelectric phononic crystal using electrical impedance,” in *2014 IEEE International Ultrasonics Symposium*, Sept 2014, pp. 951–954.

Chapitre II : Caractérisation ultrasonore viscoélastique

I Introduction

Comme l'ont illustré les configurations étudiées au cours du chapitre 1, les caractéristiques viscoélastiques des matériaux sont primordiales et conditionnent des choix de conception et d'élaboration pour des matériaux composites par exemple. Ainsi, les mesures ultrasonores de vitesse et d'atténuation renseignent sur les propriétés élastiques des matériaux. Ces paramètres prennent sens avec de nombreuses applications, dans le domaine biomédical [1], dans l'industrie en lien avec les matériaux, avec le contrôle non destructif (CND) ou l'évaluation non destructive (END) [2]. Par ailleurs, le suivi de ces paramètres renseigne directement sur l'évolution des propriétés élastiques au cours du temps : changement d'état, sensibilité à l'environnement, raidissement, ramollissement, vieillissement... En particulier, le suivi de polymérisation de résine peut être observé au niveau de l'évolution des propriétés de vitesse et d'atténuation ultrasonore [3]. Une des méthodes consiste à évaluer des propriétés dans le domaine temporel à partir de deux échos par des mesures de temps de vol et de rapport d'amplitude, mais celle-ci omet le contenu spectral du signal. Une autre méthode consiste à exprimer ces propriétés en fonction du rapport spectral de deux échos, auquel cas les évolutions fréquentielles de vitesse et d'atténuation peuvent être observées [4]. D'après la littérature [5, 4, 6, 7, 8], pour une grande variété de matériaux (fluides visqueux [9, 10], milieux viscoélastiques [11, 12, 13, 10, 14, 15, 16, 17], matériaux composites [18, 19], métalliques [20, 21]), l'atténuation ultrasonore évolue en fréquence selon une loi de puissance [22] :

$$\alpha(f) = \alpha_0 \left(\frac{f}{f_0} \right)^n, \quad (\text{II.1})$$

où $\alpha(f)$ est l'atténuation en fonction de la fréquence f , α_0 est l'atténuation à la fréquence centrale f_0 du transducteur et n est le paramètre puissance avec $0 \leq n \leq 3$ [23]. Ainsi, le triplet (α_0, f_0, n) est caractéristique du milieu atténuant, mais dépend aussi des conditions expérimentales, en particulier la bande de fréquence considérée. Typiquement, une faible valeur $n \leq 1$ correspond à un matériau peu atténuant (ou caractérisé sur une bande fréquentielle étroite) et une valeur plus élevée $n \geq 2$ correspond à un matériau atténuant (ou caractérisé sur une large bande fréquentielle). Par ailleurs, une évaluation précise des propriétés ultrasonores, les effets de la diffraction doivent être compensés [24, 25]. L'objectif de cette étude est de mesurer expérimentalement la vitesse de propagation et l'atténuation ultrasonore via un dispositif expérimental adapté aux conditions réelles de polymérisation d'une résine : le choix des matériaux et leurs dimensions sont liés aux dimensions

de moule du procédé RTM. Ce chapitre est décomposé en quatre parties : la première présente les équations permettant de mesurer les propriétés acoustiques et les relations de dispersion induites. La deuxième partie établit la relation entre atténuation et viscosité pour une famille d'huiles silicone présentant un comportement rhéofluidifiant. Dans la troisième partie, un suivi de polymérisation est effectué sur une résine époxy, et les résultats obtenus sont comparés pour des températures de consigne différentes.

II Etude théorique

II.1 Equation de propagation

Dans un milieu fluide idéal m , la propagation libre d'une onde est régie par l'opérateur de d'Alembert \square appliqué au champ de pression $p(x, y, z, t)$:

$$\square p = \frac{1}{c_m^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \nabla^2 p = 0 \quad (\text{II.2})$$

où $\nabla^2 = \Delta$ est l'opérateur laplacien.

Selon Markham, dans un milieu dissipatif [26], la conservation de l'énergie impose :

$$\frac{1}{c_m^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \nabla^2 p + \tau \Pi p \quad \text{où } \Pi \text{ est un opérateur de dérivation} \quad (\text{II.3})$$

La **dissipation** lors de la propagation (équation (II.1)) peut être considérée constante ($n = 0$), ou bien dépendre linéairement de la fréquence ($n = 1$) ou encore quadratiquement de la fréquence ($n = 2$).

Ainsi, selon Chen et Holm [27, 28, 29, 30], la conservation de l'énergie s'écrit :

$$\frac{1}{c_m^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \nabla^2 p + \tau \frac{\partial}{\partial t} (-\nabla^2)^{n/2} p \quad \text{avec} \quad \tau = -2\alpha_m c_m^{n-1} \quad (\text{II.4})$$

$$\text{soit} \quad \underline{k}^2 = k_m^2 + \tau(-j\omega)\underline{k}^n \quad \text{où} \quad \underline{k} = k + j\alpha \quad (\text{II.5})$$

Ainsi apparait la loi puissance d'absorption, mais pas la dispersion en fréquence de la vitesse :

$$\begin{cases} \alpha(\omega) = \alpha_m \omega^n \\ c = c_m \end{cases} \quad (\text{II.6})$$

Selon Treeby et Cox [31, 32, 33], l'ajout d'un second terme opérateur de dérivation permet d'induire l'effet de **dispersion** décrit par les relations de Kramers-Kronig :

$$\frac{1}{c_m^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \nabla^2 p + \tau \frac{\partial}{\partial t} (-\nabla^2)^{n/2} p + \zeta (-\nabla^2)^{(n+1)/2} p \quad (\text{II.7})$$

$$\text{soit} \quad \underline{k}^2 = k_m^2 + \tau(-j\omega)\underline{k}^n + \zeta \underline{k}^{n+1} \quad (\text{II.8})$$

Cette formulation proposée par Treeby et Cox (équation (II.7)) fait apparaître la loi d'absorption de type loi puissance, et l'ajout du second terme additionnel ζ_k^{n+1} permet de faire apparaître la **loi de dispersion** en vitesse comme l'a formalisé Szabo [6] puis l'équipe de Waters [7, 34, 35, 36] :

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha(\omega) = \alpha_m \omega^n \\ \frac{1}{c(\omega)} = \frac{1}{c_m} + \alpha_m \tan\left(\frac{n\pi}{2}\right) \cdot (\omega^{n-1} - \omega_0^{n-1}) \quad \text{pour } n \neq 1 \\ \frac{1}{c(\omega)} = \frac{1}{c_m} + \frac{\alpha_m}{\pi^2} \ln\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right) \quad \text{pour } n = 1 \end{array} \right. \quad (\text{II.9})$$

Le cas $n = 1$ est une écriture de la formulation différentielle de Kramers-Krönig [8] obtenue avec l'étude du cas limite, tel que décrit par Waters et al. [7] (équation (22)). Une réécriture aboutit à :

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha(f) = \alpha_0 \left(\frac{f}{f_0}\right)^n \\ \frac{1}{c(f)} = \frac{1}{c_0} + \frac{\alpha_0}{2\pi f_0} \tan\left(\frac{n\pi}{2}\right) \cdot \left(\left(\frac{f}{f_0}\right)^{n-1} - 1\right) \end{array} \right. \quad (\text{II.10})$$

Une linéarisation de la loi de dispersion en vitesse fait apparaître :

$$\frac{1}{c(f)} = \frac{1}{c_0} + K \cdot \left(\left(\frac{f}{f_0}\right)^{n-1} - 1\right) \quad \text{avec} \quad K = \frac{\alpha_0}{2\pi f_0} \tan\left(\frac{n\pi}{2}\right)$$

Au voisinage de f_0 , on obtient :

$$\left(\frac{f}{f_0}\right)^{n-1} - 1 = e^{(n-1)\ln\left(\frac{f}{f_0}\right)} - 1 \quad \text{avec} \quad \ln\left(\frac{f}{f_0}\right) = \ln\left(1 + \left(\frac{f}{f_0} - 1\right)\right) \approx \left(\frac{f}{f_0} - 1\right)$$

$$\text{soit} \quad \left(\frac{f}{f_0}\right)^{n-1} - 1 \approx (n-1) \cdot \left(\frac{f}{f_0} - 1\right)$$

$$\text{d'où} \quad c(f) = \frac{c_0}{1 + K \cdot c_0 \cdot \left(\left(\frac{f}{f_0}\right)^{n-1} - 1\right)} \approx c_0 \cdot \left(1 - K \cdot c_0 \cdot \left(\left(\frac{f}{f_0}\right)^{n-1} - 1\right)\right)$$

$$\text{et} \quad c(f) \approx c_0 \cdot \left(1 + K \cdot c_0 \cdot (n-1) \cdot \left(1 - \frac{f}{f_0}\right)\right) \quad (\text{II.11})$$

$$\text{soit} \quad c(f) \approx c_0 + a_c \cdot \frac{f - f_0}{f_0} \quad \text{avec} \quad a_c = \frac{\alpha_0 \cdot c_0^2}{2\pi f_0} \cdot (1-n) \cdot \tan\left(\frac{n\pi}{2}\right) \quad (\text{II.12})$$

On montrera par la suite que cette dispersion, bien que mesurable, n'est souvent pas significative au voisinage de f_0 . Cette écriture ne prend son sens que sur une large gamme de fréquence.

II.2 Dispersion en fréquence

En pratique, un ajustement linéaire du logarithme népérien de l'atténuation (équation (II.1)) permet de déterminer les deux coefficients caractéristiques (α_0, n) pour une fréquence f_0 donnée :

$$\ln(\alpha(f)) = \ln(\alpha_0) + n \ln\left(\frac{f}{f_0}\right) \quad (\text{II.13})$$

où n est la pente et $\ln(\alpha_0)$ l'ordonnée à l'origine de la courbe en échelle ln-ln.

Cette dispersion est caractérisée par une augmentation de la vitesse avec la fréquence du fait que les valeurs des coefficients puissance se trouvent dans l'intervalle $0 < n < 2$ comme l'ont illustré Cobbold et al. ([23], Figure 1). Ces dispersions théoriques en fréquence (équation (II.10)) montrent un très bon accord avec leur formulation linéarisée (équation (II.12)). Plus précisément, la dispersion en fréquence de la vitesse relativement à sa valeur à la fréquence f_0 s'écrit concisément de la façon suivante :

$$\Delta c_r(f) = \frac{c(f) - c_0}{c_0} = \frac{a_c}{c_0} \frac{f - f_0}{f_0} \approx \frac{\alpha_0 \cdot c_0}{2\pi f_0} \cdot (1 - n) \cdot \tan\left(n \frac{\pi}{2}\right) \cdot \frac{f - f_0}{f_0} \quad (\text{II.14})$$

Enfin, un ajustement quadratique par moindres carrés dans l'intervalle $0 < n < 2$ permet d'écrire :

$$fct(n) = (1 - n) \cdot \tan\left(n \frac{\pi}{2}\right) \approx \frac{2}{\pi} n \cdot (2 - n) \quad (\text{II.15})$$

soit
$$\Delta c_r(f) \approx \frac{\alpha_0 \cdot c_0}{\pi^2 f_0} n \cdot (2 - n) \cdot \frac{f - f_0}{f_0} \quad (\text{II.16})$$

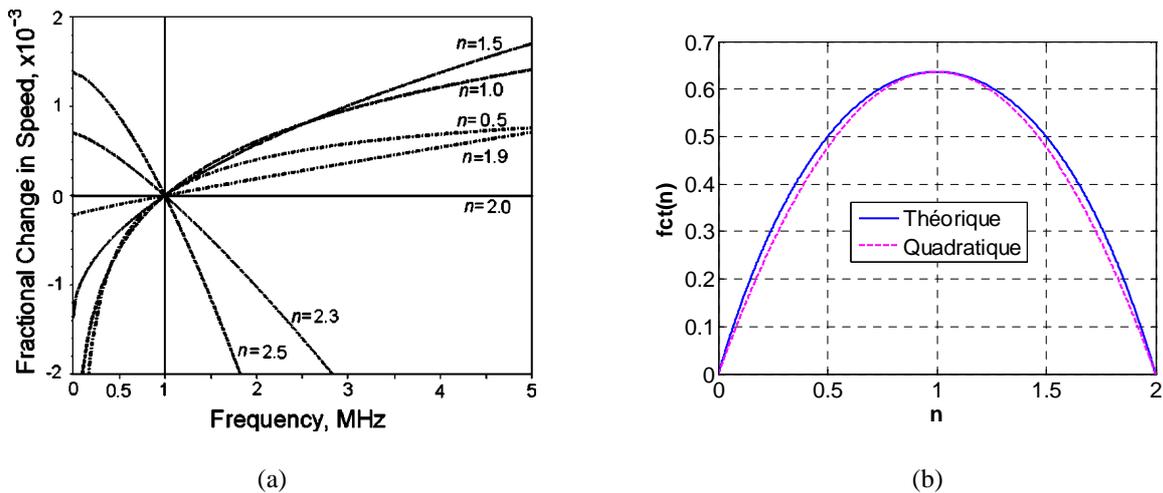


Figure II.1 : (a) Variation relative de la vitesse de propagation en fonction de la fréquence $\Delta c_r(f)$, d'après Cobbold et al. [23], selon les valeurs du paramètre puissance n dans la fonction de type $\alpha(f) = \alpha_0 \cdot (f/f_0)^n$; (b) Variation de la fonction de pondération $fct(n)$ théorique et son approximation quadratique (équation (II.15)).

II.3 Vitesse et atténuation

Dans un milieu atténuant, le nombre d'onde longitudinal (L) est désigné par :

$$\underline{k}_L(f) = \frac{\omega}{c_L(f)} + j\alpha_L(f) = \frac{2\pi f}{c_L(f)(1 + j\delta_c(f))} = \frac{2\pi f}{\underline{c}_L(f)}, \quad (\text{II.17})$$

où $c_L(f)$ et $\alpha_L(f)$ sont respectivement la vitesse et l'atténuation longitudinales des ondes ultrasonores et $\delta_c(f)$ représente les pertes liées à l'atténuation $\alpha_L(f)$ rapportée en partie imaginaire de la vitesse $c_L(f)$. Ainsi, la vitesse $\underline{c}_L(f)$ est considérée complexe du fait de l'atténuation (équation (II.17)). Dans une première approche, on considère une très faible dispersion en fréquence de la vitesse (équation (II.12): $a_c \ll 1$), soit $c_L(f) \approx c_0$, tout en considérant la dépendance en fréquence de l'atténuation :

$$\underline{c}_L(f) = c_0(1 + j\delta_c(f)) \quad (\text{II.18})$$

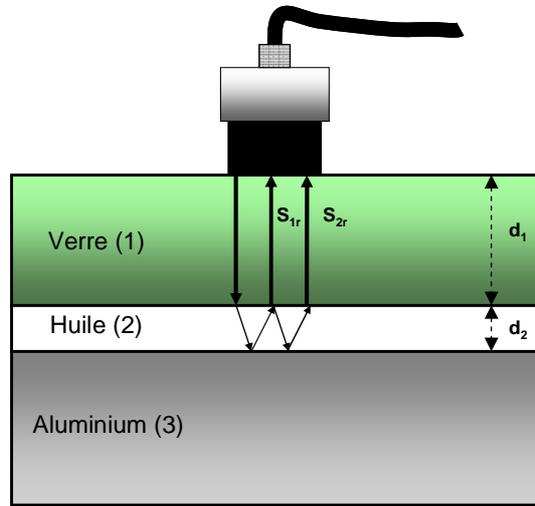


Figure II.2 : Dispositif d'étude du milieu intermédiaire (2), les milieux (1) et (3) étant connus.

Soient $s_{1r}(t)$ et $s_{2r}(t)$ les deux signaux réfléchis correspondants au premier et au deuxième aller-retour dans le milieu intermédiaire (2) représenté sur la Figure II.2.

En se basant sur le modèle de transmission linéaire à travers des plaques fluides, les spectres des signaux temporels $s_{1r}(t)$ et $s_{2r}(t)$, notés $\underline{s}_{1r}(f)$ et $\underline{s}_{2r}(f)$ sont donnés par [37] :

$$\begin{cases} \underline{s}_{1r}(f) = A \cdot e^{jk_L(f)2d_2} \cdot \underline{T}_{12} \cdot \underline{R}_{23} \cdot \underline{T}_{21} \\ \underline{s}_{2r}(f) = A \cdot e^{jk_L(f)4d_2} \cdot \underline{T}_{12} \cdot \underline{R}_{23} \cdot \underline{R}_{21} \cdot \underline{R}_{23} \cdot \underline{T}_{21} \end{cases} \quad (\text{II.19})$$

où A est l'amplitude du signal émis, d_2 est l'épaisseur du fluide, \underline{T}_{pq} et \underline{R}_{pq} sont respectivement les coefficients de transmission et de réflexion lorsque le faisceau ultrasonore est incident du milieu d'indice p vers le milieu d'indice q :

$$\underline{T}_{pq} = \frac{2Z_q}{Z_q + Z_p} \quad \text{et} \quad \underline{R}_{pq} = \frac{Z_q - Z_p}{Z_q + Z_p} \quad (\text{II.20})$$

où $\underline{Z}_{\{p,q\}} = \rho_{\{p,q\}} \cdot \underline{c}_{L,\{p,q\}}$ est l'impédance acoustique, $\rho_{\{p,q\}}$ la masse volumique et $\underline{c}_{L,\{p,q\}}$ la vitesse longitudinale du milieu d'indice $\{p,q\}$. Ainsi, la fonction de transfert entre les spectres $\underline{S}_{1r}(f)$ et $\underline{S}_{2r}(f)$ (équation (II.19)) est donnée par :

$$\underline{T}_D(f) = \frac{\underline{S}_{2r}(f)}{\underline{S}_{1r}(f)} = e^{-j2\pi f \frac{2d_2}{c_L}} \cdot e^{-2d_2 \cdot \alpha_L} \cdot \underline{R}_{21} \cdot \underline{R}_{23} \cdot \underline{D}(f) = \underline{T}(f) \cdot \underline{D}(f) \quad (\text{II.21})$$

où l'effet de la diffraction a été pris en compte avec la fonction de diffraction $\underline{D}(f) = \underline{D}_{2r}(f) / \underline{D}_{1r}(f)$, avec $\underline{D}_{1r}(f)$ et $\underline{D}_{2r}(f)$ correspondant aux effets de diffraction sur les spectres $\underline{S}_{1r}(f)$ et $\underline{S}_{2r}(f)$. Dans le cas général, l'effet de la diffraction résulte l'intégrale de Kirchhoff dont la formulation communément utilisée se réduit à l'intégrale de Rayleigh [38]. Dans le cas d'une source axisymétrique, cette dernière s'écrit :

$$p(r, z, f) = \frac{jkZ}{2\pi} \iint_S \frac{e^{-jkR}}{R} v_n dS \quad (\text{II.22})$$

$$\text{avec } R = \sqrt{(r - r_s)^2 + (z - z_s)^2} \quad (\text{II.23})$$

et (r_s, z_s) et (r, z) sont respectivement les coordonnées des points source et image, v_n la vitesse normale sur le plan source, S la surface active de la source.

Comme cela a largement été étudié et développé dans la littérature, le résultat peut être calculé via un passage dans le domaine fréquentiel. Ainsi, l'écriture dans le domaine spectral résulte de la transformée de Fourier-Bessel, dite transformée de Hankel, où $p(k_r, f) = HT\{p(r, f)\}$:

$$p(r, z + \Delta z, f) = TH^{-1}\{TH\{p(r, z, f)\} \cdot e^{-jk_z \Delta z}\} \quad (\text{II.24})$$

En tirant avantage de la formulation discrète, qui limite la taille du plan image à celle imposée par la source, on peut écrire :

$$p(r, 2d_{eq}, f) = IDHT\{DHT\{p(r, 0, f)\} \cdot e^{-jk_z 2d_{eq}}\} \quad (\text{II.25})$$

La fonction de diffraction $\underline{D}_{TH}(f)$ s'écrit alors simplement :

$$\underline{D}_{TH}(2d_{eq}, f) = \frac{\iint_S p(r, 2d_{eq}, f) \cdot dS}{\iint_S p(r, 0, f) \cdot dS} = \frac{\frac{1}{\pi a^2} \int_0^a p(r, 2d_{eq}, f) \cdot 2\pi r \cdot dr}{\frac{1}{\pi a^2} \int_0^a p(r, 0, f) \cdot 2\pi r \cdot dr} \quad (\text{II.26})$$

Dans le cas d'une source uniforme, cette formulation se réduit à :

$$\underline{D}_{TH}(2d_{eq}, f) = \frac{2}{a^2 p_0} \int_0^a p(r, 2d_{eq}, f) \cdot r \cdot dr \quad (\text{II.27})$$

Lorsque le rapport $a/\lambda \gg 1$ et $d_{eq}/a > 1$, cette fonction de diffraction $\underline{D}(f)$ peut être approximée comme décrit par Rogers [39] puis Daly et Rao [40] et mise en œuvre par Lévêque [41] via :

$$\underline{D}_{mr}(f) = 1 - e^{-j\theta(f)} (J_0(\theta(f)) + jJ_1(\theta(f))) \quad (\text{II.28})$$

où J_0 et J_1 sont les fonctions de Bessel ordinaires, $\theta(f) = 2\pi L_{nf}(f)/d_{eq}$ est la fonction angulaire, où d_{eq} est une distance équivalente correspondant au trajet de l'onde et $L_{nf}(f) = a^2/\lambda = (a^2/c_0).f$ représente la limite de champ proche, avec a le rayon du transducteur et λ la longueur d'onde associée.

Les propriétés ultrasonores du milieu intermédiaire (2) constituant la structure tricouche étudiée (Figure II.2), i.e. la vitesse $c_L(f)$ et l'atténuation $\alpha_L(f)$, sont déduites via la fonction de transfert $\underline{T}_D(f)$ (équation (II.21)) après correction des effets de la diffraction $\underline{T}_{exp}(f) = \underline{T}_D(f). \underline{D}_{1r}(f)/\underline{D}_{2r}(f)$:

$$\left\{ \begin{array}{l} c_L(f) = \frac{-2d_2\omega}{\text{Arg}(\underline{T}_{exp})} \\ \alpha_L(f) = \frac{1}{2d_2} \ln \left(\left| \frac{\underline{T}_{exp}}{\underline{R}_{21}\underline{R}_{23}} \right| \right) \end{array} \right. \quad (\text{II.29})$$

II.4 Ajustements

Afin d'estimer les contributions des coefficients \underline{R}_{21} et \underline{R}_{23} , les propriétés des matériaux constituant la structure ont été prises en compte ([22], Figure 2). Ainsi, les éléments constitutifs de notre dispositif ont été caractérisés (Tableau II.1) :

Matériau	Verre (1)	47V20	47V100	47V1000	Aluminium (3)
ρ (kg/m ³)	2215	950	965	970	2700
c_0 (m/s)	5550	975	980	985	6375
Z (MRa)	12,3	0,926	0,946	0,955	17,2

ρ : masse volumique (kg/m³); c_0 : vitesse longitudinale (m/s) ; Z : impédance acoustique (MRa).

Tableau II.1 : Propriétés des matériaux de la structure étudiée.

Via la mesure de la fonction de transfert $\underline{T}_D(f)$ (équation (II.21)), les résultats expérimentaux permettent ainsi de remonter aux propriétés du milieu (2) intermédiaire. Les courbes expérimentales moyennes sont ajustées avec leurs fonctions caractéristiques et sont présentées par la Figure II.3. Ainsi, l'ajustement de l'atténuation par une loi puissance (équation (II.10)) pour les trois références d'huiles étudiées est présenté en Figure II.3 (a). La relation de dispersion de la vitesse (équations (II.10) et (II.12)) en fonction de la fréquence est illustrée par Figure II.3 (b).

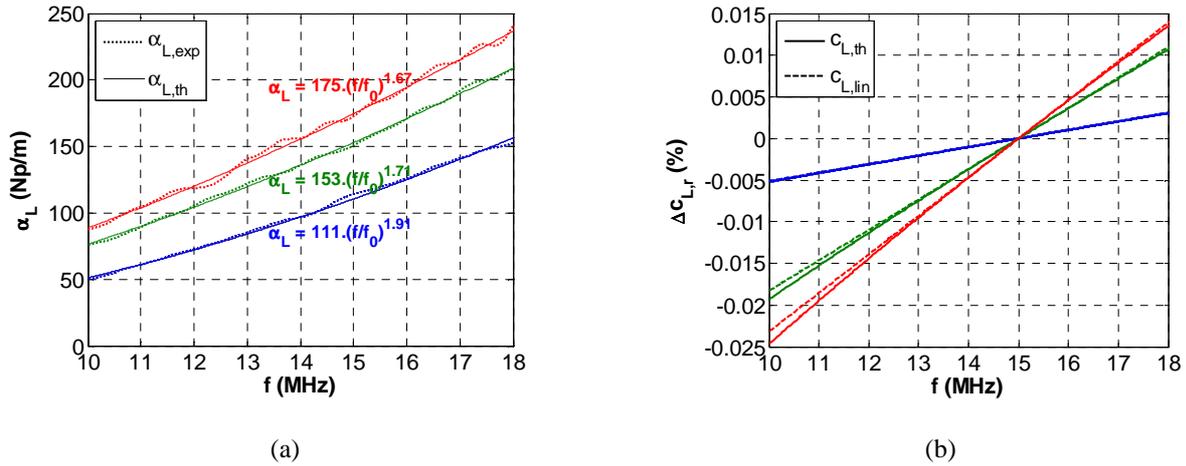


Figure II.3 : (a) Ajustements des courbes expérimentales à l'aide des fonctions de type $\alpha(f) = \alpha_0 \cdot (f/f_0)^n$; (b) Dispersion en vitesse $\Delta c_r(f)$ autour de f_0 , représentés pour les références "47V20" (bleu), "47V100" (vert) et "47V1000" (rouge).

Les résultats de caractérisation des trois huiles sont résumés dans le Tableau II.2 suivant, les doublets de paramètres (α_0, n) déterminés par les mesures d'atténuation :

Référence	47V20	47V100	47V1000
ρ (kg.m ⁻³)	950	965	970
ν (mm ² .s ⁻¹) à 25°C	20	100	1000
α_0 (Np.m ⁻¹)	111	153	175
n	1,91	1,71	1,67
a_c/c_0	$1,54 \cdot 10^{-4}$	$5,49 \cdot 10^{-4}$	$6,95 \cdot 10^{-4}$

Tableau II.2 : Résumé des doublets (α_0, n) caractéristiques des trois huiles, pour $f_0 = 15$ MHz.

D'après le Tableau II.2, on remarque que le paramètre α_0 est croissant en fonction de la viscosité, tandis que le paramètre n est décroissant. En lien avec les valeurs de ces doublets de paramètres (α_0, n) , la dispersion de la vitesse en fonction de la fréquence est quantifiée via le paramètre a_c/c_0 intervenant dans l'équation (II.14) :

$$\frac{a_c}{c_0} \approx \frac{\alpha_0 c_0}{\pi^2 f_0} n \cdot (2 - n) \quad (\text{II.30})$$

Ces valeurs sont purement expérimentales et leur signification physique fait encore l'objet de discussions [10]. Cependant, la cohérence donnée par les trois mesures justifie un rapport entre ces paramètres et l'atténuation ultrasonore du fluide.

II.5 Relation entre atténuation et viscosité

Cette partie a pour objectif d'établir formellement une correspondance entre la viscosité et l'atténuation acoustique. Cette relation permet, éventuellement, de remonter à la valeur mesurée de la viscosité par une mesure rhéologique. Du fait de la difficulté à discerner la viscosité de cisaillement, mesurée par rhéologie, de celle de compression, les mesures réalisées par le passé n'ont pas toujours concordé avec la théorie [42]. En effet, des investigations ont été menées dans ce même cadre de recherche dont la majorité est basée sur l'exploitation de coefficient de réflexion des ondes de cisaillement sur une interface fluide [43, 44]. D'autres méthodes sont proposées sur la base des guides d'onde dans les fluides [45]. Toutefois, les méthodes se basant sur l'atténuation des ondes longitudinales se heurtent à des grands écarts entre théorie et expérience [42]. Dans cette partie, les mesures réalisées sont confrontées aux théories existantes dans la littérature. Plus précisément, l'approche développée se base sur le lien entre l'atténuation longitudinale (équation (II.1)) et les grandeurs dissipatives, dont la viscosité de cisaillement [46, 47].

II.5.1 Viscosité dynamique

Il existe dans la littérature des théories développant la relation entre l'atténuation longitudinale $\alpha_L(f)$ et la viscosité dynamique associée η_L [42, 48] dans les solides. Parmi les approches théoriques existant dans la littérature, l'approche développée par Mason [42] (p.306, eq. (B.26)) permet de relier l'atténuation longitudinale aux propriétés dissipatives du milieu :

$$\alpha_L(\omega) = \frac{\omega^2}{2\rho c^3} \left(\eta_L + \frac{(\gamma-1)k}{c_p} \right) \quad (\text{II.31})$$

où $\eta_L = (\eta_\lambda + 2\eta_\mu)$ est la viscosité longitudinale, η_λ et η_μ sont respectivement la viscosité de compression et de cisaillement associées à l'onde longitudinale, toutes les deux associées aux coefficients de Lamé (λ , μ). Les propriétés thermiques sont prise en compte avec γ le rapport des capacités thermiques, k la conductivité thermique, et c_p la capacité thermique à pression constante. Dans les liquides, le terme thermique est négligeable et l'atténuation ultrasonore est réduite aux effets visqueux [49, 50]. Par commodité, par la suite, nous noterons donc $\eta(f) = \eta_L$:

$$\alpha(\omega) = \frac{\omega^2}{2\rho c^3} \eta(f) \quad (\text{II.32})$$

Les mesures étant relativement haute fréquence, la dépendance en fréquence des constantes de viscosité doit être prise en compte, typiquement avec un ajustement de type loi de Cross [46].

$$\eta(f) = \frac{\eta_0}{(1 + (f/f_c))^{1-m}} = \eta_0 \left(1 + \frac{f}{f_c} \right)^{m-1} \quad (\text{II.33})$$

avec η_0 la viscosité quasi-statique correspondant au plateau newtonien, f_c la fréquence de changement de comportement rhéologique et m ($0 \leq m \leq 1$) le facteur de la loi puissance en fréquence ($m = 1$ pour les fluides newtoniens) correspondant à la pente $m - 1$ du comportement rhéofluidifiant (Figure II.4).

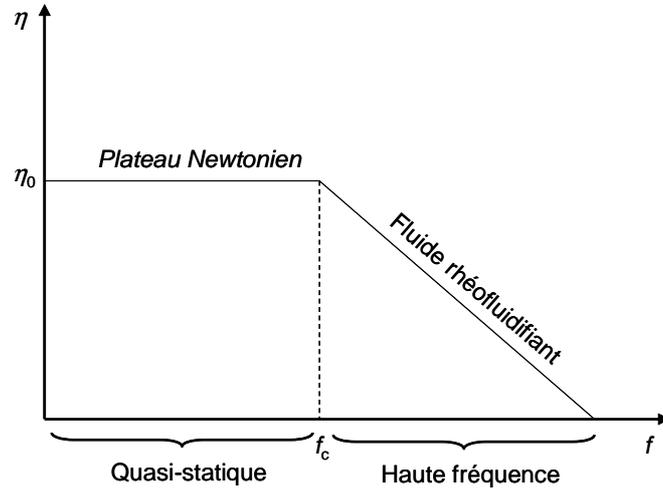


Figure II.4 : Allure de la viscosité en fonction de la fréquence pour un fluide rhéofluidifiant, de type loi de Cross (équation (II.33)).

En considérant que $f \gg f_c$ (f de l'ordre de MHz et f_c de l'ordre du kHz), i.e. l'asymptote haute fréquence de la loi de Cross [46], on retrouve la forme en loi puissance de la viscosité [6, 17] :

$$[\eta(f)]_{f \gg f_c} = \eta_0 \left(\frac{f}{f_c} \right)^{m-1} \quad (\text{II.34})$$

En outre, si l'on considère des valeurs constantes pour ρ et c , on obtient la forme en loi puissance de l'atténuation ultrasonore :

$$\alpha(f) = \alpha_0 f^n = \frac{2\pi^2 f^2}{\rho c^3} \eta(f) = \frac{4\pi^2 f^2}{\rho c^3} \eta_0 \left(\frac{f}{f_c} \right)^{m-1} = \frac{4\pi^2 \eta_0}{\rho c^3} f_c^{1-m} f^{m+1} \quad (\text{II.35})$$

Par identification, on obtient, avec ($1 \leq n \leq 2$) :

$$\alpha_0 = \frac{4\pi^2 \eta_0}{\rho c^3} f_c^{1-m} \quad \text{et} \quad n = m + 1 \quad \text{avec} \quad 1 \leq n \leq 2 \quad (\text{II.36})$$

m est appelé indice d'écoulement, il vaut 1 pour un fluide newtonien et 0 pour un matériau rigide plastique. L'équation (II.36) permet donc de remonter à la viscosité apparente η_0 qui s'écrit :

$$\eta_0 = \frac{\rho c^3 \alpha_0}{4\pi^2} f_c^{m-1} = \frac{\rho c^3 \alpha_0}{4\pi^2} f_c^{n-2} \quad (\text{II.37})$$

II.5.2 Résultats

La viscosité dynamique $\eta = \rho\nu$ est déduite pour les trois références d'huiles silicones 47V20, 47V100 et 47V1000 à partir des données du fabricant (Tableau II.2), dont on s'accordera à dire que les valeurs de viscosité dynamique exprimées en mPa.s correspondent (à 5% près) à celles de viscosité cinématique exprimées en $\text{mm}^2.\text{s}^{-1}$ (Figure II.5). Malgré la possibilité de différencier les références d'huiles en termes de viscosité, les résultats montrent que les valeurs estimées par la théorie de Stokes (équation (II.32)) sont éloignées de la viscosité dynamique η_0 .

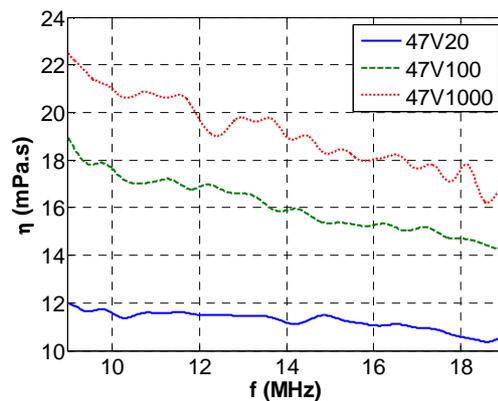


Figure II.5 : Viscosité dynamique apparente par mesure ultrasonore déduite de la théorie de Stokes (équation (II.31)) pour les trois références d'huiles 47V20, 47V100 et 47V1000.

Les écarts importants constatés peuvent être expliqués par le fait que le fluide ne se comporte pas comme un fluide newtonien à très haute fréquence. En effet, le fabricant d'huiles silicone Rhodorsil 47 parle d'une famille de fluide rhéofluidifiant (Figure II.6). Ce comportement est courant parmi les polymères, plus précisément pour les élastomères formés de grandes chaînes macromoléculaires, rendant le fluide très sensible au cisaillement. On peut remarquer d'après les Figure II.5 et Figure II.6 que la chute de viscosité est d'autant plus importante que le niveau initial de viscosité est élevé.

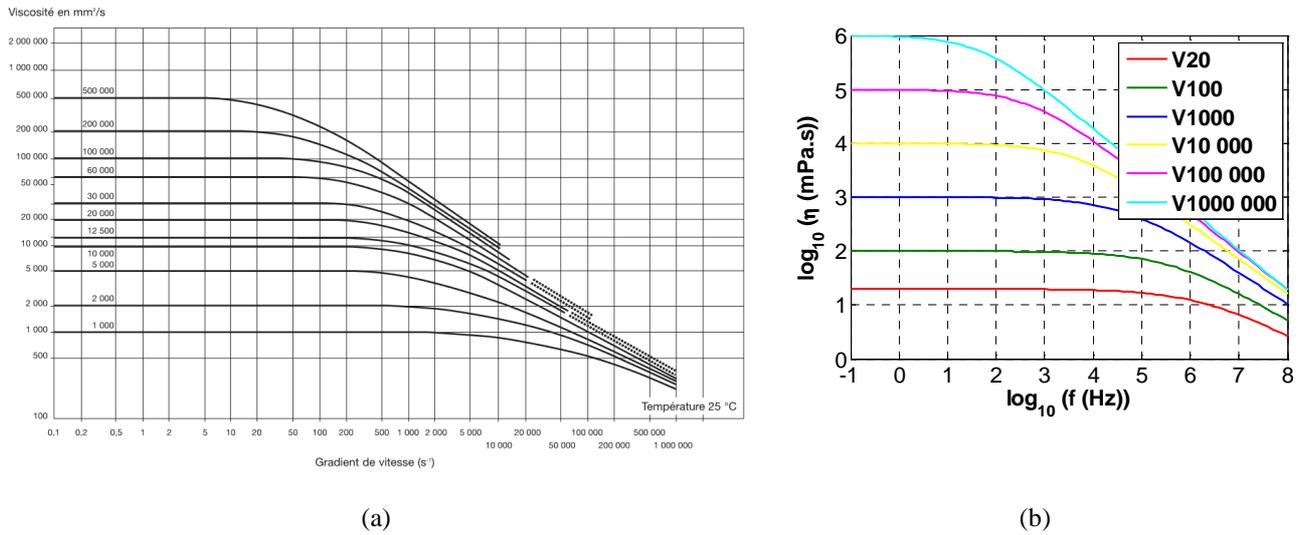


Figure II.6 : (a) Comportement rhéofluidifiant $\nu(f)$ des huiles silicone Rhodorsil 47 (source : fiche technique) ;
 (b) Extrapolation après identification des paramètres des lois de Cross selon l'équation (II.38).

Comme l'illustrent les données fournies par le fabricant des huiles silicone Rhodorsil 47 (Figure II.6 (a)), l'évolution de la viscosité en fonction de la fréquence en échelle log-log comporte un plateau newtonien, suivi d'une décroissance avec une asymptote linéaire. Ainsi, l'allure de ces courbes de viscosité peut être déterminée par la loi de Cross (équation (II.33)). Il est aussi à remarquer que le plateau newtonien est d'autant plus large que la viscosité initiale est faible. A partir des courbes de comportement rhéofluidifiant de cette famille d'huiles silicone Rhodorsil 47, on peut relever par extrapolation les dépendances suivantes pour $f_{c,ext}$ et m_{ext} , dont les courbes résultantes selon la loi de Cross (équation (II.33)) sont représentées en Figure II.6 (b) :

$$\begin{cases} f_{c,ext} \approx \frac{5 \cdot 10^7}{\eta_0} \\ m_{ext} \approx 1 - \frac{5}{100} (9 + \log_{10}(\eta_0)) \end{cases} \quad (II.38)$$

II.6 Discussion

Dans ce paragraphe, les équations de propagation rendant compte de l'absorption et de la dispersion en fréquence ont été reliées aux propriétés ultrasonores de fluides visqueux. Un dispositif expérimental a été mis au point en vue d'en permettre la transposition sur un moule instrumenté. Les effets sur la fonction de transfert des coefficients de réflexion aux interfaces et de la correction de diffraction du faisceau ultrasonore ont été pris en compte (équation (II.21)). Ces éléments mis en place ont ensuite permis de déterminer expérimentalement les dépendances fréquentielles de la vitesse et de l'atténuation ultrasonore sur une même famille d'huiles silicones du fabricant

Rhodorsil 47 de viscosités différentes. Cette méthode a démontré la possibilité de différencier des huiles en termes de viscosité à partir de la vitesse et l'atténuation ou encore à travers les paramètres d'ajustement de l'atténuation par la fonction de puissance (équation (II.1)). Sur la base de ces résultats, la correspondance a été établie entre les paramètres d'ajustement de l'atténuation ultrasonore par une fonction de puissance (α_0, n) et la viscosité par la loi d'écoulement de Cross (η_0, m). Cette approche a permis d'établir un lien entre des paramètres ultrasonores mesurables et leur correspondance avec des modèles de comportement viscoélastiques de matériaux fluides ou solides. La partie qui suit consiste en une application sur un suivi de polymérisation d'une résine époxy au cours du temps. Ainsi la méthode de caractérisation développée permet elle de se plier aux contraintes du procédé RTM, i.e. l'épaisseur du moule et l'épaisseur de la pièce à réaliser. L'identification de paramètres viscoélastiques au cours d'un suivi de polymérisation fait ainsi l'objet du paragraphe qui suit.

III Suivi de polymérisation

Dans le cadre de l'optimisation de la fabrication de composites, le suivi de propriétés par méthode ultrasonore est envisagé et les caractéristiques mesurées sont liées à la cinétique de polymérisation [51, 52]. Le dispositif expérimental est constitué d'un transducteur de contact utilisé successivement comme émetteur et récepteur (Olympus Panametrics) de fréquence centrale $f_0 = 5$ MHz avec une bande passante relative à -6 dB de largeur $\Delta f_{6,r} = 80\%$. Les ondes ultrasonores se propagent dans une structure tricouche Aluminium/Epoxy/Aluminium avec des épaisseurs choisies de façon à éviter le recouvrement des échos, soit $d_{Alu} = 120$ mm, $d_{Epo} = 7,6$ mm, $d_{Alu} = 120$ mm (Figure II.7).

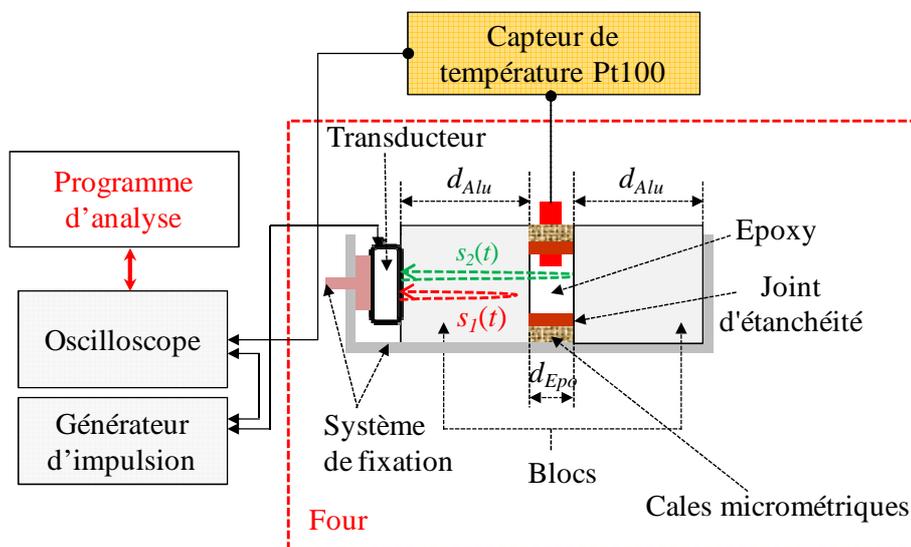


Figure II.7 : Dispositif expérimental.

Les deux premiers échos d'aller-retour $s_1(t)$ et $s_2(t)$ sont utilisés pour évaluer les propriétés ultrasonores de la deuxième couche, i.e. la résine époxy (Resoltech) avec une vitesse longitudinale c_{Epo} et d'une atténuation longitudinale α_{Epo} . Le transducteur est excité en utilisant un générateur d'impulsions (Sofranel) et les échos sont acquis en utilisant un oscilloscope numérique (Yokogawa DL9140) avec une fréquence d'échantillonnage $f_s = 2,5$ GHz et moyennés sur $N_{av} = 1024$ acquisitions. La température est programmable et régulée par un four de chauffage (Kelviron). Le mélange est constitué d'une résine époxy (Resoltech) préparée en mélangeant la résine (Inclupox A) et un durcisseur (Inclupox B) en proportions massiques de 100/45. La procédure d'homogénéisation consiste à mélanger la résine avec le durcisseur pendant 2 min et effectuer un dégazage de 10 min en utilisant une pompe à vide. Cette opération est répétée deux fois pour dégager les bulles d'air. Les blocs d'aluminium sont graissés pour garantir un démoulage facile des échantillons après le durcissement. Un joint d'étanchéité est placé entre les deux blocs d'aluminium pour empêcher l'écoulement de la résine époxy à l'extérieur. En utilisant un système de serrage spécifique, la structure tricouche est maintenue dans le four de chauffage avant que la résine époxy soit coulée entre les deux blocs d'aluminium pour assurer une température homogène de la structure. Un capteur de température Pt100 est placé en contact avec la résine époxy, afin d'enregistrer la température exacte de la résine époxy au cours de la polymérisation. Les signaux ultrasonores et la température sont enregistrés avec une période d'acquisition de 10 minutes.

III.1 Caractérisation par le temps de vol

La Figure II.8 (à gauche) montre les deux premiers signaux d'aller-retour $s_1(t)$ et $s_2(t)$ respectivement dans le bloc d'aluminium seulement (Alu) et dans l'aluminium et l'époxy (Alu/Epo) pendant la polymérisation à une température de consigne $T = 35^\circ\text{C}$. La température locale dans la résine est mesurée à l'aide du capteur Pt100. La Figure II.8 (à droite) montre également les signaux $s_1(t)$ et $s_2(t)$ au début (en haut) et à la fin (en bas) de la réaction. L'amplitude du signal $s_1(t)$ réfléchi par l'aluminium diminue légèrement pendant la polymérisation. Cette amplitude $s_1(t)$ est proportionnelle au coefficient de réflexion $R_{Epo/Alu} = (Z_{Alu} - Z_{Epo}) / (Z_{Alu} + Z_{Epo})$ qui diminue au cours de la polymérisation avec l'augmentation de l'impédance acoustique dans la résine $Z_{Epo} = \rho_{Epo} c_{Epo}$. Le temps de retard correspondant au deuxième écho d'aller-retour $s_2(t)$ est compris entre 49 μs et 45 μs , ce qui donne une variation de vitesse pendant la polymérisation de l'ordre de 1000 m/s. Durant la polymérisation, à la date $t_{acq} \approx 13$ h, l'amplitude du signal $s_2(t)$ atteint son niveau minimum, i.e. l'atténuation est maximale, ce qui correspond à la transformation de phase du polymère.

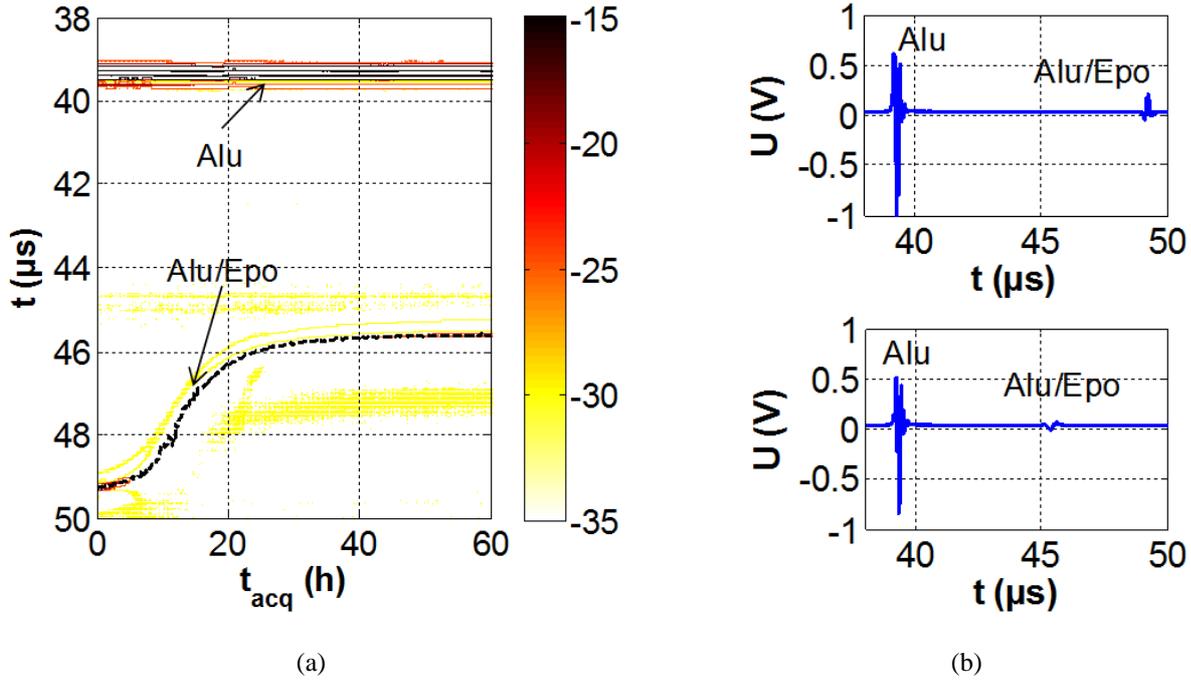


Figure II.8 : (a) Échos d'aller-retour $s_1(t)$ et $s_2(t)$ en dB pendant la polymérisation à la température de consigne $T = 35^\circ\text{C}$, respectivement dans l'aluminium seulement (Alu) et dans (Alu/Epo). (b) Échos d'aller-retour $s_1(t)$ et $s_2(t)$ au début (haut) et à la fin de la polymérisation (bas) à la même température de consigne $T = 35^\circ\text{C}$.

Les propriétés ultrasonores de la résine époxy (c_{Epo} , α_{Epo}) sont déduites de la fonction de transfert $T_D(f)$ pour chaque date d'acquisition via la méthode spectrale (équation (II.29)). Les mesures ultrasonores peuvent être liées aux propriétés élastiques, par l'intermédiaire du coefficient viscoélastique complexe \underline{c}_{33} qui est la composante (3, 3) de la matrice viscoélastique $[\underline{c}_{ij}]$. Ce coefficient viscoélastique peut être lié aux propriétés ultrasonores longitudinales, i.e. $\underline{c}_{33} = \rho \underline{c}_L^2$, avec ρ la masse volumique et $\underline{c}_L = c_L \cdot (1 + j\delta_c)$ la vitesse longitudinale complexe :

$$\underline{c}_{33} = c_{33} \cdot (1 + j\delta_m) \approx \rho c_L^2 \cdot (1 + j2\delta_c) \quad (\text{II.39})$$

où $c_{33} \approx \rho c_L^2$, et $\delta_m \approx 2\alpha_L c_L / \omega$. Cette expression approchée est correcte si l'atténuation α_L par longueur d'onde λ_L est faible, i.e. $\alpha_L \lambda_L / (2\pi) = \alpha_L c_L / \omega \approx 3 \cdot 10^{-2} \ll 1$.

III.2 Transformation de phases

Les variations des propriétés mécaniques en cours polymérisation sont illustrées par la Figure II.9. La constante élastique c_{33} (GPa) et les pertes mécaniques δ_m (%) sont illustrées pendant la polymérisation en fonction du temps d'acquisition t_{acq} (h). A partir de ces courbes, certains paramètres typiques permettent d'identifier les différentes étapes de la réticulation [8].

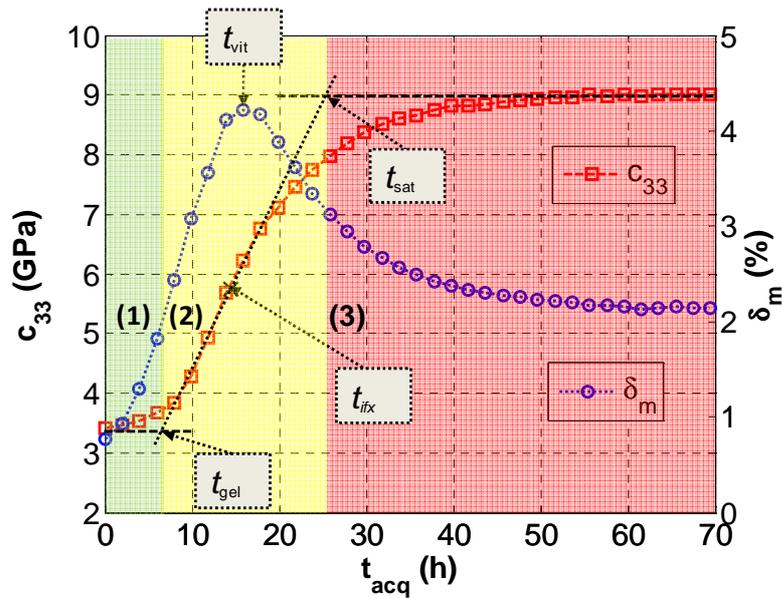


Figure II.9 : Évolution des propriétés élastiques en fonction du temps durant la polymérisation : constante élastique c_{33} (GPa) (\square) et pertes mécaniques δ_m (%) (\circ) à la température de consigne $T = 35^\circ\text{C}$.

Ces différentes étapes peuvent être identifiées en utilisant la méthode des tangentes : la phase liquide visqueuse (1), la phase de transition vitreuse (2), la phase de saturation (3). Ces phases sont déterminées à partir des constantes élastiques. Deux tangentes horizontales sont tracées à partir du début et de la fin de la courbe. La troisième tangente est tracée au point d'inflexion (t_{ifx}), i.e. $(dc_{33}/dt_{acq})(t_{ifx}) = [dc_{33}/dt_{acq}]_{max}$. Cette dernière tangente coupe les deux tangentes horizontales respectivement au temps de gel (t_{gel}) et au temps de saturation (t_{sat}). En conséquence, le temps solide vitreux (t_{gs}) est évalué comme la moyenne des temps de gel et de saturation $t_{gs} = (t_{gel} + t_{sat})/2$ sur la courbe de vitesse ultrasonore.

La phase (1), de $t_{acq} = 0$ à 7 h, est l'état liquide visqueux caractérisé par une légère augmentation de la constante élastique. La phase (2), de $t_{acq} = 7$ à 25 h, est la phase de transition vitreuse décomposée en deux parties. La gélification est (2a) caractérisée par une augmentation rapide de la constante élastique c_{33} à partir du temps de gel jusqu'au temps de solide vitreux (t_{gs}). Dans cette zone, la densité de réticulation augmente considérablement, avec une réduction de mobilités des chaînes de molécules. La vitrification (2b) est caractérisée par une diminution de la cinétique de réaction, i.e. $[t_{gs}; t_{sat}]$. La phase (3), l'état de saturation, commence au temps de saturation (t_{sat}) et correspond à la fin de la polymérisation, i.e. cinétique de polymérisation négligeable. Le pic des pertes mécaniques commence au temps de vitrification (t_{vit}) et est proche du point d'inflexion (t_{ifx}) et du temps de solide vitreux (t_{gs}). Dans cette zone de transition, i.e. $t_{acq} \in [t_{gel}; t_{sat}]$, la vitrification atteint son maximum autour de $(t_{vit}, t_{ifx}, t_{gs})$, en fonction de la définition choisie. L'augmentation de la constante élastique pendant la polymérisation est de l'ordre de 5,5 GPa, ce qui indique que la transition de l'état liquide visqueux à l'état solide vitreux implique un changement important des

propriétés élastiques. Ce changement peut être lié directement au degré de conversion (0 à 100%), i.e. à la concentration du polymère $P(t_{acq})$ définie par une loi donnant $P(0) = 0$ et $P(\infty) = \alpha_{max}$:

$$c_{33}(t_{acq}) = c_{33,0} + (c_{33,\infty} - c_{33,0}) \cdot P(t_{acq}) \quad (II.40)$$

où $c_{33,0}$ et $c_{33,\infty}$ correspondent respectivement à des constantes élastiques de la résine époxy dans les états initial et final.

III.3 Sensibilité à la température isotherme

La sensibilité des propriétés mécaniques de la résine époxy à basse température de consigne a été étudiée. Dans ce cadre, le suivi des propriétés ultrasonores a été effectué en fonction du temps de polymérisation à trois températures de consigne $T = \{30 ; 35 ; 40\}$ °C (Figure II.10). Le choix de cette plage de température est basé sur deux raisons : la première est de travailler à basse température vu la tenue en température du transducteur utilisé ; la deuxième est de ne pas dépasser la température de transition vitreuse. Au début de la réaction, lorsque la résine est à l'état liquide, nous observons sur la Figure II.10 (a) une diminution de la constante élastique c_{33} en fonction de la température. Pour la résine durcie, une légère augmentation de la constante élastique c_{33} est relevée avec la température. La cinétique de réaction augmente avec la température de consigne, cela est observable à la fois sur les courbes de la constante élastique c_{33} (Figure II.10 (a)) et celles des pertes mécaniques δ_m (Figure II.10 (b)). Le pic des pertes mécaniques δ_m (Figure II.10 (b)) semble avoir lieu simultanément avec le point d'inflexion sur c_{33} (Figure II.10 (a)).

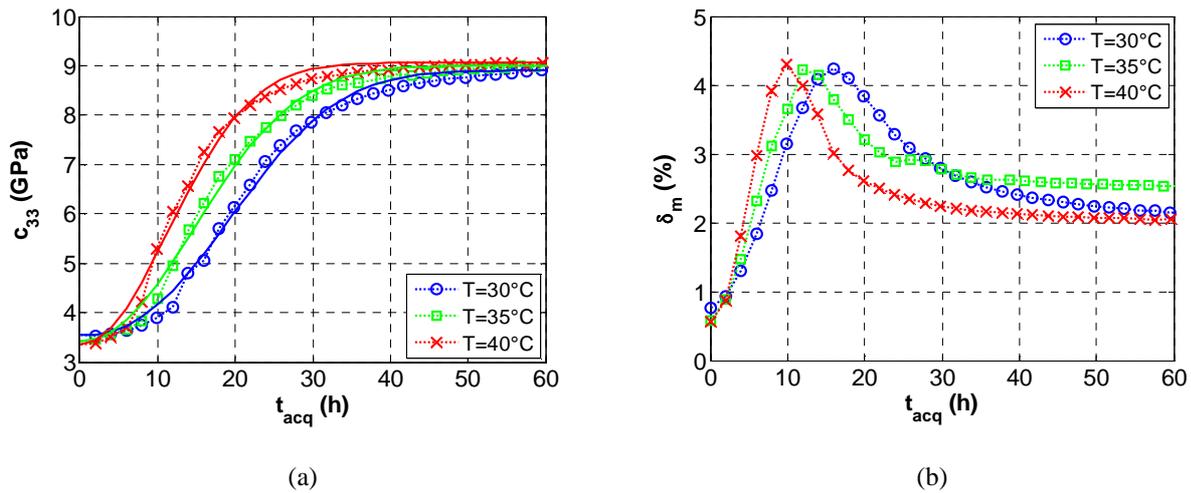


Figure II.10 : Évolution des propriétés élastiques en fonction du temps t_{acq} (h) durant la polymérisation : (a) coefficient élastique c_{33} (GPa) et modèle de Weibull (équation (II.43)) associé (trait continu), (b) pertes mécaniques δ_m (%), à

$T = 30^\circ\text{C}$ (O), 35°C (□) et 40°C (X).

En conséquence, le temps solide vitreux est évalué sur les courbes constantes élastiques par la moyenne du temps de gel et du temps de saturation $t_{gs} = (t_{gel} + t_{sat})/2$ à $t_{gs} = \{20,3 ; 16,0 ; 12,6\}$ h

respectivement, pour les trois températures de consigne $T = \{30 ; 35 ; 40\}$ °C. A titre de comparaison, le temps de vitrification t_{vit} est évalué sur les courbes de pertes mécaniques (Figure II.10 (b)) à $t_{vit} = \{15,9 ; 14,0 ; 9,9\}$ h respectivement pour les trois températures de consigne. Ces résultats de caractérisation ont une bonne tendance avec des légères différences observées. Les valeurs des paramètres caractéristiques de la transformation de phase (temps d'inflexion t_{ifx} , temps de gel t_{gel} , temps de saturation t_{sat} et le temps solide vitreux t_{gs}) sont illustrés au Tableau II.3 pour les trois températures de consigne $T = \{30 ; 35 ; 40\}$ °C.

T (°C)	t_{vit} (h)	t_{ifx} (h)	t_{gel} (h)	t_{sat} (h)	t_{gs} (h)
30	15,9	17,9	9,54	31,1	20,3
35	14,0	14,0	7,10	24,9	16,0
40	9,94	9,94	5,38	19,9	12,6

T (°C): température de consigne; t_{vit} (h): temps de vitrification; t_{ifx} (h): temps d'inflexion; t_{gel} (h): temps de gel; t_{sat} (h): temps de saturation; t_{gs} (h): temps solide vitreux.

Tableau II.3 : Paramètres caractéristiques de la transformation de phase obtenus via c_{33} et δ_m à $T = \{30 ; 35 ; 40\}$ °C.

III.4 Modélisation de la cinétique de réaction

Une approche de base pour la réaction de polymérisation consiste à décrire la concentration de polymère P avec une équation différentielle de premier ordre. Elle implique une constante cinétique de polymérisation k_P , ici notée par la constante de temps classique $\tau = 1/k_P$:

$$P(t_{acq}) = 1 - e^{-\frac{t_{acq}}{\tau}} \quad (\text{II.41})$$

Néanmoins, en raison de la complexité de la réaction et du phénomène de diffusion, la variable k_P n'est pas constante [53, 54, 55]. Lorsqu'elles sont prises en compte, ces considérations conduisent à une variation de la constante de temps. En outre, nous constatons expérimentalement que la cinétique de polymérisation commence lentement ($[dc_{33}/dt_{acq}]_{t_{acq}=0} \approx 0$), ce qui montre la complexité de la réaction de polymérisation [56, 57, 58, 59, 60]. Sur la base d'équations de réactions chimiques en cascade et d'approches empiriques, différents modèles ont été développés [53, 54, 55]. Ils restent cependant limitants du fait du nombre et de la complexité des paramètres d'entrée. Une deuxième approche (équation (II.42)) basée sur une extension de l'équation (II.41) prend compte de la complexité de la cinétique de réaction, en utilisant la fonction de Weibull :

$$P_W(t_{acq}) = 1 - e^{-\left(\frac{t_{acq}}{\lambda}\right)^k} \quad (\text{II.42})$$

$$\text{i.e.} \quad c_{33,W}(t_{acq}) = c_{33,0} + (c_{33,\infty} - c_{33,0}) \cdot \left(1 - e^{-\left(\frac{t_{acq}}{\lambda}\right)^k} \right) \quad (\text{II.43})$$

où $\{\lambda, k\}$ sont les paramètres de la fonction de Weibull, modélisant la cinétique de réaction de polymérisation, conformément à la solution canonique de l'équation différentielle de premier ordre. L'identification a été effectuée sur la base des dates caractéristiques $\{t_{50}, t_{95}\}$, où t_{50} est la demi-durée de polymérisation, définie par $t_{50} = \lambda \cdot (\ln(2))^{1/k}$, et $t_{95} = \lambda \cdot 3^{1/k}$. Ces estimations sont alors utilisées comme paramètres d'entrée pour la procédure d'identification avec la méthode de moindres carrés. La Figure II.10 (a) illustre les modèles de Weibull identifiés pour les températures de consigne $T = \{30 ; 35 ; 40\}$ °C. La fonction de Weibull (équation (II.42)) peut donner des expressions analytiques du temps d'inflexion $t_{W,ifx}$, du temps de gel $t_{W,gel}$ et du temps de saturation $t_{W,sat}$ à partir des paramètres $\{\lambda, k\}$ de la fonction de Weibull :

$$\begin{cases} t_{W,ifx} = \lambda \left(\frac{k-1}{k} \right)^{\frac{1}{k}} \\ t_{W,gel} = t_{W,ifx} - \frac{P_W(t_{W,ifx})}{P_W'(t_{W,ifx})} \\ t_{W,sat} = t_{W,ifx} + \frac{1 - P_W(t_{W,ifx})}{P_W'(t_{W,ifx})} \end{cases} \quad (\text{II.44})$$

avec $P_W'(t_{acq})$ la dérivée par rapport au temps de la fonction de Weibull $P_W(t_{acq})$ (équation (II.42)). Les valeurs numériques de ces paramètres caractéristiques, i.e. temps d'inflexion de Weibull $t_{W,ifx}$, temps de gel de Weibull $t_{W,gel}$, temps de saturation de Weibull $t_{W,sat}$ (équation (II.44)) et le temps solide vitreux de Weibull $t_{W,gs} = (t_{W,gel} + t_{W,sat})/2$ sont résumés dans le Tableau II.4, et montrent un bon accord avec les résultats expérimentaux résumés dans le Tableau II.3.

T (°C)	λ (h)	k	$t_{W,ifx}$ (h)	$t_{W,gel}$ (h)	$t_{W,sat}$ (h)	$t_{W,gs}$ (h)
30	24,3	2,38	19,3	8,31	33,3	20,8
35	19,9	2,12	14,7	5,57	27,8	16,7
40	15,7	2,06	11,4	4,15	22,1	13,1

T (°C): température de consigne; λ (h): premier paramètre de Weibull; k : deuxième paramètre de Weibull; $t_{W,ifx}$ (h): temps d'inflexion de Weibull; $t_{W,gel}$ (h): temps de gel de Weibull; $t_{W,sat}$ (h): temps de saturation de Weibull; $t_{W,gs}$ (h): temps solide vitreux de Weibull.

Tableau II.4 : Paramètres de Weibull identifiés à partir de c_{33} à $T = \{30 ; 35 ; 40\}$ °C.

La dérivée expérimentale par rapport au temps d'acquisition du coefficient élastique dc_{33}/dt_{acq} et l'ajustement correspondant avec le modèle de Weibull $dc_{33,w}/dt_{acq}$ (résultant de l'équation (II.43)) sont comparés et en bon accord. A titre d'illustration, la Figure II.11 montre deux propriétés qui peuvent être observées sur les propriétés ultrasonores pendant la polymérisation : le temps d'inflexion t_{ifx} et la valeur du maximum $[dc_{33}/dt_{acq}]_{max} = [dc_{33}/dt_{acq}](t_{ifx})$. Cette dernière correspond à la pente maximale du coefficient d'élasticité en fonction du temps d'acquisition $c_{33}(t_{acq})$, qui caractérise la cinétique de polymérisation.

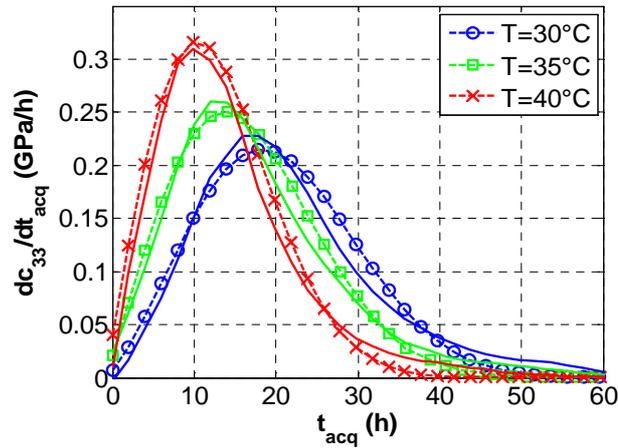


Figure II.11 : Dérivée du coefficient élastique dc_{33}/dt_{acq} (GPa/h) en fonction du temps t_{acq} (h) pendant la polymérisation à $T = 30^{\circ}\text{C}$ (O), 35°C (□) and 40°C (x) : résultats expérimentaux (marqueur) et modèle de Weibull (trais continus).

III.5 Degré de conversion de la réaction

Le degré de conversion de la réaction α peut être lié à des mesures ultrasonores [8], et au modèle de concentration de polymère P (équation (II.42)) par le coefficient élastique c_{33} :

$$\alpha(t_{acq}) = \frac{c_{33}(t_{acq}) - c_{33,0}}{c_{33,\infty} - c_{33,0}} \quad (\text{II.45})$$

où $c_{33,0}$ et $c_{33,\infty}$ sont respectivement les coefficients élastiques au début et à la fin de polymérisation. Dans la Figure II.10 (a), le coefficient élastique c_{33} est calculé à partir du modèle de Weibull (équation (II.43)). L'évolution du coefficient de conversion de la réaction pendant la polymérisation (équation (II.45)) $\alpha(t_{acq})$ (Figure II.12) est tracée pour les températures de consigne $T = \{30 ; 35 ; 40\}^{\circ}\text{C}$. L'évolution de la vitesse de réaction pendant la polymérisation $d\alpha/dt_{acq}$ nous permet d'identifier expérimentalement les temps d'inflexion $t_{ifx} = \{17,9 ; 14,0 ; 9,94\}$ h décroissants, tandis que le taux de réaction maximale $[d\alpha/dt_{acq}]_{max} = \{4,25 ; 4,65 ; 5,43\}$ %/h augmente avec la température de consigne.

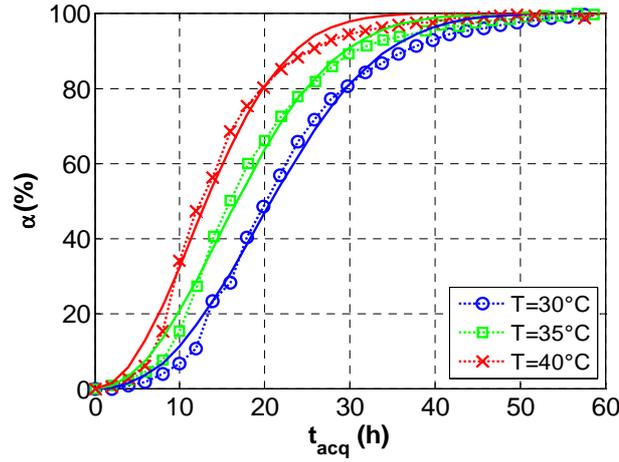


Figure II.12 : Degré de conversion α (%) en fonction du temps t_{acq} (h) pendant la polymérisation à $T = 30^\circ\text{C}$ (O), 35°C (□) et 40°C (x) : résultats expérimentaux (marqueur) et modèle de Weibull (trais continus).

La réaction de polymérisation est souvent étudiée avec la technique DSC (Differential Scanning Calorimetry) en mode isotherme ou/et en mode non isotherme [61, 62, 63, 64, 65, 66]. Pour une réticulation isotherme, la conversion fractionnaire α de l'époxy, est souvent modélisée par le modèle autocatalytique de Kamal [67, 68, 52] :

$$\frac{d\alpha}{dt_{acq}} = (k_1(T) + k_2(T)\alpha^m)(1 - \alpha)^n \quad (\text{II.46})$$

Dans ce modèle, $k_1(T)$ est le taux de conversion non-autocatalytique correspondant au taux initial de la conversion, $k_2(T)$ est le taux de conversion de la réaction autocatalytique associée aux espèces catalytiques formées pendant la réticulation, et m et n sont respectivement les ordres des réactions non-autocatalytiques et autocatalytiques. Chaque coefficient du taux de conversion $k_i(T)$ s'écrit suivant l'équation d'Arrhenius :

$$k_i(T) = A_i \cdot e^{-\frac{E_{ai}}{RT_K}} \quad (\text{II.47})$$

où A_i est le facteur pré-exponentiel, E_{ai} est l'énergie d'activation, $R = 8,314 \text{ J}\cdot\text{mol}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ est la constante universelle des gaz et $T_K = T + T_0 = T + 273,15$ est la température en Kelvin. Dans l'équation (II.46), la pente à l'origine correspond à $[d\alpha/dt_{acq}]_{\alpha=0} = k_1$ (Tableau II.5). Le paramètre k_1 est inséré dans l'équation (II.46), puis $\{k_2, m, n\}$, sont estimés en utilisant la méthode des moindres carrés. Comme résumé dans le Tableau II.5, la constante k_2 est beaucoup plus grande que k_1 , ce qui indique que la réaction autocatalytique est bien plus rapide que la réaction non-autocatalytique. En conséquence, le modèle Kamal peut être approximé par :

$$\frac{d\alpha}{dt_{acq}} \approx k_2(T) \cdot \alpha^m \cdot (1 - \alpha)^n \quad (\text{II.48})$$

T (°C)	Modèle chimique				Modèle de Weibull approché		
	k_1 (h ⁻¹)	k_2 (h ⁻¹)	m	n	k/λ	$(k-1)/k$	$(k+1)/(2k)$
30	0,00138	0,0974	0,551	0,826	0,098	0,579	0,710
35	0,00329	0,109	0,513	0,849	0,106	0,528	0,736
40	0,00764	0,121	0,501	0,862	0,131	0,514	0,743

k_1 (h⁻¹): taux de conversion non-autocatalytique; k_2 (h⁻¹): taux de conversion autocatalytique; m : ordre de la réaction non-autocatalytique; n : ordre de la réaction autocatalytique; (k/λ) : taux de conversion non-autocatalytique correspondant au modèle de Weibull; $(k-1)/k$: ordre de la réaction non-autocatalytique correspondant au modèle de Weibull ; $(k+1)/(2k)$: ordre de la réaction autocatalytique correspondant au modèle de Weibull.

Tableau II.5 : Paramètres de la cinétique de réaction à $T = \{30 ; 35 ; 40\}$ °C.

Ce résultat peut être comparé au modèle de Weibull par le développement de l'expression analytique de $d\alpha/dt_{acq}$ en fonction de α (équation (II.45)) comme suit :

$$\frac{d\alpha}{dt_{acq}} = \left(\frac{k}{\lambda}\right) \cdot \left(\ln\left(\frac{1}{1-\alpha}\right)\right)^{\frac{k-1}{k}} \cdot (1-\alpha) \approx \begin{cases} \left(\frac{k}{\lambda}\right) \cdot \alpha^{\frac{k-1}{k}} \cdot (1-\alpha) & \text{au premier ordre} \\ \left(\frac{k}{\lambda}\right) \cdot \alpha^{\frac{k-1}{k}} \cdot (1-\alpha)^{\frac{k+1}{2k}} & \text{au second ordre} \end{cases} \quad (\text{II.49})$$

Ces deux expressions (équations (II.48) et (II.49)) sont en bon accord, car les paramètres sont du même ordre de grandeur. A titre d'exemple, pour $\{\lambda ; k\} = \{20 ; 2\}$, les paramètres du modèle de Kamal sont estimés à $n \approx (k+1)/(2k) \approx 3/4$, $m \approx (k-1)/k \approx 1/2$ et $k_2 \approx k/\lambda \approx 1/10$. Les variations du modèle d'Arrhenius de $\ln(k_i) = \ln(A_i) - E_{ai}/(RT_K)$ en fonction de $1/T_K$ (Figure II.13 (d)) pour $i = \{1, 2\}$ sont utilisées pour estimer les facteurs pré-exponentiels A_i et les énergies d'activation E_{ai} (Tableau II.6).

E_{a1} (kJ.mol ⁻¹)	E_{a2} (kJ.mol ⁻¹)	A_1 (h ⁻¹)	A_2 (h ⁻¹)
135	17,7	$2,59 \cdot 10^{20}$	108

Tableau II.6 : Energie d'activation E_{ai} et facteur pré-exponentiel A_i pour la réaction autocatalytique ($i = 1$) et pour la réaction non-autocatalytique ($i = 2$).

L'énergie d'activation non-autocatalytique E_{a1} est supérieure à l'énergie d'activation autocatalytique E_{a2} . Le facteur pré-exponentiel associé à l'énergie d'activation autocatalytique est beaucoup plus grand que l'énergie d'activation non-autocatalytique $A_1 \gg \gg A_2$. Les valeurs $\{k_1, k_2, m, n\}$ sont insérées dans l'équation (II.46), et les fonctions $d\alpha/dt_{acq}$ correspondant au modèle Kamal (équation (II.46)) sont comparées à la dérivée par rapport au temps du modèle de Weibull (équation (II.45))

dans la Figure II.13 (a). Il est clair que le modèle de Weibull identifié à partir des données expérimentales ultrasonores est en bonne conformité avec le modèle de Kamal pour chaque température de consigne $T = 30, 35$ et 40°C .

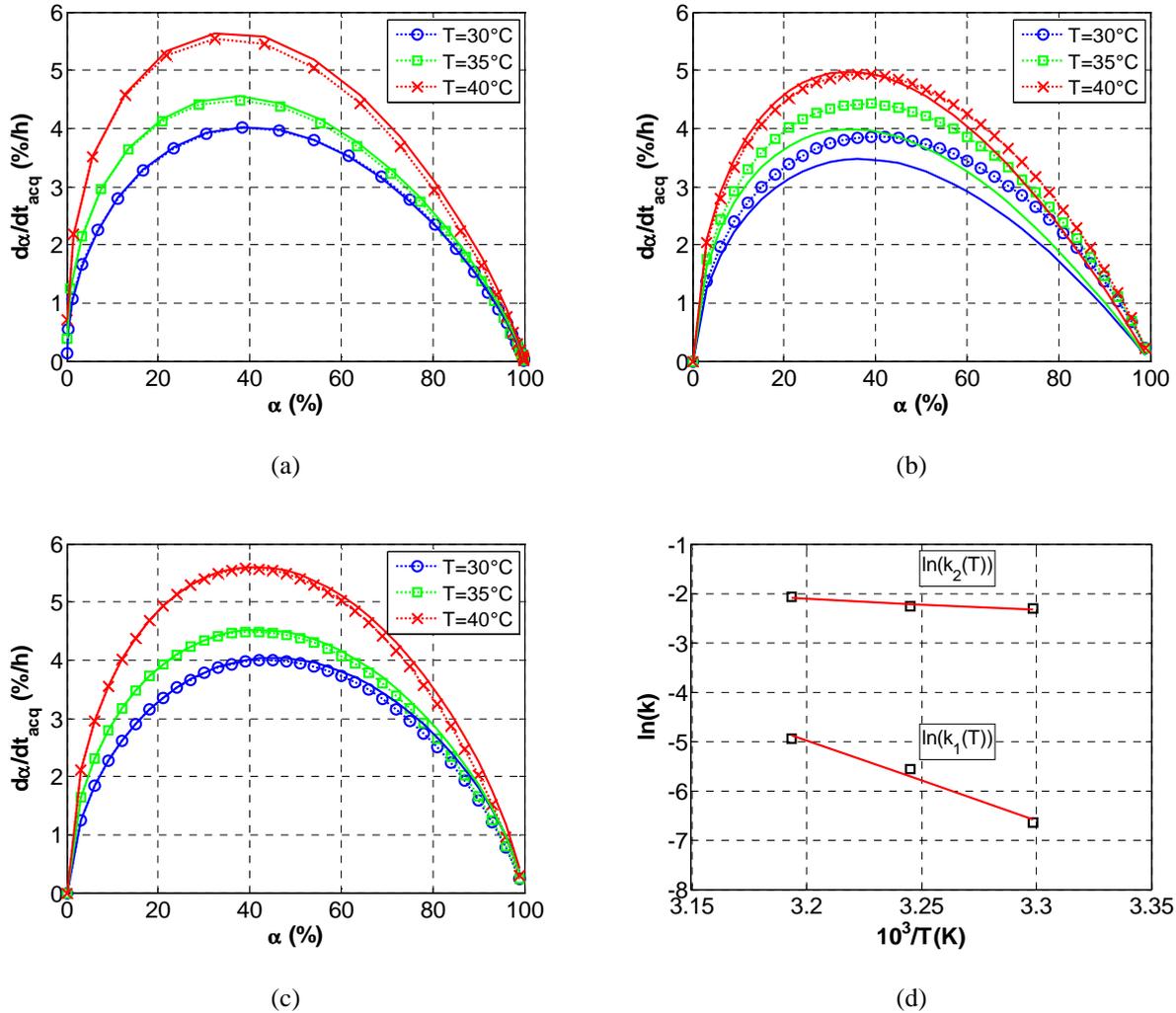


Figure II.13 : Comparaison de $d\alpha/dt_{acq}$ (%/h) par rapport à α (%) selon (a) : Weibull (lignes en pointillés avec des marqueurs) et Kamal (traits pleins); (b) forme approchée modèle Kamal (lignes solides, équation (II.48)) et le développement d'ordre un du modèle de Weibull (pointillés avec des marqueurs, l'équation (II.49)); (c) de modèle de Weibull exacte (pointillés avec des marqueurs, l'équation (II.49)) et développement d'ordre deux du modèle de Weibull (solide, l'équation (II.49)) ; (d) détermination des paramètres de l'équation d'Arrhenius (équation (II.47)).

Bien qu'ils soient en très bon accord, ces deux modèles sont formellement différents, le modèle de Kamal (équation (II.46)) est identifié à partir d'une approche chimique de la cinétique de réaction, et celui de Weibull (équation (II.45)) est identifié à partir d'une approche empirique. Comme illustré par la Figure II.13 (b), la comparaison entre le modèle Kamal approché (équation (II.48)) et la forme approchée du modèle de Weibull au premier ordre (équation (II.49)), montre que les tendances de température sont respectées. Cependant, ces formes approchées sous-estiment les

dérivées $d\alpha/dt_{acq}$ en fonction du taux de conversion α par rapport aux modèles exacts de Kamal et Weibull. En outre, ces deux modèles approchés ne sont pas en bon accord l'un avec l'autre. Pour corriger cela, un développement du second ordre du modèle de Weibull a été réalisé (Figure II.13 (c)) avec la forme exacte de l'équation (II.49). Par conséquent, d'après les résultats d'identification (Figure II.13 (c)), le modèle Kamal approché (équation (II.48)), est formellement en bon accord avec le développement au second ordre du modèle de Weibull (équation (II.49)), et peut décrire de façon adéquate la cinétique de réaction, étant donné que l'ensemble des paramètres choisis $\{k_2, m, n\}$ sont ceux déduits à partir du développement au second ordre du modèle de Weibull, i.e. $\{k/\lambda, (k-1)/k, (k+1)/(2k)\}$, comme résumé dans le Tableau II.5. Ces mesures ont été effectuées à basse température. Il faut noter que la température de consigne isotherme $T = \{30, 35, 40\}$ °C reste inférieure à la température de transition vitreuse. La vitesse ultrasonore a été mesurée au cours d'un procédé de polymérisation à basse température. La dépendance temporelle de la constante élastique c_{33} a été calculée pour permettre d'identifier les paramètres du modèle de Weibull. En outre, un développement au second ordre du modèle de Weibull a été effectué et a permis d'obtenir un très bon accord avec le modèle chimique de Kamal si le paramètre d'énergie d'activation autocatalytique $k_1(T)$ est négligé. En conclusion, pour la polymérisation isotherme dans le contexte décrit ci-dessus, la valeur maximale de la dérivée du taux de conversion de l'époxy da/dt_{acq} augmente avec la température, i.e. la température augmente la cinétique de réaction.

III.6 Modélisation des paramètres du modèle de Weibull par DSM

Pour tenir compte de l'influence de la température de consigne isotherme sur la cinétique de réaction, le spectre du coefficient de réflexion $\underline{R}(f)$ est calculé via la DSM [69, 70, 51]. L'évolution des propriétés de la résine époxy (équations (II.39) et (II.43)) a été prise en compte, et ajustée par le modèle de Weibull selon la température isotherme fixée à $T = 30^\circ\text{C}$, 35°C ou 40°C (Tableau II.4) :

$$\underline{c}_{Epo}(t_{acq}) = \sqrt{\frac{c_{33,W}(t_{acq}) \cdot (1 + j\delta_m(t_{acq}))}{\rho}} = c_{Epo,W}(t_{acq}) \cdot (1 + j\delta_c(t_{acq})) \quad (\text{II.50})$$

La transformée de Fourier inverse du coefficient de réflexion $\underline{R}(f)$ pondéré par la bande passante du transducteur $\underline{BP}(f)$, donne la réponse électroacoustique $s(t, t_{acq})$ (Figure II.14) :

$$s(t, t_{acq}) = TF^{-1} \left\{ \underline{R}(f, t_{acq}) \cdot \underline{BP}(f) \right\} \quad (\text{II.51})$$

$$\text{avec } \underline{BP}(f) = e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{f-f_0}{\sigma_f} \right)^2} \quad \text{et} \quad \sigma_f = \frac{\Delta f_6}{2\sqrt{2 \ln 2}} \quad (\text{II.52})$$

où $f_0 = 5$ MHz est la fréquence centrale, et $\Delta f_6 = 4$ MHz la bande passante à -6 dB.

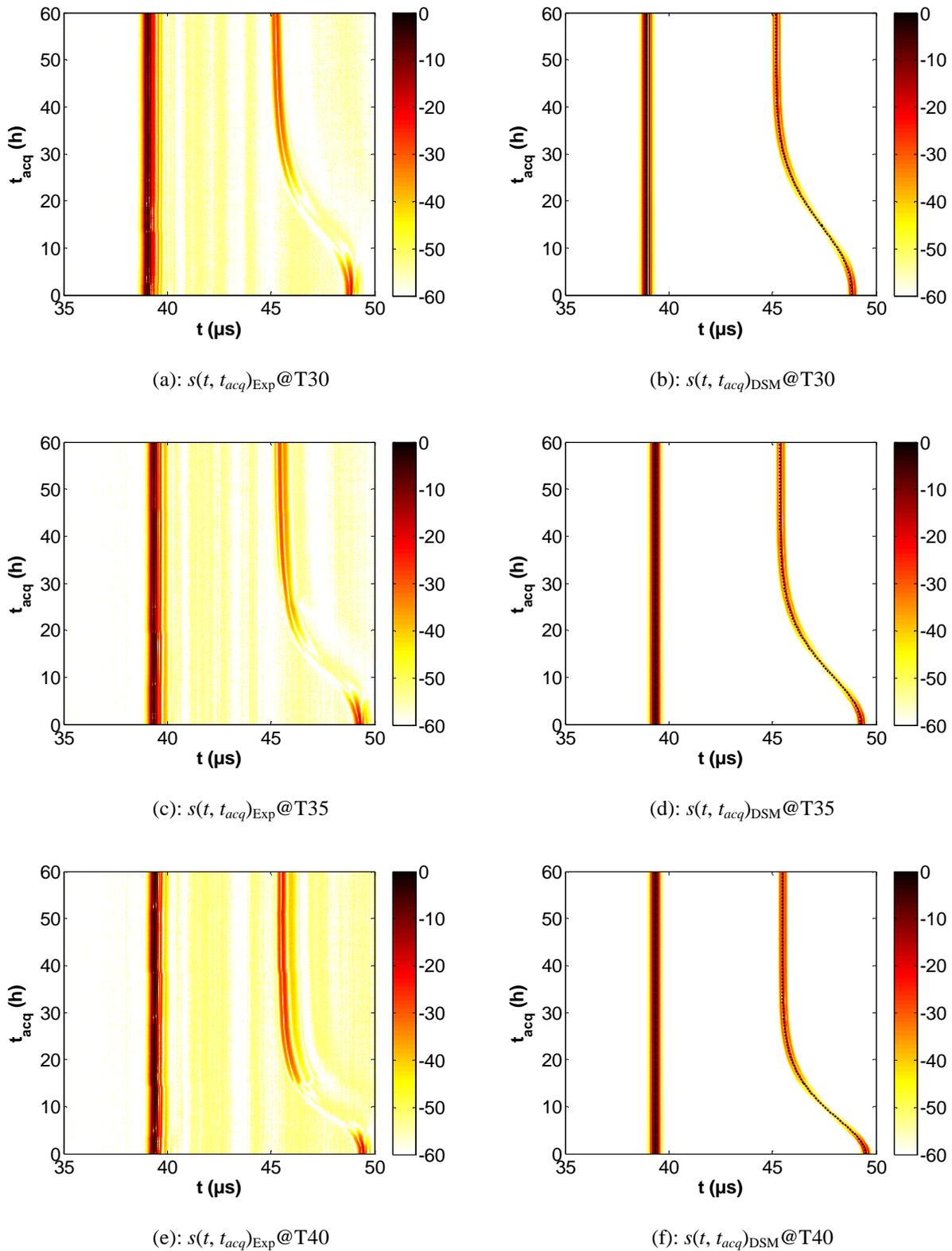


Figure II.14 : Comparaison de la réponse électroacoustique (b), (d), (f) calculée par la méthode DSM par rapport à celle (a), (c), (e) expérimentale à la température de consigne isotherme (a), (b) $T = 30^\circ\text{C}$, (c), (d) 35°C et (e), (f) 40°C .

Cette approche combinée d'identification de la cinétique de réaction via le modèle de Weibull associée au calcul de la réponse électroacoustique a conduit à l'élaboration d'un modèle prédictif. Cet outil permet d'envisager l'étude de la sensibilité des paramètres et d'en élaborer l'optimisation.

IV Sensibilité thermique

IV.1 Mesure de température

Jusqu'alors, la température a été imposée en consigne et considérée constante. De fait, le champ de température dépend des variables d'espace et de temps : $T(x, y, z, t)$. On s'intéresse maintenant au cas où cette température va varier dans le temps. Lors du processus de post-cuisson de l'époxy, une température est imposée en consigne $T_{consigne}$ et mesurée dans l'enceinte thermique, tandis que la valeur à cœur dans l'échantillon $T_{échantillon}$ est mesurée via une sonde Pt100. La différence entre ces températures varie de façon importante selon la configuration, et en particulier selon la vitesse de chauffage ou de refroidissement. La Figure II.15 montre la différence entre la température de consigne appliquée par le four et la température de l'échantillon en époxy mesurée par la sonde de température Pt100.

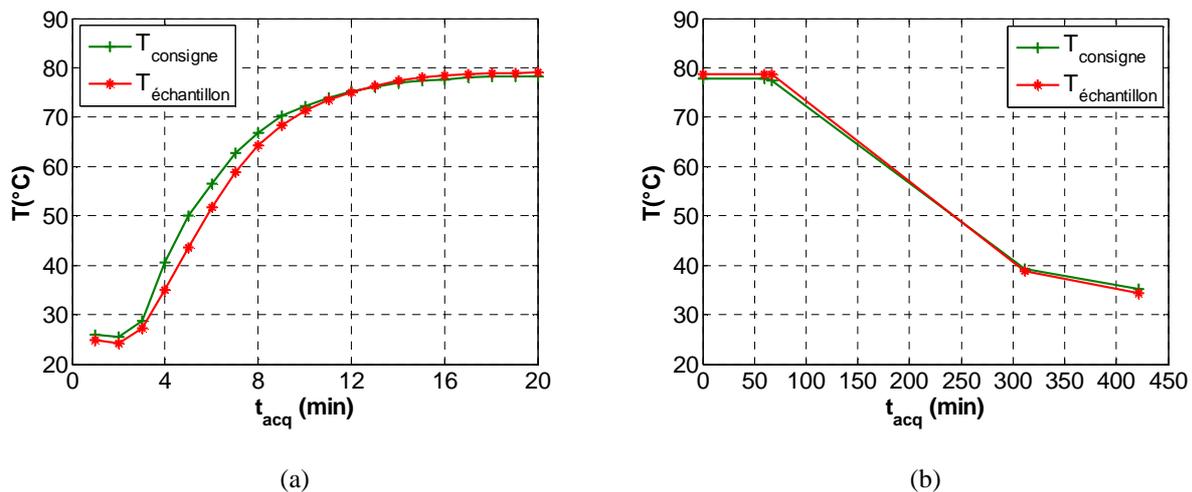


Figure II.15 : Différence entre la température de consigne appliquée par le four et la température mesurée dans l'échantillon en époxy durci polymérisé à une température isotherme $T = 35^{\circ}\text{C}$: (a) chauffage avec une vitesse moyenne $dT/dt_{acq} \approx 5^{\circ}\text{C}/\text{min}$ et (b) refroidissement avec une vitesse moyenne $dT/dt_{acq} \approx 0,10^{\circ}\text{C}/\text{min}$.

Pour le cas d'un chauffage atteignant jusqu'à $18^{\circ}\text{C}/\text{min}$ (Figure II.15 (a)), on peut observer une différence importante entre la température de consigne et mesurée dans l'échantillon atteignant jusqu'à 7°C . La Figure II.15 (b) illustre le cas d'un refroidissement avec une vitesse n'excédant pas $0,16^{\circ}\text{C}/\text{min}$, on peut observer que la différence entre les deux températures mesurées n'excède pas 1°C . La Figure II.16 montre clairement l'hystérésis entre la température de consigne $T_{consigne}$ et la température de l'échantillon $T_{échantillon}$. Pendant un chauffage rapide, la température de consigne dépasse celle de l'échantillon du fait de l'inertie thermique, tandis que lors du refroidissement lent, les deux températures s'équivalent.

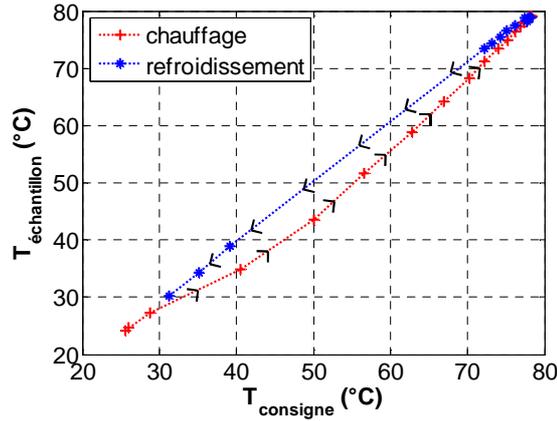


Figure II.16 : Inertie thermique donnant lieu à une hystérésis de température lors d'un cycle de post-cuisson.

IV.2 Inertie et gradient thermiques

La loi de la diffusion de la chaleur dans un milieu homogène relie le gradient temporel de la température $\partial T/\partial t$ et le laplacien de la température ΔT . Dans le cas unidimensionnel, l'équation de chaleur s'écrit sous la forme suivante :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (\text{II.53})$$

avec $a = k/(\rho.c_p)$ la diffusivité thermique, k la conduction thermique, ρ la masse volumique et c_p la capacité thermique massique à pression constante. Les conditions aux limites sont données initialement par $T(x, t = 0) = T_0$. On procède à une reformulation adimensionnelle du problème en posant $\underline{x} = x/L$ où L est la demi-longueur de la structure à étudier, soit $\underline{x} \in [-1; 1]$ et $\underline{T} = (T - T_0)/(T_0 - T_{ext})$ où $\underline{T} \in [0; 1]$. Le temps normalisé s'écrit : $\underline{t} = t/\tau$, avec $\tau = L^2/a$. Dans ce cas, les conditions aux limites exprimant l'égalité entre conduction et convection aux parois se réduisent à :

$$\frac{\partial \underline{T}}{\partial \underline{x}}(\underline{x} = \pm 1, \underline{t}) = \pm Bi(\underline{T}(\underline{x} = \pm 1, \underline{t})) \quad (\text{II.54})$$

avec $Bi = h.L/k$ est le nombre de Biot. La solution de l'équation de diffusion thermique (II.53) s'écrit sous la forme d'un produit des fonctions trigonométriques en espace et des exponentielles en temps. La condition au bord (équation (II.54)) permet d'écrire la température sous la forme suivante :

$$\underline{T}(\underline{x}, \underline{t}) = \sum_{i=1}^{\infty} A_i . e^{-m_i^2 \underline{t}} . \cos(m_i \underline{x}) \quad (\text{II.55})$$

où $m_i = (2i-1).\pi/2$ et $A_i = 2.\sin(m_i)/(m_i + \sin(m_i).\cos(m_i))$. Dans notre cas, nous allons nous intéresser à la répartition de la température dans les blocs d'aluminium. L'épaisseur de l'époxy est de l'ordre de 7,6 mm, considérée comme une plaque mince où la répartition de température suivant l'épaisseur est quasi-constante. Dans le cas du bloc d'aluminium les propriétés physiques sont les

suivantes : la conduction thermique est $k = 200 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-1}$, la capacité thermique massique à pression constante est $c_p = 900 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ et la convection dans l'air est $h = 10 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-2}$. La demi-longueur du bloc d'aluminium est $L = 60 \text{ mm}$. La température initiale est $T_0 = 20^\circ\text{C}$ et la température appliquée par le four est $T_{ext} = 100^\circ\text{C}$.

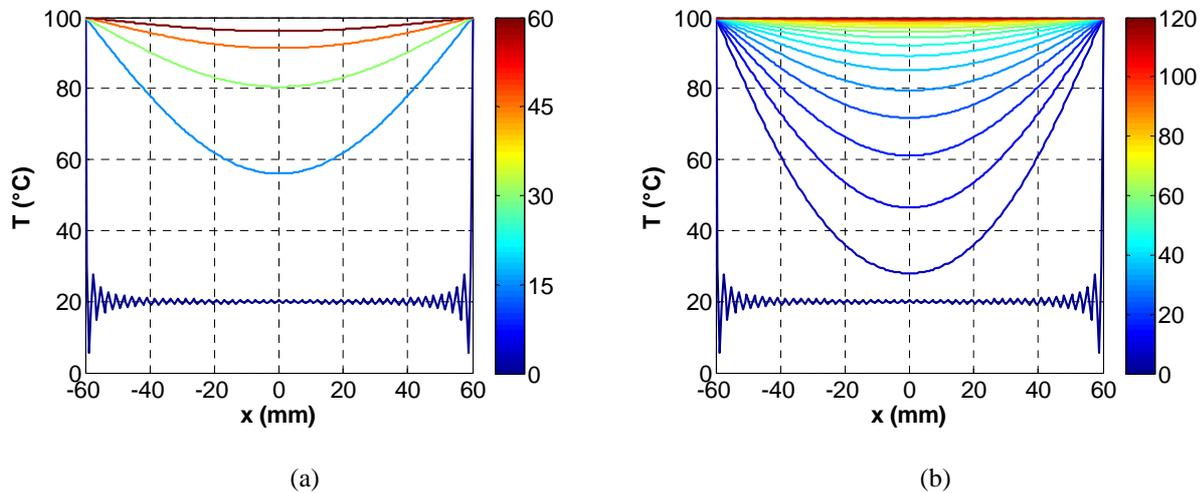


Figure II.17 : Gradient de température dans un bloc d'aluminium soumis à une température externe $T_{ext} = 100^\circ\text{C}$ aux extrémités $x = \pm 60 \text{ mm}$ pour les instants représentés en échelle de couleur $t = \{0 ; 15 ; 30 ; 45 ; 60\}$ s et (b) uniformisation de la température au cœur du matériau à partir de $t = 100$ s.

La Figure II.17 (a) montre le gradient de température en fonction du temps et la longueur des moules en aluminium. La température au niveau des parois ($x = \pm 60 \text{ mm}$) est égale à la température extérieure (ceci n'est pas toujours vrai expérimentalement d'après la Figure II.15). Un artefact numérique est observable à l'instant $t = 0$ s (phénomène de Gibbs) du fait que la recomposition du champ de température par série de Fourier peine à reconstituer la fonction discontinue à ses extrémités, i.e. $x = \pm 60 \text{ mm}$.

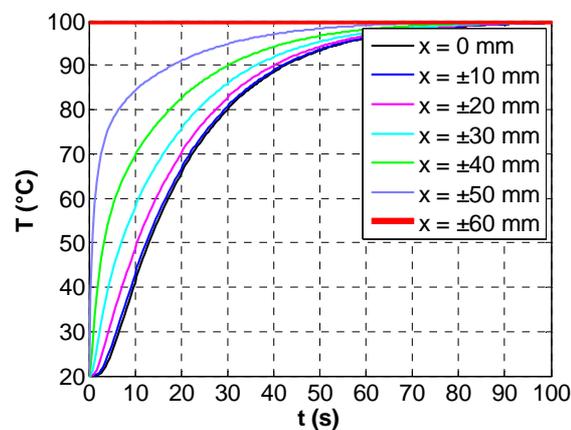


Figure II.18 : Température en fonction du temps, depuis les parois ($x = \pm 60 \text{ mm}$) au travers du moule ($x = 0$ à 60 mm).

La Figure II.15 (b) montre que le temps de stabilisation de la température au cœur du matériau peut être estimé à 100 s. Sur la Figure II.18, la température est tracée en fonction du temps à différentes positions. Avec une température appliquée $T_{ext} = 100^{\circ}\text{C}$ aux parois ($x = \pm 60$ mm), le temps de chauffage maximum au cœur du matériau ($x = 0$ mm) peut être estimé à 95% de la consigne à environ 1 min.

IV.3 Hystérésis de la vitesse et de l'atténuation ultrasonore

IV.3.1 Cycle thermique

Après avoir étudié l'hystérésis de mesure entre la température appliquée par le four et la température à la surface de l'échantillon et le gradient de température entre les parois des moules et le milieu, les propriétés ultrasonores de l'époxy et l'aluminium sont étudiées au cours d'un cycle thermique. La question de la sensibilité en température de la vitesse et l'atténuation longitudinale dans l'époxy ne peut s'affranchir de la question de l'effet de la dilatation thermique. Comme cela a été démontré dans la thèse de N. Ghodhbane [52], l'effet de la dilatation thermique peut être considéré négligeable sur la mesure ultrasonore de la vitesse via le temps de vol et de l'atténuation via l'amplitude des échos caractéristiques de la configuration étudiée. En l'occurrence, l'échantillon en résine époxy durci est polymérisé à une température de consigne isotherme $T = 35^{\circ}\text{C}$. L'époxy est maintenu entre les moules en aluminium à l'intérieur du four suivant un cycle thermique (Figure II.19) comportant un palier de 1,5 h à 54°C , puis un refroidissement pendant 24 h jusqu'à une température de 29°C , puis un chauffage pendant 4,5 h jusqu'à une température de 58°C . Ainsi, la variation de la température dans le four T_f en fonction du temps d'acquisition s'écrit sous la forme de l'équation suivante (Figure II.19, courbe noire) :

$$\left\{ \begin{array}{ll} T_f(t_{acq}) = T_{\max,1} & \text{si } 0 < t_{acq} < t_{m,1} \\ T_f(t_{acq}) = T_{\max,1} + (T_{\max,1} - T_{\min}) \cdot \left(1 - e^{-\frac{t_{acq} - t_{m,1}}{\tau_1}} \right) & \text{si } t_{m,1} < t_{acq} < t_{m,2} \\ T_f(t_{acq}) = T_{\min} + (T_{\min} - T_{\max,2}) \cdot \left(1 - e^{-\frac{t_{acq} - t_{m,2}}{\tau_2}} \right) & \text{si } t_{m,2} < t_{acq} \end{array} \right. \quad (\text{II.56})$$

avec $T_{\min} = 29^{\circ}\text{C}$, $T_{\max,1} = 54^{\circ}\text{C}$, $T_{\max,2} = 58^{\circ}\text{C}$, $\tau_1 = 2,5$ h, $\tau_2 = 0,6$ h, $t_{m,1} = 1,5$ h et $t_{m,2} = 25,5$ h. D'après l'ajustement, le chauffage est bien plus rapide que le refroidissement ($\tau_1 > \tau_2$), ce qui entraîne une hystérésis entre les propriétés ultrasonores mesurées lors du refroidissement, et celles mesurées lors du chauffage.

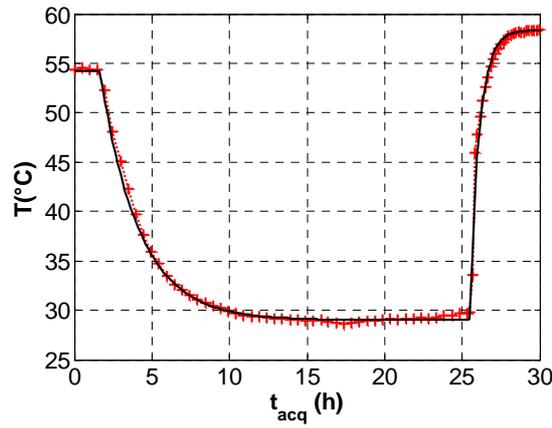


Figure II.19 : Température mesurée à la surface de l'époxy pendant un cycle thermique appliqué par le four : résultats expérimentaux (courbe rouge) et modèle d'ajustement (courbe noire).

IV.3.2 Linéarisation des propriétés ultrasonores

La Figure II.20 illustre l'évolution des propriétés ultrasonores de la résine époxy et des moules en aluminium au cours d'un cycle thermique (Figure II.19). Les propriétés ultrasonores identifiées lors du chauffage et du refroidissement diffèrent et font apparaître une hystérésis. Ce phénomène est lié d'une part à l'inertie thermique du matériau, d'autre part à la dissymétrie de réponse en température dont la température de transition vitreuse T_g est une illustration. Aussi, dans un premier temps, le comportement ultrasonore de l'époxy est étudié pour une gamme de température inférieure à la température de transition vitreuse. Dans un second temps, le comportement ultrasonore de l'époxy est identifié en tenant compte de transformations de phases.

Comme l'illustre la Figure II.20, un refroidissement lent (Figure II.19) produit une variation de température quasi-statique telle que celle observée sur la plage $T \in [30; 40]$ °C et permet d'établir une régression linéaire des propriétés ultrasonores en fonction de la température :

$$\begin{cases} c_{Epo,lin}(T) \approx 2760 - 9.T \\ \alpha_{Epo,lin}(T) \approx 102 - 2,76.T \\ c_{Alu,lin}(T) \approx 6391 - 1,37.T \\ \alpha_{Alu,lin}(T) \approx 8,45 - 0,02.T \end{cases} \quad (II.57)$$

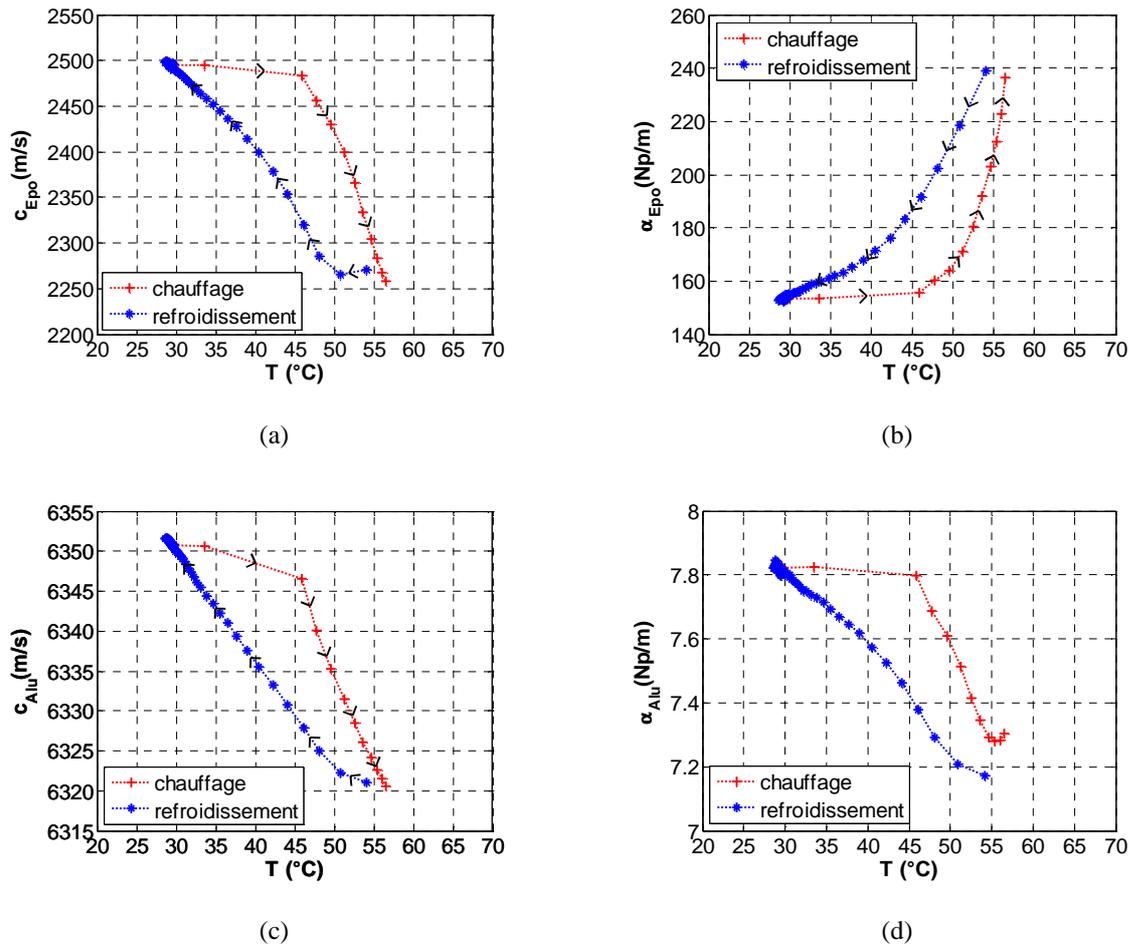


Figure II.20 : Hystérésis des propriétés ultrasonores : (a), (c) vitesse longitudinale et (b), (d) atténuation, mesurées dans (a), (d) l'époxy et (c), (d) l'aluminium.

Comme l'illustrent ces courbes d'hystérésis thermiques des propriétés ultrasonores de l'époxy et de l'aluminium, l'inertie thermique conduit à une inhomogénéité de température. Le gradient de température résultant entraîne une variation des propriétés ultrasonores effectives dans l'épaisseur du matériau. Le résultat de linéarisation des propriétés ultrasonores en fonction de la température (équation (II.57)) n'est donc strictement valable que dans le domaine de température associé. En particulier, des précautions s'imposent pour toute extrapolation concernant un matériau tel que l'époxy dont les transitions thermiques peuvent être observées en basse température et dépendre directement de l'histoire thermique de l'échantillon (effet mémoire). Concernant l'aluminium, les pratiques de recuit s'opérant à plusieurs centaines de degrés Celsius permettent d'envisager une extrapolation du domaine d'identification des propriétés ultrasonores en fonction de la température à une plage de température beaucoup plus étendue.

IV.4 Dépendance en fréquence et en température

Autre paramètre d'influence, la fréquence d'identification joue elle aussi un rôle important. Via les dispositifs et méthodes spectrales présentées précédemment, l'influence de la fréquence et de la température ont été étudiées sur une résine époxy [52].

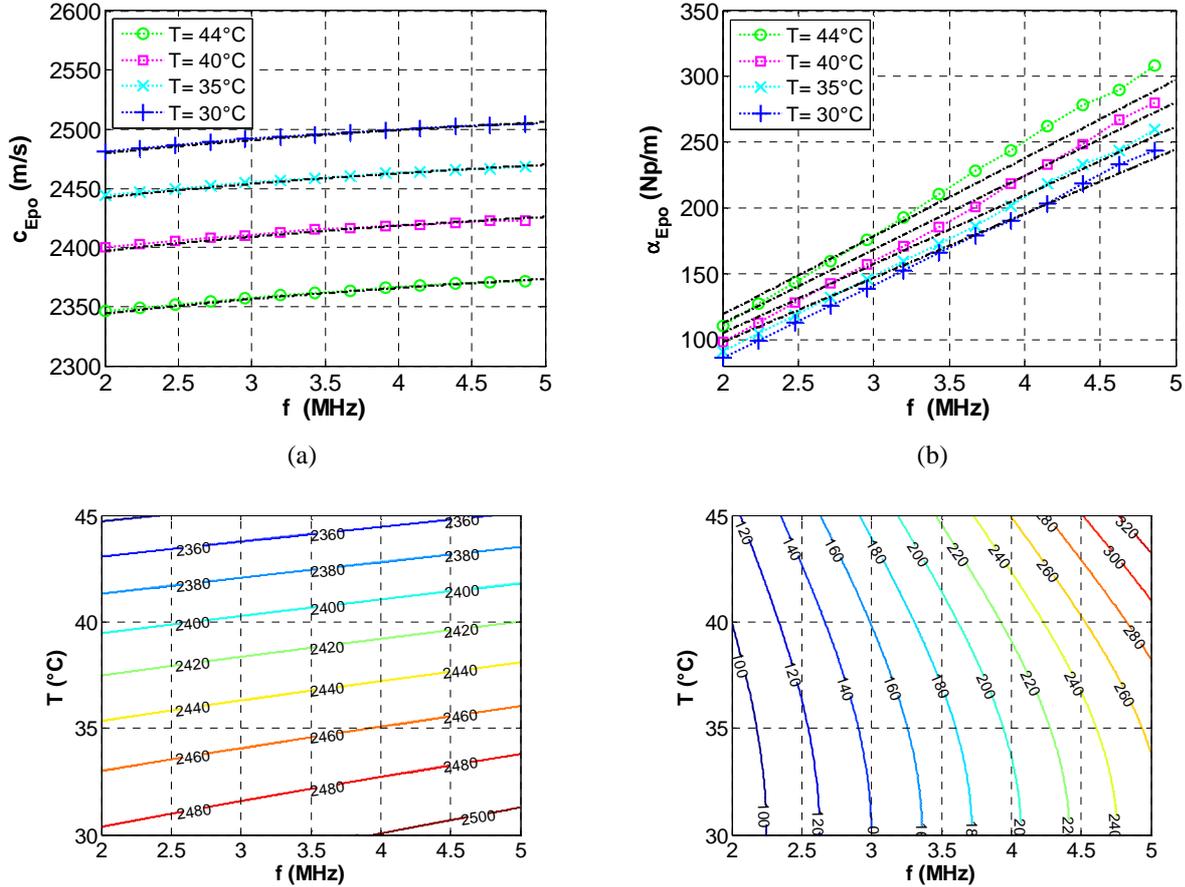


Figure II.21 : Dispersion des propriétés ultrasonores : (a) vitesse expérimentale $c_{Epo}(f)$ (courbes pointillées avec des marqueurs) comparée avec le modèle de Szabo (courbes pointillées en noir) et (b) atténuation expérimentale $\alpha_{Epo}(f)$ (courbes pointillées avec des marqueurs) comparée avec le modèle linéaire $\alpha_{lin}(f, T)$ (courbes pointillées en noir).

Ajustement (équation (II.58)) de (a) la vitesse $c_{Epo,FT}(f, T)$ et (b) l'atténuation $\alpha_{Epo,FT}(f, T)$.

Les résultats de mesure de vitesse c_{Epo} (Figure II.21 (a)) et d'atténuation α_{Epo} (Figure II.21 (b)) ont été ajustés par moindres carrés selon leur dépendance en fréquence et en température (f, T) :

$$\begin{cases} c_{Epo,FT}(f, T) = c_0 \left(1 + a_{f,c}(f - f_c)\right) \left(1 + b_{T,c}(T - T_{ref}) + a_{T,c}(T - T_{ref})^2\right) \\ \alpha_{Epo,FT}(f, T) = \alpha_0 \left(\frac{f}{f_c}\right)^p \left(1 + a_{T,\alpha}(T - T_{ref})^2\right) \end{cases} \quad (\text{II.58})$$

Les ajustements de la vitesse $c_{Epo,FT}(f, T)$ (Figure II.21 (c)) et de l'atténuation $\alpha_{Epo,FT}(f, T)$ (Figure II.21 (d)) illustrent ce résultat sur une gamme restreinte, i.e. $f \in [2; 5]$ MHz et $T \in [28; 46]^\circ\text{C}$, avec

les constantes $\alpha_0 = 148 \text{ Np/m}$ pour l'atténuation et $c_0 = 2492 \text{ m/s}$ pour la vitesse ultrasonore à la température de référence $T_{ref} = 30^\circ\text{C}$. Les valeurs moyennes ont été identifiées par moindres carrés pour la fréquence centrale à $f_c \approx 2,975 \text{ MHz}$ et le paramètre de puissance à $p \approx 1,168$. Pour les autres paramètres, on obtient $a_{T,\alpha} \approx 1,45 \cdot 10^{-3}$, $a_{f,c} \approx 3,58 \cdot 10^{-9}$, $a_{T,c} \approx -7,4 \cdot 10^{-5}$, $b_{T,c} \approx -2,8 \cdot 10^{-3}$.

IV.5 Identification des transformations thermiques

La Figure II.22 (a) illustre les résultats de mesure ultrasonore de la vitesse $c_{Epo}(T)$ et de l'atténuation $\alpha_{Epo}(T)$ sur une plage de température étendue, de 25 à 66°C. Elle illustre la transition des propriétés ultrasonores entre 50 et 60°C. Ces résultats sont corroborés par la Figure II.22 (b) qui montre une caractérisation par calorimétrie différentielle à balayage DSC (Differential Scanning Calorimetry). On y observe la variation du flux de chaleur, caractéristique de transitions thermiques, en fonction de la température lors d'un chauffage entre 25°C et 70°C. Une transition vitreuse est identifiée à une température $T_g = 48^\circ\text{C}$ et une relaxation d'enthalpie est relevée à une température $T_e = 57^\circ\text{C}$. Ce second phénomène (pic endothermique) traduit la libération de contraintes par l'échantillon lors de sa mise en forme et se traduit par une absorption d'énergie.

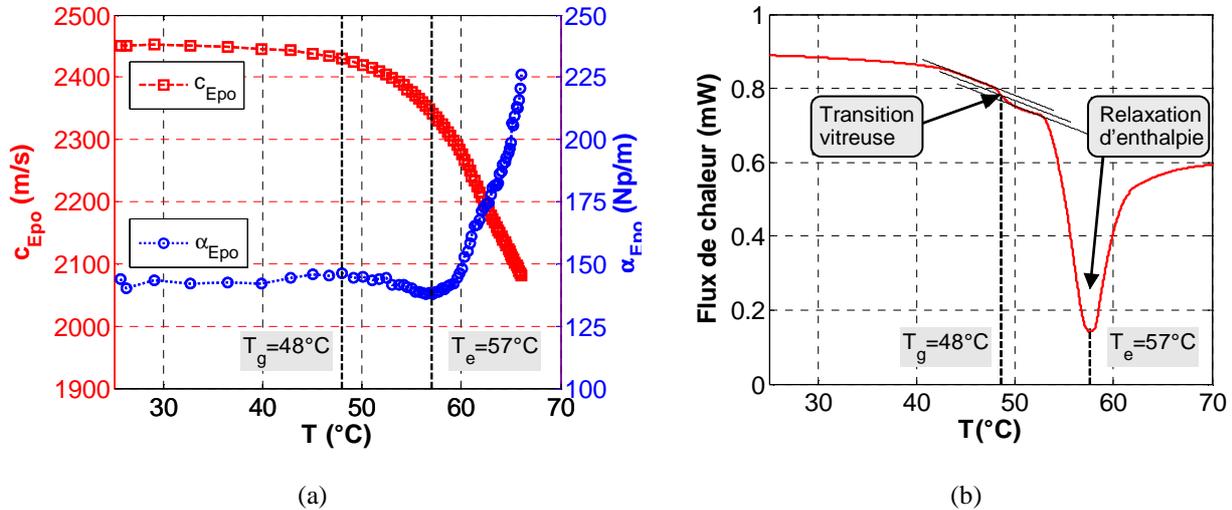


Figure II.22 : Identification des transformations thermiques d'un époxy durci (a) via les mesures ultrasonores de la vitesse $c_{Epo}(f_m = 2 \text{ MHz})$ et de l'atténuation $\alpha_{Epo}(f_m = 2 \text{ MHz})$; (b) via la méthode DSC.

Cette confrontation des résultats ultrasonores (Figure II.22 (a)) et DSC (Figure II.22 (b)) montrent la pertinence des mesures ultrasonores pour identifier les transformations thermique dans l'époxy. Les courbes obtenues peuvent être décomposées en trois parties : la première de 25 à 40°C correspond à un état solide élastique faiblement visqueux ; la deuxième traduit les transformations thermiques identifiées à $T_g = 48^\circ\text{C}$ et $T_e = 57^\circ\text{C}$; la troisième partie comprise entre 60°C et 66°C

traduit l'état caoutchouteux de l'époxy, donc une atténuation ultrasonore importante et une forte diminution de la vitesse avec la température.

IV.6 Modélisation approchée des transformations thermiques

Sur une plus large plage de température, on peut identifier des transformation de phase, auquel cas les expressions linéarisées en fonction de la température ne sont plus valables. Cependant, les expressions de la vitesse et de l'atténuation en fonction de la fréquence et de la température peuvent être ajustées par morceaux via une fonction de transition. Pour plus de lisibilité, on contracte les notations en écrivant les dépendances en fréquence f et température T via les expressions c_{fT} et α_{fT} . Ainsi, dans le cas de deux zones de comportement linéarisées, une adaptation entre des propriétés ultrasonores $\{c_{fT,\{1,2\}}, \alpha_{fT,\{1,2\}}\}$ peut être fait via une transition par des fonctions de répartition $G_{fT,\{c,\alpha\}}$ et des fonctions de transition $H_{fT,\{c,\alpha\}}$ en fréquence f et température T :

$$\{c, \alpha\}_{fT} = (1 - G_{fT,\{c,\alpha\}}) \cdot \{c, \alpha\}_{fT,1} + G_{fT,\{c,\alpha\}} \cdot \{c, \alpha\}_{fT,2} + H_{fT,\{c,\alpha\}} \cdot \{c, \alpha\}_{fT,ajust} \quad (II.59)$$

Ces fonctions de répartition $G_{fT,\{c,\alpha\}}$ et de transition $H_{fT,\{c,\alpha\}}$ sont continues et dérivables, et varient de 0 à 1. Pour illustration (Figure II.23), des fonctions de gaussiennes en f et T , peuvent convenir :

$$\left\{ \begin{array}{l} G_{fT,\{c,\alpha\}} = \frac{1}{4} \left(\left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{f - f_c}{\sigma_f \sqrt{2}} \right) \right) + \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{T - T_{ref}}{\sigma_T \sqrt{2}} \right) \right) \right) \\ H_{fT,\{c,\alpha\}} = \frac{1}{2} \left(e^{-\left(\frac{f - f_c}{\sigma_f \sqrt{2}} \right)^2} + e^{-\left(\frac{T - T_{ref}}{\sigma_T \sqrt{2}} \right)^2} \right) \end{array} \right. \quad (II.60)$$

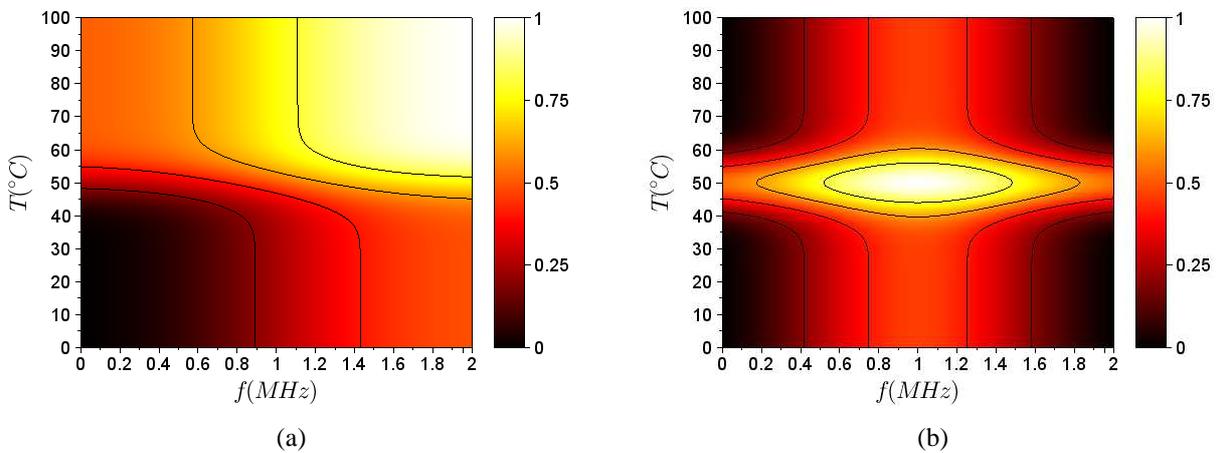


Figure II.23 : Illustration de (a) fonction de répartition $G_{fT,\{c,\alpha\}}$ et (b) fonction de transition $H_{fT,\{c,\alpha\}}$ (équation (II.59)), pour $f_c = 1$ MHz et $T_{ref} = 50^\circ\text{C}$, avec $\sigma_f = f_c/2$ et $\sigma_T = T_c/8$.

En application, la Figure II.24 illustre les dispersions de la vitesse et de l'atténuation en fréquence et en température c_{fT} et α_{fT} , après une identification sur des résultats expérimentaux. On peut relever (Figure II.24 (a)) la sensibilité de la vitesse à la température faible avant la température de transition vitreuse $T_g = 48^\circ\text{C}$ et très importante au-delà, du fait des propriétés caoutchoutiques de la résine. De façon similaire (Figure II.24 (b)), la sensibilité de l'atténuation à la température est très faible avant la température de transition vitreuse. En accord avec le modèle de dispersion (f, T) prenant en compte les transformations thermiques, les zones inférieure à la température de transition vitreuse $T_g = 48^\circ\text{C}$ et supérieure à la température de relaxation d'enthalpie $T_e = 57^\circ\text{C}$ sont clairement observés. Une confrontation des résultats de modélisation avec ceux de l'expérience avant et après la zone de transition thermique permet de valider la cohérence de cette approche, à la fois pour la vitesse (Figure II.24 (c)) et pour l'atténuation (Figure II.24 (d)).

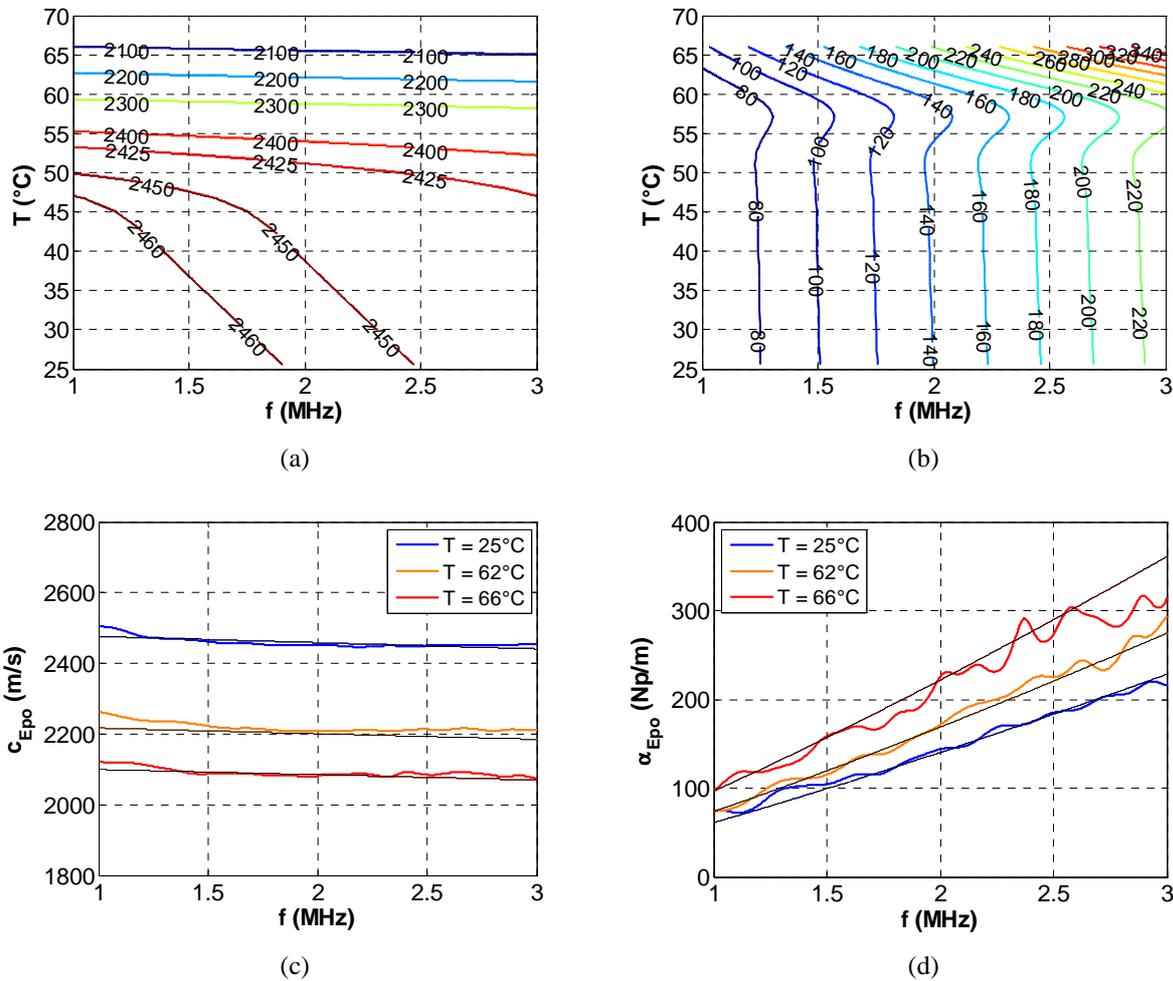


Figure II.24 : Dispersion en fréquence et en température de (a) vitesse c_{fT} (m/s) et (b) atténuation α_{fT} (Np/m) (équation (II.59)). Comparaison entre les résultats expérimentaux (courbes en couleur) et le modèle (f, T) (courbes en noir) pour (c) la vitesse et (d) l'atténuation à la température $T = \{25, 62, 66\}^\circ\text{C}$.

V Conclusion

Dans ce chapitre, la caractérisation ultrasonore viscoélastique des matériaux a été abordée sous le prisme expérimental. Il peut se résumer en trois axes : le premier portant sur le formalisme utilisé pour la caractérisation viscoélastique ; le deuxième se concentrant sur l'application à un suivi de propriétés ultrasonores ; le troisième ouvrant les perspectives de la caractérisation ultrasonore à des polymères au comportement viscoélastique évolutif.

Dans un premier temps, sur la base de l'équation de propagation formulée pour prendre en compte les effets d'absorption et d'atténuation, la dispersion en fréquence a été développée conformément aux relations de dispersion de Kramers-Krönig. Cette approche théorique a permis d'établir une formalisation simplifiée de l'absorption en loi puissance et de la dispersion en fréquence quasi-linéaire de la vitesse. Ces outils ont alors été mis en œuvre pour extraire les propriétés ultrasonores d'intérêt et leur dépendance en fréquence et en température. La pertinence de la loi puissance de l'atténuation et de la linéarisation de la dispersion de la vitesse ont été validées par de nombreux résultats expérimentaux. Un lien a été établi entre la loi puissance de l'atténuation et la variation de la viscosité en fonction de la fréquence pour une famille de fluides présentant un comportement rhéofluidifiant.

Dans un deuxième temps, la méthode de caractérisation décrite par réflectométrie ultrasonore a été mise en œuvre sur un suivi de propriétés ultrasonores. Les effets d'une polymérisation isotherme sur les propriétés ultrasonores ont été identifiées pour une résine époxy, via le suivi de la vitesse et de l'atténuation de l'onde longitudinale. Un lien a été établi entre la cinétique de réaction au sens de Kamal et Sourour et l'évolution des paramètres que sont la constante élastique c_{33} et les pertes mécaniques δ_m associées. Afin d'identifier la transformation de phase, la traditionnelle méthode expérimentale dite des tangentes a été confrontée à celle analytique développée, basée sur l'identification à une loi dite de Weibull. En résumé, cette approche analytique basée sur la mesure de paramètres ultrasonores $\{c_{Epo}, \alpha_{Epo}\}$ a permis de déduire les paramètres élastiques $\{c_{33}, \delta_m\}$. Suite à l'identification des propriétés phénoménologiques $\{t_{gel}, t_{vit}, t_{sat}\}$ correspondant à l'évolution du polymère en cours de polymérisation, ces paramètres ont été reliés aux paramètres de Weibull $\{\lambda, k\}$, puis aux paramètres de la cinétique de réaction selon Kamal et Sourour $\{k_2(T), m, n\}$. Ces résultats d'identification ont été validés expérimentalement puis illustrés par simulation de la réponse électroacoustique avec la méthode de décomposition en série de Debye (DSM). Pour cela, les propriétés ultrasonores évolutives $\{c_{Epo}, \alpha_{Epo}\}$ en cours de polymérisation ont été modélisées sur la base du modèle de Weibull.

Dans un troisième temps, les problèmes expérimentaux de précision ont conduit à quantifier la sensibilité thermique des propriétés ultrasonores mesurées. Dans le prolongement de cette démarche et de manière complémentaire, des modèles de sensibilité en fréquence et température ont été développés sur une plage de température incluant des transformations thermiques significatives. Pour cela, à défaut de modèle global, et conformément à d'autres approches empiriques, la continuité de l'évolution des propriétés relevées expérimentalement a été établie via des fonctions de transition et de répartition. Le choix de ces fonctions, basé notamment sur le nombre réduit de leurs paramètres conditionne la pertinence de l'identification obtenue finalement.

VI Références

- [1] J. Bamber and C. Hill, "Acoustic properties of normal and cancerous human live. I. Dependence on pathological condition," *Ultrasound Med. Biol.*, vol. 7, pp. 121–133, 1981.
- [2] J. Papadakis, *Ultrasonic instruments and devices*, A. Press, Ed., 1976.
- [3] S. Rokhlin, D. Lewis, K. Graff, and A. Laszlo, "Real-time study of frequency dependence of attenuation and velocity of ultrasonic waves during the curing reaction of epoxy resin," *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 79, pp. 1786–1793, 1986.
- [4] N. Kline, "Measurement of attenuation and dispersion using an ultrasonic spectroscopy technique," *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 76, no. 2, pp. 498–504, 1984.
- [5] W. Sachse and Y.-H. Pao, "On the determination of phase and group velocities of dispersive waves in solids," *Journal of Applied Physics*, vol. 49, no. 8, pp. 4320–4327, 1978. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1063/1.325484>
- [6] T. Szabo, "Causal theories and data for acoustic attenuation obeying a frequency power law," *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 97, no. 1, pp. 14–24, 1995.
- [7] K. R. Waters, M. S. Hughes, J. Mobley, and J. G. Miller, "Differential forms of the Kramers-Kronig dispersion relations," *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 50, no. 1, pp. 68–76, Jan 2003.
- [8] J. Mobley, "Simplified expressions of the subtracted Kramers-Kronig relations using the expanded forms applied to ultrasonic power-law systems," *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 127, no. 1, pp. 166–173, 2010. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1121/1.3268512>
- [9] —, "Broadband measurements of phase velocity in Alunex suspensions," *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 103, no. 4, pp. 2145–2153, 1998.

- [10] P. He, “Experimental verification of models for determining dispersion from attenuation,” *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 46, no. 3, pp. 706–714, 1999.
- [11] D. Zellouf, Y. Jayet, N. Saint-Pierre, J. Tatibouet, and J. Baboux, “Ultrasonic spectroscopy in polymeric materials. Application of the Kramers-Kronig relations,” *Journal of Applied Physics*, vol. 80, p. 2728, 1986. [Online]. Available: <http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.363190>
- [12] C. C. Lee, M. Lahham, and B. G. Martin, “Experimental verification of the Kramers-Kronig relationship for acoustic waves,” *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 37, no. 4, pp. 286–294, July 1990.
- [13] H. Wintle, “Kramers-Kronig analysis of polymer acoustic data,” *Journal of Applied Physics*, vol. 85, no. 1, pp. 44–48, 1999. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1063/1.369406>
- [14] P. He, “Direct measurement of ultrasonic dispersion using a broadband transmission technique,” *Ultrasonics*, vol. 37, no. 1, pp. 67–70, 1999. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0041624X98000407>
- [15] P. He and J. Zheng, “Acoustic dispersion and attenuation measurement using both transmitted and reflected pulses,” *Ultrasonics*, vol. 39, no. 1, pp. 27–32, 2001. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0041624X00000378>
- [16] H. Wang and W. Cao, “Improved ultrasonic spectroscopy methods for characterization of dispersive materials,” *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 48, no. 4, pp. 1060–1065, July 2001. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1109/58.935723>
- [17] T. Szabo, “A model for longitudinal and shear wave propagation in viscoelastic media,” *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 107, no. 5, pp. 2437–2446, 2000.
- [18] H. Jeong and D. Hsu, “Experimental analysis of porosity-induced ultrasonic attenuation and velocity change in carbon composites,” *Ultrasonics*, vol. 3, pp. 195–203, 1995.
- [19] H. Jeong, “Effects of voids on the mechanical strength and ultrasonic attenuation of laminated composites,” *Journal of Composite Materials*, vol. 31, no. 3, pp. 276–292, 1997. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1177/002199839703100303>
- [20] D. Nicoletti, N. Bilgutay, and B. Onaral, “Power-law relationships between the dependence of ultrasonic attenuation on wavelength and the grain size distribution,” *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 91, no. 6, pp. 3278–3284, 1992. [Online]. Available: <http://scitation.aip.org/content/asa/journal/jasa/91/6/10.1121/1.402862>
- [21] D. Nicoletti and D. Kasper, “Ultrasonic attenuation based on the Roney generalized theory and multiple power-law grain-size distributions,” *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 41, no. 1, pp. 144–149, Jan 1994.

- [22] N. Samet, P. Maréchal, and H. Duflo, “Ultrasonic characterization of a fluid layer using a broadband transducer,” *Ultrasonics*, vol. 52, no. 3, pp. 427–434, 2012. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0041624X11002198>
- [23] R. S. C. Cobbold, N. V. Sushilov, and A. C. Weathermon, “Transient propagation in media with classical or power-law loss,” *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 116, no. 6, pp. 3294–3303, 2004. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1121/1.1823271>
- [24] J. Kushibiki and M. Akawa, “Diffraction effects on bulk-waves ultrasonic velocity and attenuation measurement,” *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 108, no. 2, pp. 564–573, 2000.
- [25] A. Temsamani, S. Vandenplas, M. Lumori, and L. Van Biesen, “Experimental validation for the diffraction effect in the ultrasonic field of piston transducers and its influence on absorption and dispersion measurements,” *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 48, no. 2, pp. 547–559, March 2001.
- [26] J. J. Markham, R. T. Beyer, and R. B. Lindsay, “Absorption of sound in fluids,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 23, pp. 353–411, Oct 1951. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.23.353>
- [27] W. Chen and S. Holm, “Fractional Laplacian time-space models for linear and nonlinear lossy media exhibiting arbitrary frequency power-law dependency,” *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 115, no. 4, pp. 1424–1430, 2004. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1121/1.1646399>
- [28] S. Holm and S. P. Nasholm, “A causal and fractional all-frequency wave equation for lossy media,” *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 130, no. 4, pp. 2195–2202, 2011. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1121/1.3631626>
- [29] —, “Comparison of fractional wave equations for power law attenuation in ultrasound and elastography,” *Ultrasound in Medicine & Biology*, vol. 40, no. 4, pp. 695–703, 2014. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0301562913010685>
- [30] S. Holm and R. Sinkus, “A unifying fractional wave equation for compressional and shear waves,” *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 127, no. 1, pp. 542–548, 2010. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1121/1.3268508>
- [31] B. Treeby and B. Cox, “Modeling power law absorption and dispersion for acoustic propagation using the fractional Laplacian,” *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 127, no. 5, pp. 2741–2748, 2010. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1121/1.3377056>
- [32] —, “Erratum: Modeling power law absorption and dispersion for acoustic propagation using the fractional Laplacian [J. Acoust. Soc. Am. 127, 2741-2748 (2010)],” *Journal of the*

Acoustical Society of America, vol. 130, no. 1, pp. 610–610, 2011. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1121/1.3592243>

[33] ———, “Modeling power law absorption and dispersion in viscoelastic solids using a split-field and the fractional Laplacian,” *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 136, no. 4, pp. 1499–1510, 2014. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1121/1.4894790>

[34] K. R. Waters, M. S. Hughes, J. Mobley, B. G.H., and J. G. Miller, “On the applicability of Kramers-Kronig relations for ultrasonic attenuation obeying a frequency power law,” *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 108, no. 2, pp. 556–563, Aug 2000.

[35] K. R. Waters and B. K. Hoffmeister, “Kramers-Kronig analysis of attenuation and dispersion in trabecular bone.” *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 118, no. 6, pp. 3912–3920, Dec 2005.

[36] K. R. Waters, J. Mobley, and J. G. Miller, “Causality-imposed (Kramers-Kronig) relationships between attenuation and dispersion.” *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 52, no. 5, pp. 822–833, May 2005.

[37] G. Wang, J. Wen, Y. Liu, and X. Wen, “Lumped-mass method for the study of band structure in two-dimensional phononic crystals,” *Phys. Rev. B*, vol. 69, p. 184302, May 2004. [Online]. Available: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.69.184302>

[38] N. Samet, “Évaluation ultrasonore des propriétés d’une résine et détection de porosité à l’aide d’un transducteur multiéléments. Application aux matériaux composites en cours de fabrication,” Thèse, Université du Havre, Jul. 2010. [Online]. Available: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00786143>

[39] P. Rogers and A. Van Buren, “An exact expression for the Lommel-diffraction correction integral,” *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 55, no. 4, pp. 724–728, 1974.

[40] C. Daly and N. Rao, “The Arccos and Lommel formulations - Approximate closed-form diffraction corrections,” *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 105, no. 6, pp. 3067–3077, 1999.

[41] G. Lévêque, E. Rosenkrantz, and D. Laux, “Correction of diffraction effects in sound velocity and absorption measurements,” *Meas. Sci. Technol.*, vol. 18, pp. 3458–3462, 2007.

[42] W. Mason, *Electromechanical transducers and wave filters*, D. V. N. Company, Ed., 1948.

[43] V. V. Shah and K. Balasubramaniam, “Measuring Newtonian viscosity from the phase of reflected ultrasonic shear wave,” *Ultrasonics*, vol. 38, no. 9, pp. 921–927, 2000. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0041624X00000330>

[44] M. S. Greenwood and J. A. Bamberger, “Measurement of viscosity and shear wave velocity of a liquid or slurry for on-line process control,” *Ultrasonics*, vol. 39, no. 9, pp. 623–630, 2002. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0041624X02003724>

- [45] V. Prasad, K. Balasubramaniam, E. Kannan, and K. Geisinger, “Viscosity measurements of melts at high temperatures using ultrasonic guided waves,” *Journal of Materials Processing Technology*, vol. 207, no. 1, pp. 315–320, 2008. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0924013608005402>
- [46] M. Cross, “Rheology of non-Newtonian fluids: A new flow equation for pseudoplastic systems,” *Journal of Colloid Science*, vol. 20, no. 5, pp. 417–437, 1965. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/009585226590022X>
- [47] P. J. Carreau, “Rheological equations from molecular network theories,” *Transactions of the Society of Rheology*, vol. 16, no. 1, pp. 99–127, 1972. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1122/1.549276>
- [48] J. Rosenbaum, *Bulk acoustic wave theory and devices*, A. House, Ed., 1988.
- [49] A. S. Dukhin and P. J. Goetz, “Bulk viscosity and compressibility measurement using acoustic spectroscopy,” *Journal of Chemical Physics*, vol. 130, no. 12, p. 124519, 2009. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1063/1.3095471>
- [50] S. V. Mysik, “Analyzing the acoustic spectra of sound velocity and absorption in amphiphilic liquids,” *St. Petersburg Polytechnical University Journal: Physics and Mathematics*, vol. 1, no. 3, pp. 325–331, 2015. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S240572231530058X>
- [51] N. Ghodhbani, P. Maréchal, and H. Duflo, “Curing and post-curing viscoelastic monitoring of an epoxy resin,” *Physics Procedia*, vol. 70, pp. 106–109, 2015, proceedings of the 2015 International Congress on Ultrasonics, Metz, France. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1875389215007944>
- [52] N. Ghodhbani, “Contrôle et suivi des propriétés viscoélastiques d’un composite en cours de fabrication,” Thèse, Université du Havre, May 2016. [Online]. Available: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01427162>
- [53] F. Dimier, “Injection de systèmes réactifs : détermination de lois cinétiques et rhéologiques et modélisation,” Thèse, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, Dec. 2003. [Online]. Available: <http://pastel.archives-ouvertes.fr/pastel-00001188>
- [54] J. Mc Hugh, “Ultrasound technique for the Dynamic Mechanical Analysis (DMA) of polymers,” Thèse, Bundesanstalt für Materialforschung und -prüfung (BAM), 2008. [Online]. Available: http://www.bam.de/en/service/publikationen/publikationen_medien/dissertationen/diss_31e_vt.pdf
- [55] C. Paris, “Étude et modélisation de la polymérisation dynamique de composites à matrice thermodurcissable,” Thèse, Université de Toulouse, Nov. 2011. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0924013611000000>

ethesis.inp-toulouse.fr/archive/00001787/01/paris_partie_1_sur_2.pdf http://ethesis.inp-toulouse.fr/archive/00001787/02/paris_partie_2_sur_2.pdf

[56] R. Challis, R. Freemantle, R. Cocker, D. Chadwick, D. Dare, C. Martin, A. Mahendrasingam, and W. Fuller, “Ultrasonic measurements related to evolution of structure in curing epoxy resins,” *Plastics, Rubber and Composites*, vol. 29, no. 3, pp. 109–118, 2000. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1179/146580100101540860>

[57] F. Lionetto and A. Maffezzoli, “Relaxations during the postcure of unsaturated polyester networks by ultrasonic wave propagation, dynamic mechanical analysis, and dielectric analysis,” *Journal of Polymer Science Part B: Polymer Physics*, vol. 43, no. 5, pp. 596–602, 2005. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1002/polb.20359>

[58] F. Lionetto, R. Rizzo, V. Luprano, and M. A., “Phase transformations during the cure of unsaturated polyester resins,” *Materials Science and Engineering A*, vol. 370, pp. 284–287, 2004.

[59] F. Lionetto and A. Maffezzoli, “Monitoring the cure state of thermosetting resins by ultrasound,” *Materials*, vol. 6, no. 9, pp. 3783–3804, 2013. [Online]. Available: <http://www.mdpi.com/1996-1944/6/9/3783>

[60] N. Samet, E. Ndiaye, P. Maréchal, and H. Duflo, “Polymerization monitoring using ultrasound,” in *13th International Symposium on Nondestructive Characterization of Materials (NDCM-XIII)*, www.ndt.net, Ed. www.ndt.net, 2013. [Online]. Available: http://www.ndt.net/article/ndcm2013/content/papers/20_Ndiaye_Rev1.pdf

[61] J. Wan, B.-G. Li, H. Fan, Z.-Y. Bu, and C.-J. Xu, “Nonisothermal reaction, thermal stability and dynamic mechanical properties of epoxy system with novel nonlinear multifunctional polyamine hardener,” *Thermochimica Acta*, vol. 511, no. 1, pp. 51–58, 2010. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0040603110002790>

[62] J. Wan, Z.-Y. Bu, C.-J. Xu, H. Fan, and B.-G. Li, “Model-fitting and model-free nonisothermal curing kinetics of epoxy resin with a low-volatile five-armed starlike aliphatic polyamine,” *Thermochimica Acta*, vol. 525, no. 1, pp. 31–39, 2011. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S004060311100390X>

[63] J. Wan, Z.-Y. Bu, C.-J. Xu, B.-G. Li, and H. Fan, “Preparation, curing kinetics, and properties of a novel low-volatile starlike aliphatic-polyamine curing agent for epoxy resins,” *Chemical Engineering Journal*, vol. 171, no. 1, pp. 357–367, 2011. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1385894711004529>

[64] —, “Learning about novel amine-adduct curing agents for epoxy resins: Butylglycidylether-modified poly(propyleneimine) dendrimers,” *Thermochimica Acta*, vol. 519, no. 1, pp. 72–82, 2011. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0040603111001493>

- [65] J. Wan, C. Li, Z.-Y. Bu, C.-J. Xu, B.-G. Li, and H. Fan, “A comparative study of epoxy resin cured with a linear diamine and a branched polyamine,” *Chemical Engineering Journal*, vol. 188, pp. 160–172, 2012. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1385894712001763>
- [66] R. Hardis, J. L. Jessop, F. E. Peters, and M. R. Kessler, “Cure kinetics characterization and monitoring of an epoxy resin using DSC, Raman spectroscopy, and DEA,” *Composites Part A: Applied Science and Manufacturing*, vol. 49, pp. 100–108, 2013. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1359835X13000596>
- [67] M. R. Kamal, “Thermoset characterization for moldability analysis,” *Polymer Engineering & Science*, vol. 14, no. 3, pp. 231–239, 1974. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1002/pen.760140312>
- [68] S. Sourour and M. Kamal, “Differential Scanning Calorimetry of epoxy cure: isothermal cure kinetics,” *Thermochimica Acta*, vol. 14, no. 1-2, pp. 41–59, 1976. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0040603176800561>
- [69] A. Khaled, P. Maréchal, O. Lenoir, M. E.-C. El-Kettani, and D. Chenouni, “Study of the resonances of periodic plane media immersed in water: Theory and experiment,” *Ultrasonics*, vol. 53, no. 3, pp. 642–647, 2013. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0041624X12002429>
- [70] E. B. Ndiaye, P. Maréchal, and H. Duflo, “Adhesion characterization and defect sizing of sandwich honeycomb composites,” *Ultrasonics*, vol. 62, pp. 103–111, 2015. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0041624X15001262>

Chapitre III : Détection par transducteur multiéléments

I Introduction

Les méthodes de contrôle ultrasonore se sont largement développées dans l'industrie ces dernières années. En particulier, les transducteurs multiéléments permettent d'effectuer des diagnostics en temps réel, que ce soit un contrôle non destructif (CND) ou une évaluation non destructive (END). Ils sont largement utilisés dans l'industrie pour la qualification ou le contrôle de maintenance de matériaux. En effet, les progrès des systèmes électroniques d'émission-réception multi-voies haute fréquence a permis de développer des excitations et des traitements de signaux de plus en plus complexes afin de générer le faisceau ultrasonore désiré (pré-traitement), puis d'en extraire l'information voulue (post-traitement). Cette technologie offre la possibilité de former un faisceau ultrasonore dont les propriétés sont ajustables à souhait. Ainsi, l'angle d'incidence (déflexion), la distance focale et la zone focale (focalisation), permettent d'améliorer la sensibilité et l'efficacité du contrôle [1]. De plus, un balayage électronique permet de déplacer le faisceau ultrasonore le long des éléments du transducteur. Cela permet une inspection dans un échantillon ou une soudure sans avoir à déplacer le capteur [2]. La versatilité du fonctionnement des multiéléments permet de faciliter certaines inspections considérées auparavant comme délicates avec des transducteurs mono-éléments. En particulier, les applications des transducteurs multiéléments en imagerie ont permis d'importants progrès de diagnostic à la fois dans le domaine médical [3, 4] et dans le domaine industriel du CND [5, 6]. Dans ce chapitre, nous nous intéressons à la mise en œuvre d'un transducteur multiéléments afin de détecter des bulles d'air au cours de la fabrication d'un matériau composite fibreux. Dans la première partie, une analyse détaillée d'un transducteur multiéléments et du faisceau ultrasonore généré dans l'espace et dans le temps est présentée et développée pour la configuration étudiée. Dans la deuxième partie, un dispositif expérimental spécifique est développé pour mettre en évidence la détectabilité ultrasonore de bulles d'air en mouvement dans un fluide visqueux, puis en déplacement entre des plis de fibres de carbone en immersion. Dans la troisième partie, un transducteur multiéléments est mis en œuvre sur des matériaux composites à base de fibres de carbone, sur des plaques époxy-carbone, puis enfin des composites époxy-carbone accolés à des structures nid d'abeille. Successivement, des détections, caractérisations et analyses montrent l'intérêt et la précision des mesures ultrasonores par multiéléments. Via l'écho de fond de la plaque époxy-carbone associée à la colle en face arrière, la qualité du collage du nid d'abeille est nettement rendue visible, ainsi qu'un éventuel délaminage dans l'épaisseur de la plaque.

II Transducteur multiéléments

II.1 Configuration

Pour le pilotage et l'acquisition via un transducteur multiéléments, le système d'émission-réception et d'acquisition de données TomoScan Focus LT a été choisi, et est piloté par le logiciel TomoView associé [7]. Sur cette base, une recherche de compromis entre résolution et profondeur de champ a conduit à choisir un transducteur multiéléments à haute résolution 10L128-I2 constitué de $N_T = 128$ éléments et d'une fréquence centrale $f_0 = 10$ MHz. Chacun des éléments actifs est de largeur $a = 0,25$ mm et de longueur $b = 7$ mm. Afin de découpler les résonances élémentaires, la distance inter-éléments (*pitch*) a été fixée par le fabricant à $d = 0,5$ mm (Figure III.1 (a)). Pour une profondeur de champ optimale, le faisceau généré est focalisé avec $N = 32$ éléments pour chaque loi focale et avec un pas de $N_S = 1$ élément entre chaque loi focale (Figure III.1 (b)). De cette configuration résulte un nombre de lois focales $N_f = 97$ pour chaque balayage électronique ou acquisition :

$$N_f = \frac{N_T - N}{N_S} + 1 \quad (III.1)$$

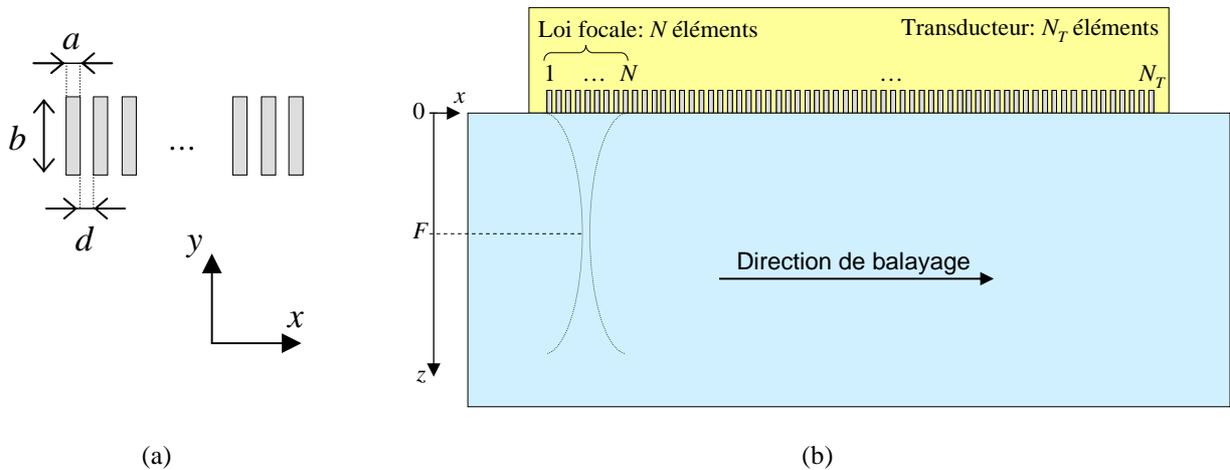


Figure III.1 : (a) Les dimensions des éléments constituant la sonde et (b) l'illustration d'une loi focale à un angle de focalisation nul et une distance focale F .

D'après Huygens, la directivité résulte de la somme des contributions élémentaires. En émission-réception, la pression reçue ponctuellement résulte de ce même principe d'intégrale des contributions élémentaires. Le transducteur est considéré comme un réseau linéaire constitué d'une source élémentaire unique, et chaque élément source est considéré comme un ensemble de nombre infini de sources [1, 8, 9]. Ces sources infinies sont disposées dans le sens de la longueur du transducteur. Azar [10] a comparé cette configuration à un transducteur multiéléments à un

transducteur de largeur équivalente tel que $(a \ll \lambda_{fluid})$ [11], et dans ce cas les résultats se sont avérés similaires. Chaque loi focale permet d'estimer les informations relatives au volume élémentaire de résolution, soit un voxel de dimensions $(\Delta x_3, \Delta y_3, \Delta z_6)$ (Figure III.1 (a)) afin d'estimer la taille des plus petites bulles qui peuvent être observées. La résolution selon l'axe z (axe de propagation des ultrasons) est calculée en se basant sur la durée de l'écho $s(t)$ évaluée à -6 dB (équation (III.2), Figure III.1 (b)) provenant de l'interface fluide-aluminium ayant effectué un aller-retour dans l'huile, notée comme suit :

$$\Delta z_6 = \frac{c_h \cdot t_6}{2} = 96 \mu\text{m} \approx 100 \mu\text{m} \quad (\text{III.2})$$

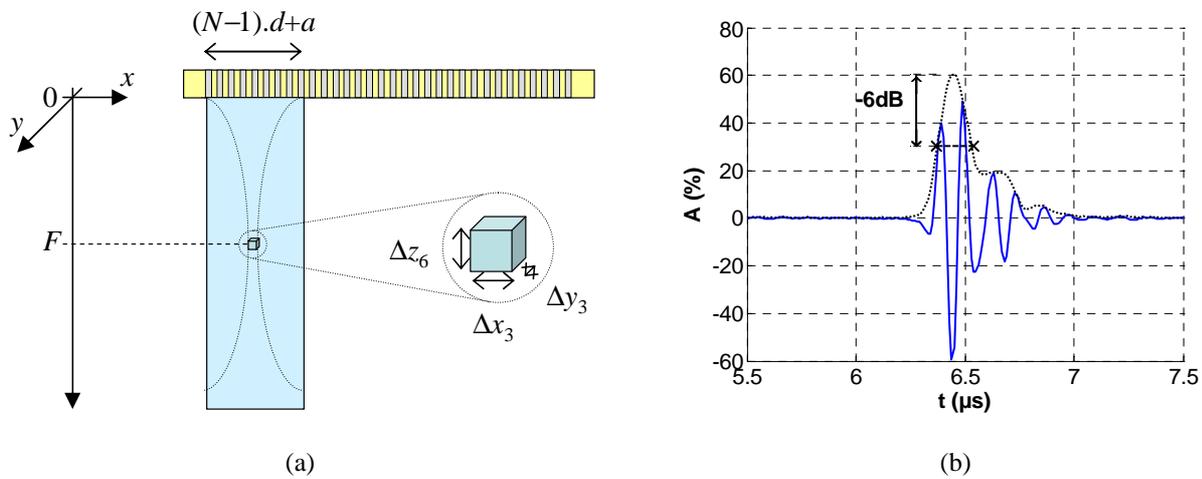


Figure III.2 : (a) Rayonnement et résolutions d'un transducteur multiéléments et (b) durée à -6 dB, noté t_6 utilisée pour la résolution axiale selon l'axe des ultrasons z .

La partie active de la sonde de largeur $X = (N_T - 1) \cdot d + a = 63,75$ mm correspond à la longueur de tous les éléments de la sonde, espacements inter-éléments inclus (Figure III.3). Étant donné que chaque loi focale focalisée délivre un A-scan, la position du point focal par rapport à la longueur de la partie active de la sonde est déterminée comme suit :

$$x_{fj} = \left[\left(\frac{N-1}{2} \right) + (n_{fj} - 1) N_s \right] d \quad (\text{III.3})$$

avec $1 \leq n_{fj} \leq N_{lf} = 97$ le nombre de lois focales.

Selon l'équation (III.3), les coordonnées de chaque position de loi focale varie de $x_1 = 7,75$ mm à $x_{97} = 55,75$ mm définissant ainsi la longueur totale sur laquelle le faisceau focalisé avec un pas inter-élément (*pitch*) $d = 0,5$ mm, soit : $X_{fj} = (N_T - N) \cdot d = 48$ mm.

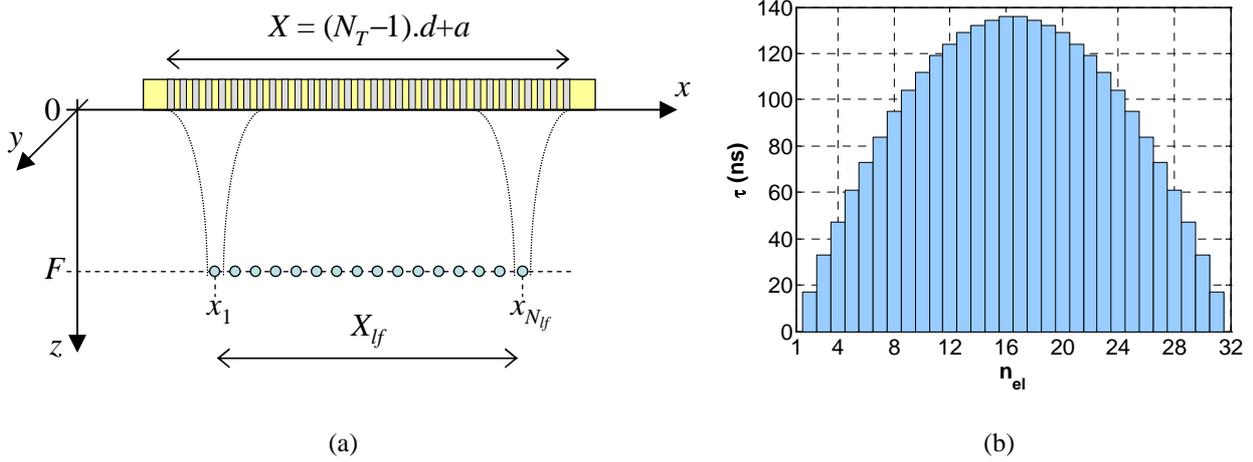


Figure III.3 : (a) Positions des $N_{lf} = 97$ lois focales et (b) Retard définis τ (ns) sur les $N = 32$ éléments source pour une focalisation à $F = 40$ mm dans le verre.

La directivité selon l'axe x (Figure III.4 (a)) est donnée par Azar [10] comme suit :

$$D_x(\theta_x) = \left| \frac{\sin\left(\frac{ka \sin \theta_x}{2}\right)}{\frac{ka \sin \theta_x}{2}} e^{j \frac{ka \sin \theta_x}{2}} \cdot \left(\sum_{n=0}^{N-1} e^{j(n_{el} ka \sin \theta_x - \omega \tau(n_{el}))} \right) \right| \quad (\text{III.4})$$

avec a : la largeur de l'élément, k : le nombre d'onde, ω : la pulsation dans le fluide et $\tau(n_{el})$: la loi de retard. En revanche selon l'axe y la directivité s'écrit simplement sous forme d'un sinus cardinal comme suit :

$$D_y(\theta_y) = \left| \frac{\sin\left(\frac{kb \sin \theta_y}{2}\right)}{\frac{kb \sin \theta_y}{2}} \right| \quad (\text{III.5})$$

avec b la longueur de l'élément (Figure III.1 (a)).

Les résolutions angulaires selon les axes x et y sont estimées à -3 dB sur les directivités $D_x(\theta_x)$ selon l'axe x (selon la longueur de la sonde) et $D_y(\theta_y)$, selon l'axe y (selon la largeur de la sonde), respectivement. Dans la configuration étudiée, $\theta_{x,-3\text{dB}} = 0,27^\circ \approx 4,71$ mrad et $\theta_{y,-3\text{dB}} = 0,32^\circ \approx 5,50$ mrad, respectivement (Figure III.4 (a)). Les résolutions latérales Δx_3 et Δy_3 en sont déduites via la profondeur focale F :

$$\begin{cases} \Delta x_3 = 2F \tan(\theta_{x,-3\text{dB}}) = 93 \mu\text{m} \\ \Delta y_3 = 2F \tan(\theta_{y,-3\text{dB}}) = 109 \mu\text{m} \end{cases} \quad (\text{III.6})$$

où F est la profondeur focale équivalente à la propagation dans les deux milieux (verre-fluide) [12] :

$$F = L_h + L_v \cdot \frac{c_h}{c_{L,v}} \quad (\text{III.7})$$

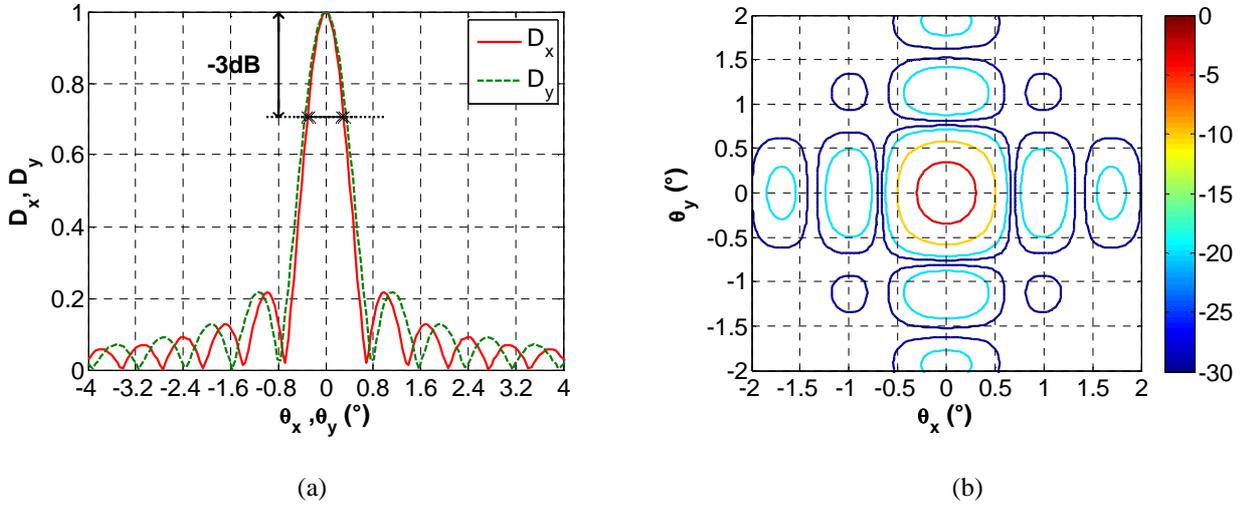


Figure III.4 : Directivités du transducteur multiéléments 10L128-I2 déterminant les lobes secondaires et tertiaires (a) par rapport aux axes x et y (b) avec des iso-valeurs à -3 (rouge), -10 (orange), -20 (bleu ciel) et -30 dB (bleu foncé).

Ce résultat (Figure III.4 (a)) est obtenu pour un transducteur multiéléments focalisant sur le fond de fluide en incidence normale à l'aide de $N = 32$ éléments. Le niveau en dB (Figure III.4 (b)) indique des iso-valeurs à $-h$ dB différents, où h est un nombre réel : $0 \leq h \leq 30$ dB. Cette figure met en évidence les lobes secondaires et tertiaires autour de -12 et -18 dB, respectivement.

En conséquence, la résolution dans les trois dimensions est de $100 \mu\text{m} \pm 10\%$, et peut ainsi être considérée comme un cube de coté $100 \mu\text{m}$. Ce résultat permet d'estimer la plus petite taille de bulle qui peut être détectée à l'aide de la loi focale générée.

III Modélisation du champ rayonné

III.1 Intégrale de Kirchhoff

La résolution de l'équation de propagation dans un milieu fluide (selon la théorie de l'acoustique linéaire) est basée sur l'équation de Helmholtz inhomogène qui régit de la propagation de l'onde de pression p générée par une force \mathcal{F} :

$$\Delta p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -\mathcal{F} \quad \Leftrightarrow \quad \Delta p + k^2 p = -\mathcal{F} \quad (\text{III.8})$$

où p est la pression, c la célérité, t le temps et \mathcal{F} la fonction source.

La formule de diffraction de Kirchhoff [12] peut être utilisée pour modéliser la propagation d'une onde. Cette équation est obtenue en prenant en compte plusieurs approximations sur le théorème de l'intégrale de Kirchhoff [12] utilisant le théorème de Green pour obtenir la solution d'équation d'onde homogène sur un point arbitraire d'une surface S délimitée par un contour fermé (Figure III.5). La solution donnée par le théorème de l'intégrale de Kirchhoff pour une source monochromatique est :

$$p = \iint_S \left(p_s \frac{\partial g}{\partial n} - g \frac{\partial p_s}{\partial n} \right) dS \quad (\text{III.9})$$

avec p_s la pression source, $g = e^{-jkR}/(4\pi R)$ est la fonction de Green, où $k = \omega/c$ est le nombre d'onde, R est la distance entre le point image M inclus dans la surface fermée $S_f = S_s \cup \pi \cup S_r$, et un point source de la surface $S = S_s \cup \pi$, et p_s la pression de l'onde à la surface S .

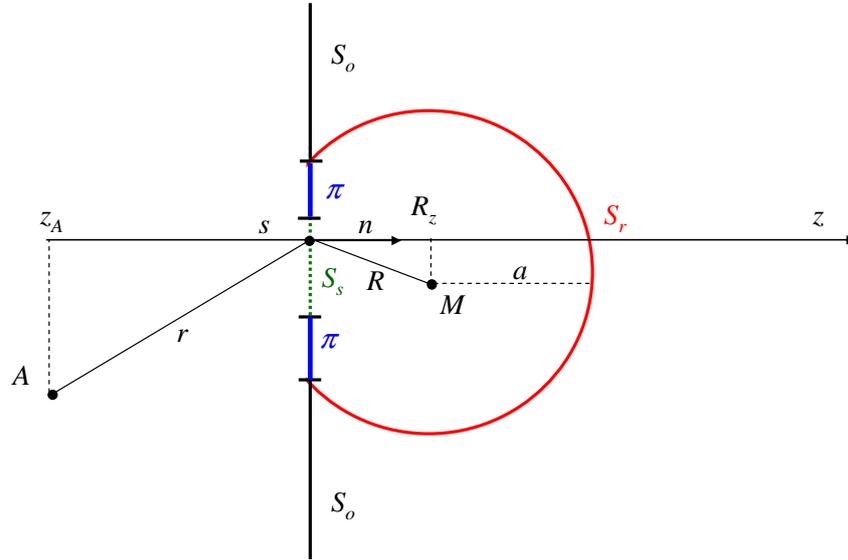


Figure III.5 : Diffraction de Kirchhoff.

Afin de résoudre cette équation, on suppose que p_s et $\partial p_s/\partial n$ dans la zone S_s sont de la forme :

$$p_{s(S_s)} = \frac{p_0 e^{-jkr}}{r} \quad \text{et} \quad \frac{\partial p_{s(S_s)}}{\partial n} = \frac{p_0 e^{-jkr}}{r} \left(jk - \frac{1}{r} \right) \cos(\vec{n}, \vec{r}) \quad (\text{III.10})$$

Par ailleurs, on a :

$$g = \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} \quad \text{et} \quad \frac{\partial g}{\partial n} = \frac{e^{-jkR}}{R} \left(jk - \frac{1}{R} \right) \cos(\vec{n}, \vec{R}) \quad (\text{III.11})$$

L'hypothèse de Kirchhoff consiste à considérer que p_s et $\partial p_s/\partial n$ sont nuls sur la surface π . De plus, la contribution par une réflexion en champ lointain de la surface S_o est aussi considérée nulle [12].

L'équation intégrale sur le plan Π devient :

$$p = \iint_{S_s} \left(\frac{p_0 e^{-jkr}}{r} \frac{e^{-jkR}}{R} \left(jk - \frac{1}{R} \right) \cos(\vec{n}, \vec{R}) - \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} \frac{p_0 e^{-jkr}}{r} \left(jk - \frac{1}{r} \right) \cos(\vec{n}, \vec{r}) \right) dS$$

$$p = \iint_{S_s} \frac{p_0 e^{-jk(r+R)}}{4\pi r R} \left(\left(jk - \frac{1}{R} \right) \cos(\vec{n}, \vec{R}) - \left(jk - \frac{1}{r} \right) \cos(\vec{n}, \vec{r}) \right) dS$$

Finalement, les contributions en $1/r$ peuvent être négligées dès lors que $kr \gg 1$. Ainsi, l'intégrale donnée par l'équation (III.9) devient :

$$p = \iint_{S_s} p_0 \frac{e^{-jkr}}{r} \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} \left(\left(jk - \frac{1}{R} \right) \cos(\vec{n}, \vec{R}) - jk \cos(\vec{n}, \vec{r}) \right) dS \quad (\text{III.12})$$

On définit $\cos \theta = \cos(\vec{n}, \vec{R})$, ce qui conduit à :

$$p = \iint_{S_s} \left(p_s \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} \left(jk - \frac{1}{R} \right) \cos \theta - \frac{\partial p_s}{\partial n} \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} \right) dS \quad (\text{III.13})$$

III.1.1 Condition de baffle adapté

Dans le cas général, on considère que les ondes rayonnées par les surfaces élémentaires de la source S sont localement planes. Dans ce cas, la pression acoustique et son gradient normal à la surface rayonnante sont reliés par la relation suivante :

$$\frac{\partial p_s}{\partial n} = -\frac{1}{c} \frac{\partial p_s}{\partial t} \quad (\text{III.14})$$

Compte tenu de la relation d'Euler :

$$\frac{\partial p_s}{\partial n} = -\rho \frac{\partial v_n}{\partial t} \quad (\text{III.15})$$

où v_n est la vitesse normale sur la surface S et ρ la masse volumique du milieu de propagation.

La relation (III.14) devient:

$$\frac{\partial p_s}{\partial n} = -jk p_s \quad (\text{III.16})$$

En substituant cette relation dans la solution (III.13), on obtient :

$$p = \frac{jk}{4\pi} \iint_{S_s} \left((1 + \cos \theta) p_s \frac{e^{-jkR}}{R} + \cos \theta p_s \frac{e^{-jkR}}{jkR^2} \right) dS \quad (\text{III.17})$$

Cette formulation est communément nommée intégrale de Kirchhoff.

III.1.2 Condition de baffle rigide

En tenant compte des conditions aux limites (condition de baffle [13]), l'expression intégrale équation (III.17) se simplifie. Ainsi, pour une condition de baffle rigide, on obtient :

$$G = 2g \quad \text{et} \quad \frac{\partial G}{\partial n} = 0.$$

$$\text{soit : } p = \iint_s -\frac{\partial p_s}{\partial n} \frac{e^{-jkR}}{2\pi R} dS = \iint_s jk p_s \frac{e^{-jkR}}{2\pi R} dS \quad (\text{III.18})$$

Cette formulation est communément nommée intégrale de Rayleigh.

III.1.3 Condition de baffle mou

Pour une condition de baffle mou, on a :

$$G = 0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial G}{\partial n} = 2 \frac{\partial g(R)}{\partial n}.$$

$$\text{soit } p = \iint_s p_s \frac{e^{-jkR}}{2\pi R} \left(jk - \frac{1}{R} \right) \cos \theta dS \quad (\text{III.19})$$

Cette formulation est communément nommée intégrale de Sommerfeld.

III.1.4 Synthèse

Ainsi, les solutions pour les trois cas de conditions aux limites, peuvent s'écrire de façon concise en fonction de coefficients de directivité $\alpha(\theta)$ et $\beta(\theta)$:

$$p = \frac{jk}{2\pi} \iint_s \left(\alpha(\theta) \frac{e^{-jkR}}{R} + \beta(\theta) \frac{e^{-jkR}}{jkR^2} \right) p_s dS \quad (\text{III.20})$$

où $\alpha(\theta)$ et $\beta(\theta)$ dépendent des conditions aux limites de la source. Ces coefficients de directivité s'écrivent respectivement pour les trois conditions aux limites : adaptées, rigides et molles [13], dites aussi condition de baffle :

$$\alpha(\theta) = \begin{cases} (1 + \cos \theta) / 2 \\ 1 \\ \cos \theta \end{cases} \quad \text{et} \quad \beta(\theta) = \begin{cases} (\cos \theta) / 2 \\ 0 \\ \cos \theta \end{cases} \quad (\text{III.21})$$

De façon plus générale le champ de pression s'écrit :

$$p = \frac{jkZ_0}{2\pi} \iint_s \left(\alpha(\theta) + \frac{\beta(\theta)}{jkR} \right) \frac{e^{-jkR}}{R} v_n dS \quad (\text{III.22})$$

ou encore,

$$p = \frac{jkZ_0}{2\pi} \iint_s \frac{Z_s + Z_0 \cos \theta \left(1 + \frac{1}{jkR} \right)}{Z_s + Z_0} \frac{e^{-jkR}}{R} v_n dS \quad (\text{III.23})$$

où k est le nombre d'onde (rad/m), $Z_0 = \rho_0 c_0$ l'impédance acoustique (Ra) du milieu de propagation, R la distance (m) entre les points source et image, et v_n est la vitesse normale telle que $p_s = Z_0 \cdot v_n$.

Les coefficients de directivité $\alpha(\theta)$ et $\beta(\theta)$ sont imposés par les conditions aux limites et dépendent du rapport des impédances acoustiques de la surface Z_s et du milieu de propagation Z_0 . Ils peuvent s'écrire en fonction de l'angle θ et du coefficient de réflexion Γ [13, 14, 15] tels que :

$$\Gamma = \frac{Z_s - Z_0}{Z_s + Z_0}$$

$$\text{d'où } \alpha(\theta) = \frac{1+\Gamma}{2} + (1-\Gamma) \frac{\cos(\theta)}{2} \quad \text{et} \quad \beta(\theta) = (1-\Gamma) \frac{\cos(\theta)}{2} \quad (\text{III.24})$$

Ce coefficient de réflexion Γ est directement en lien avec les conditions aux limites : adaptées ($\Gamma = 0$), rigides ($\Gamma = +1$) et molles ($\Gamma = -1$). Dans le cas général la pression s'écrit en fonction du coefficient de réflexion Γ [16] (équation (III.25)):

$$p = \frac{jkZ_0}{4\pi} \iint_S \left(1 + \Gamma + (1-\Gamma)\cos(\theta) + \frac{(1-\Gamma)\cos(\theta)}{jkR} \right) \frac{e^{-jkR}}{R} v_n dS \quad (\text{III.25})$$

Selon la taille de la source, l'une ou l'autre des formulations intégrales se révèle plus ou moins pertinente. Ces résultats sont synthétisés dans le (Tableau III.1).

Baffle	Impédance	$\Gamma = \frac{Z_s - Z_0}{Z_s + Z_0}$	Intégrale	$\alpha(\theta)$	$\beta(\theta)$
Adapté	$Z_0 = Z_s$	0	Kirchhoff	$\frac{1 + \cos \theta}{2}$	$\frac{\cos \theta}{2}$
Rigide	$Z_0 \ll Z_s$	+1	Rayleigh	1	0
Mou	$Z_0 \gg Z_s$	-1	Sommerfeld	$\cos \theta$	$\cos \theta$

Tableau III.1 : Conditions de baffle et formulations intégrales associées.

III.2 Intégrale de Rayleigh

L'intégrale de Rayleigh (équation (III.26)) peut être déduite à partir des équations (III.24) et (III.25) dans un repère cartésien et dans les conditions de baffle rigide [17] (i.e. $\Gamma = +1, Z_s \gg Z_0$) :

$$p(x, y, z) = \frac{jkZ_0}{2\pi} \iint_{x_s, y_s} \frac{e^{-jkR}}{R} v_n dx_s dy_s \quad (\text{III.26})$$

Pour une source discontinue (Figure III.6 (a)), se pose la question de la valeur (constante ou non) et de la continuité de la vitesse normale v_n . Les contributions des points sources (x_s, y_s, z_s) sont donc pondérées en fonction de la distance R avec le point d'observation $M(x, y, z)$:

$$R = \sqrt{(x - x_s)^2 + (y - y_s)^2 + (z - z_s)^2} \quad (\text{III.27})$$

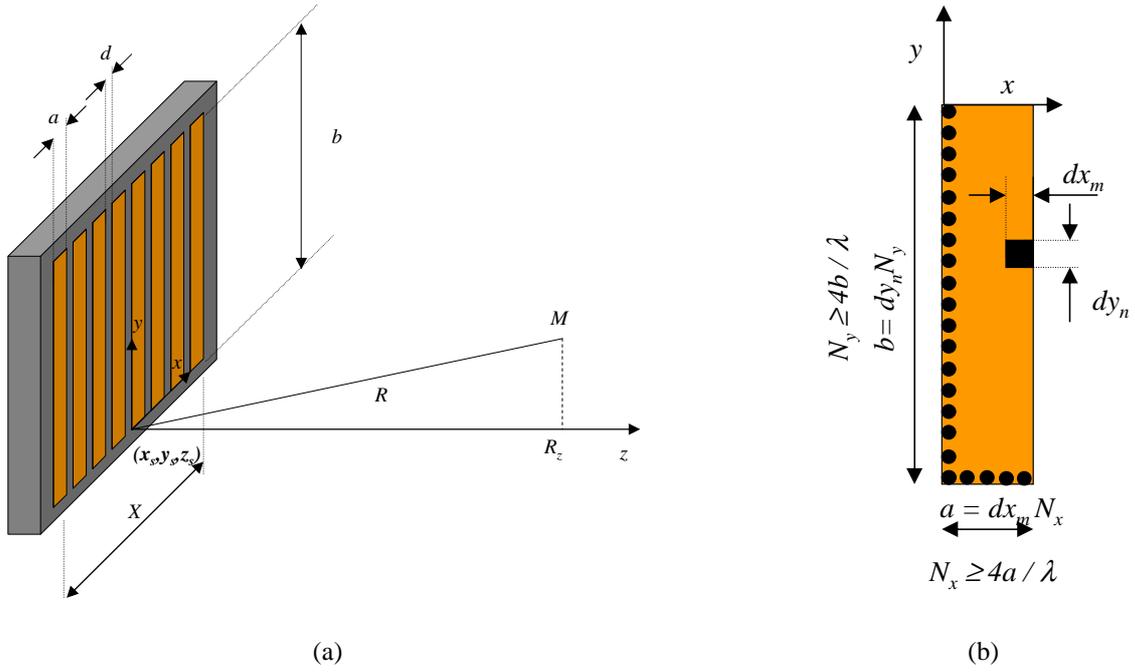


Figure III.6 : Découpage de (a) la source multiéléments en (b) sources élémentaires.

En champ lointain, les dimensions de la source élémentaire de taille dx_m et dy_n (Figure III.6 (b)) sont négligées devant la distance R :

$$dx_m, x \ll R \quad \text{et} \quad dy_n, y \ll R \quad (\text{III.28})$$

Cette distance R (équation (III.27)) peut également s'écrire en fonction de R_z (équation (III.29)) qui n'est autre que la projection orthogonale de R sur l'axe des z (Figure III.6) :

$$R = \sqrt{R_z^2 - 2xx_s - 2yy_s + x_s^2 + y_s^2} \quad \text{avec} \quad R_z = \sqrt{x^2 + y^2 + (z - z_s)^2} \quad (\text{III.29})$$

Avec un développement limité sur R_z on obtient (équation (III.30)) :

$$R \simeq R_z - \frac{xx_s}{R_z} - \frac{yy_s}{R_z} + \frac{x_s^2}{2R_z} + \frac{y_s^2}{2R_z} \quad (\text{III.30})$$

En procédant au découpage d'éléments sources de petites dimensions [18], on vérifie une condition de type champ lointain selon x et y , soit respectivement $z \gg dx_m^2/(4\lambda)$ et $z \gg dy_n^2/(4\lambda)$.

Dans ce cas, on écrit la condition de découpage comme suit :

$$\begin{cases} dx_m \ll 2\sqrt{\lambda z} \\ dy_n \ll 2\sqrt{\lambda z} \end{cases} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} a = N_x dx_m \\ b = N_y dy_n \end{cases} \quad (\text{III.31})$$

En résumé, on doit donc assurer un découpage vérifiant : $N_x \gg \frac{a}{2\sqrt{\lambda z}}$ et $N_y \gg \frac{b}{2\sqrt{\lambda z}}$.

L'équation (III.26) devient :

$$p(x, y, z) = \frac{jkZ_0}{2\pi} \frac{e^{-jkR_z}}{R_z} v_n \sum_{m=1}^{N_x} \sum_{n=1}^{N_y} \text{sinc}\left(\frac{k(x-x_m)dx_m}{2R_z}\right) \text{sinc}\left(\frac{k(y-y_n)dy_n}{2R_z}\right) dx_m dy_n \quad (\text{III.32})$$

Le fenêtrage rectangulaire spatial de la source fait apparaître les fonctions sinus cardinal selon les axes x et y (équation (III.32)). L'écriture aux limites ($dx_m \rightarrow 0$ et $dy_n \rightarrow 0$) permet bien de retrouver la formulation intégrale (équation (III.26)).

III.3 Décomposition en ondes planes

La formulation intégrale de Rayleigh (équation (III.26)) peut aussi être écrite sous la forme d'un produit de convolution :

$$p(x, y, z) = jkZ_0 \frac{e^{-jkR}}{2\pi R} **_{x,y} v_n(x, y, z_s) \quad (\text{III.33})$$

avec $R = \sqrt{(x-x_s)^2 + (y-y_s)^2 + (z-z_s)^2}$

Ce produit de convolution dans le domaine spatial bidimensionnel s'écrit sous la forme d'un produit dans le domaine des fréquences spatiales comme décrit par Williams [19, 20] et Stepanishen [21]. Ce passage du domaine spatial au domaine fréquentiel se fait via la FFT (*Fast Fourier Transform*) en décomposant la fonction de Green G et la vitesse normale v_n en ondes planes (équations (III.34) et (III.35)). Cette formulation de la propagation est appelée décomposition en ondes planes (DOP) :

$$TF_{x,y} \{G(x, y)\} = G(k_x, k_y) \Leftrightarrow TF_{x,y} \left\{ \frac{e^{-jkR}}{2\pi R} \right\} = -j \frac{e^{-jk_z(z-z_s)}}{k_z} \quad (\text{III.34})$$

$$TF_{x,y} \{v_n(x, y, z_s)\} = v_n(k_x, k_y, z_s) \quad (\text{III.35})$$

La propagation selon l'axe z se fait par application de l'opérateur de propagation $e^{-jk_z(z-z_s)}$:

$$p(k_x, k_y, z) = jkZ_0 \left(-j \frac{e^{-jk_z(z-z_s)}}{k_z} \right) v_n(k_x, k_y, z_s) \quad (\text{III.36})$$

soit $p(k_x, k_y, z) = Z_0 \frac{k}{k_z} v_n(k_x, k_y, z_s) e^{-jk_z(z-z_s)}$ (III.37)

On retrouve une équation qui donne la relation entre vitesse normale et pression, d'où :

$$p(k_x, k_y, z) = p(k_x, k_y, z_s) e^{-jk_z(z-z_s)} \quad (\text{III.38})$$

avec : $e^{-jk_z(z-z_s)} = e^{-jk_z \Delta z}$, l'opérateur de propagation, (III.39)

et $k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}$, le nombre d'onde selon la direction z . (III.40)

La DOP se résume analytiquement en trois opérations (équation (III.41)) impliquant la transformée de Fourier [22, 23, 24]. La DOP est illustrée par les trois étapes représentées sur la Figure III.7 :

$$p(x, y, z + \Delta z) = TF_{k_x, k_y}^{-1} \left\{ TF_{x,y} \left\{ p(x, y, z) \right\} e^{-jk_z \Delta z} \right\} \quad (\text{III.41})$$

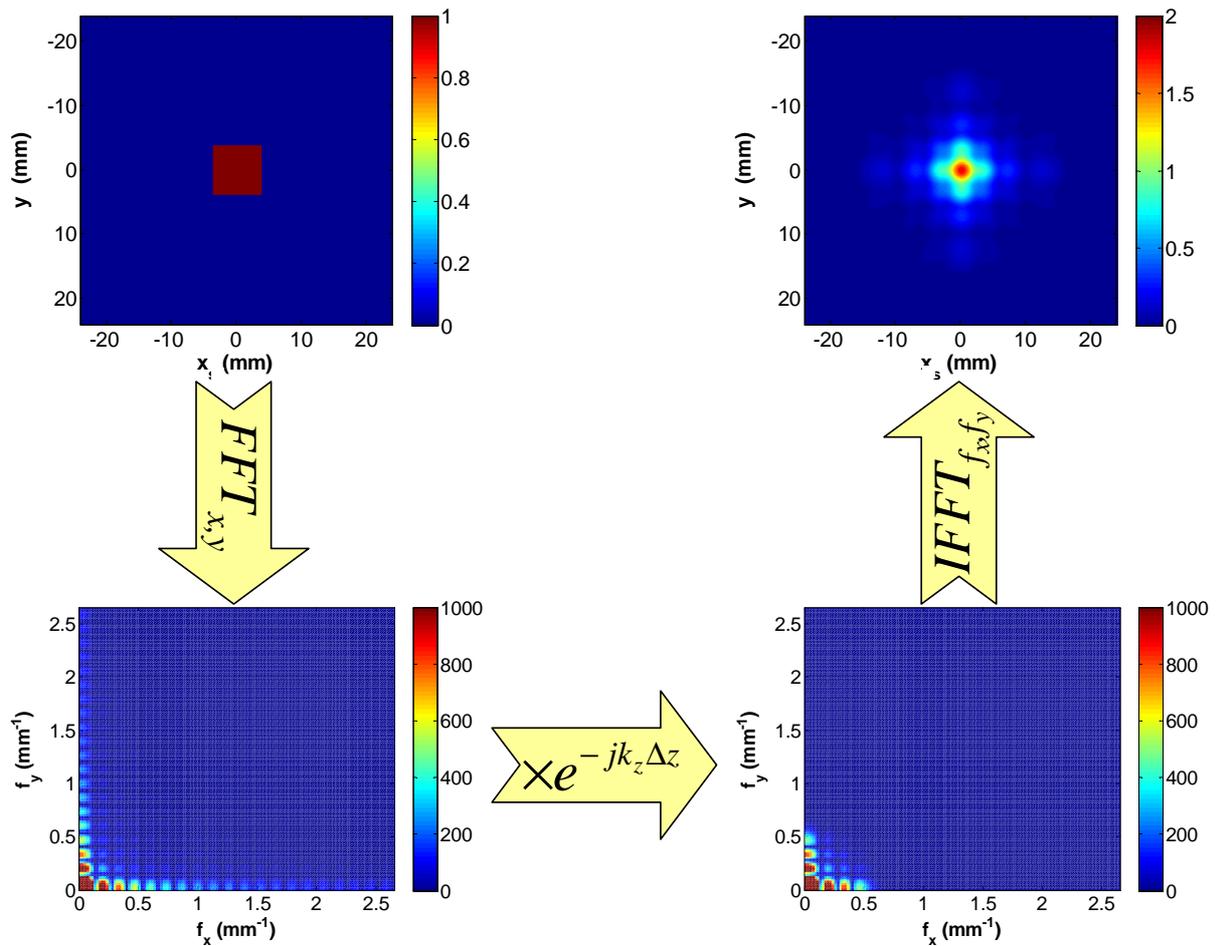


Figure III.7: Etapes de la méthode de propagation par décomposition en ondes planes (DOP).

Cette formulation, dite de décomposition en ondes planes (DOP), a fait l'objet de nombreux travaux de recherche dans les années 1990. On peut citer en particulier les travaux de Orofino et Pedersen (*Angular Spectrum Decomposition*) [25, 26, 27] et Wu, Kazys et Stepinski (*Angular Spectrum Approach*) [28, 29, 30]. Plus récemment, Chen, Zeng et McGough [31, 32] ont étudié l'effet d'une apodisation de la source. Les travaux de Vyas et Christensen (*Hybrid Angular Spectrum Method*) [33, 34, 35], puis Du et Jensen [36] ont étudié la propagation d'une source focalisée via la DOP, avec pour plan source le résultat de la propagation en champ proche, calculé par décomposition en sources élémentaires (DSE) par exemple avec Field II développé par Jensen [37, 38]. Par ailleurs, des extensions ont visé à formuler la propagation par DOP avec une incidence oblique [39, 40, 41, 42, 43]. Dans le cas étudié, celui d'une source focalisée avec un retard électronique, l'algorithme de propagation (Figure III.8) se résume en quatre étapes : l'application de la loi de retard à la source à deux dimensions, le passage du domaine spatial au domaine fréquentiel (FFT 2D), l'application de l'opérateur de propagation (équation (III.39)), puis le retour du domaine des fréquences spatiales au domaine spatial (IFFT 2D).

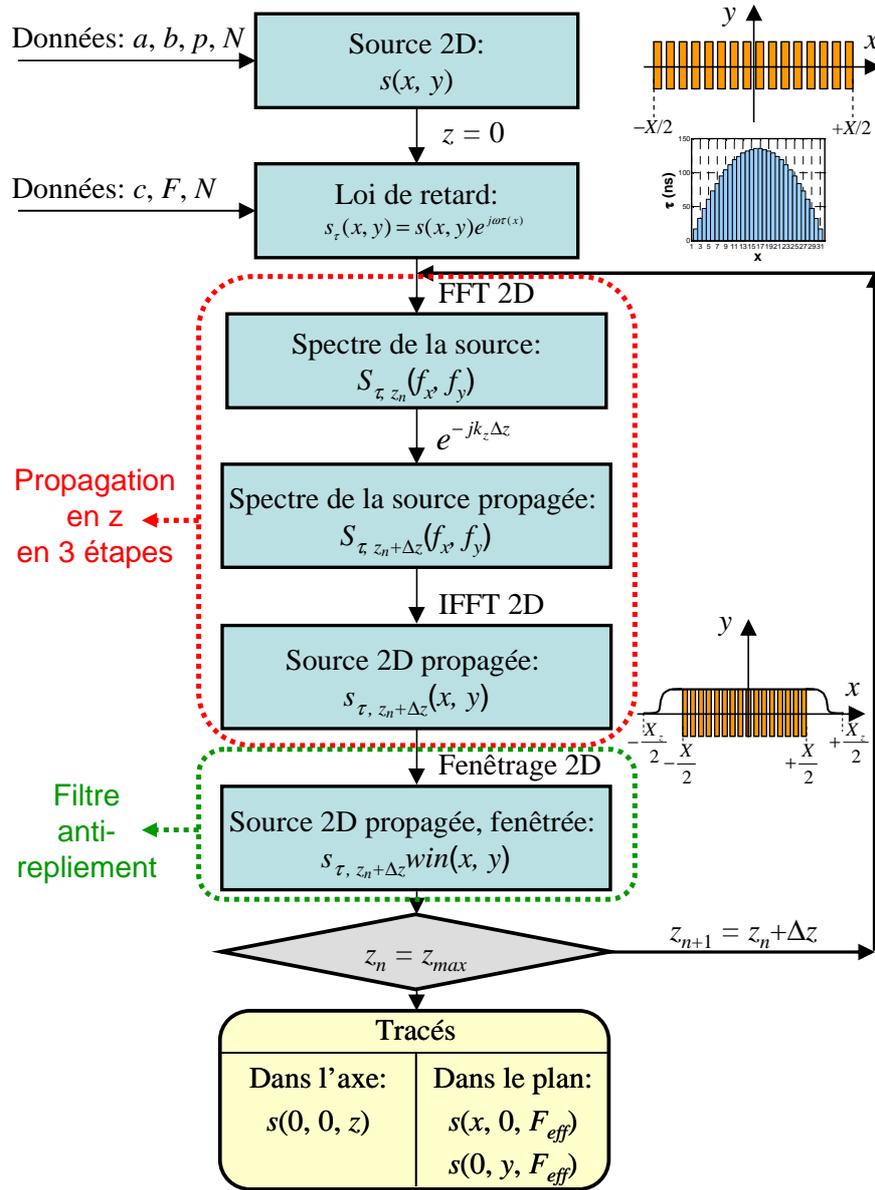


Figure III.8 : Algorithme de décomposition en ondes planes, avec a et b les dimensions d'un élément, d le pas inter-élément, N le nombre d'éléments utilisés pour la focalisation, c la vitesse dans le milieu de propagation, F la distance focale, τ la loi de retard, z la direction de propagation et Δz le pas spatial de propagation.

En pratique, l'algorithme de transformée de Fourier discrète rapide (FFT) entraîne un phénomène de repliement spectral. Ainsi, une propagation d'onde en dehors de la grille de calcul entraîne son repliement dans l'espace échantillonné. C'est pour cette raison que la grille de calcul doit être étendue au-delà de la géométrie source proprement dite et qu'un fenêtrage spatial est nécessaire. Ainsi, on définit des coefficients de grille à zéro, $N_z = X_z/a = Y_z/b$, associés à un fenêtrage en cosinus constituant un filtre anti-repliement spatial (Figure III.8). De plus, afin de limiter la divergence de l'onde propagée et donc la taille de la grille de calcul, la propagation par décomposition en ondes planes est effectuée avec un pas de propagation Δz petit devant la limite inférieure de champ proche $L_{cp,inf} = \min(a^2/\lambda, b^2/\lambda)$. Typiquement, on retient $N_{\Delta z} = L_{cp,inf}/\Delta z = 100$.

La méthode de DOP (Figure III.8) nécessite un échantillonnage spatial de la source selon x et y , noté dx et dy , et fonction de la longueur d'onde (Figure III.6 (b)). La condition d'échantillonnage a minima au sens de Shannon, i.e. $1/dx \geq 2/\lambda$, est insuffisante pour de nombreuses méthodes de calcul numérique. Une convergence des résultats a été obtenue et validée pour $dx \leq \lambda/4$, soit $N_\lambda = \lambda/dx = 4$. Ainsi, les nombres de points de découpage de la source selon x et selon y , sont respectivement donnés par $N_x \geq N_\lambda.a/\lambda$ et $N_y \geq N_\lambda.b/\lambda$. Un sous-échantillonnage peut s'avérer problématique pour la détermination des pôles de la fonction de Green G [19, 20].

III.4 Discussion

La pertinence des résultats de la DOP est comparée selon les méthodes de propagation par décomposition en sources élémentaires (DSE) dans le cadre d'une approximation de champ lointain donnée par Ocheltree et Frizzel [18]. Dans ce cadre, les différentes conditions de baffle ont été testées : condition de baffle adapté (équation (III.17)), rigide (équation (III.18)) ou mou (équation (III.19)). Dans le cas de la DSE, la condition de baffle est considérée sur chacune des surfaces élémentaires, et le champ de pression propagé constitué de la somme des contributions. Dans le cas de la DOP, c'est la source globale qui se voit soumise à une condition de baffle rigide (Figure III.9).

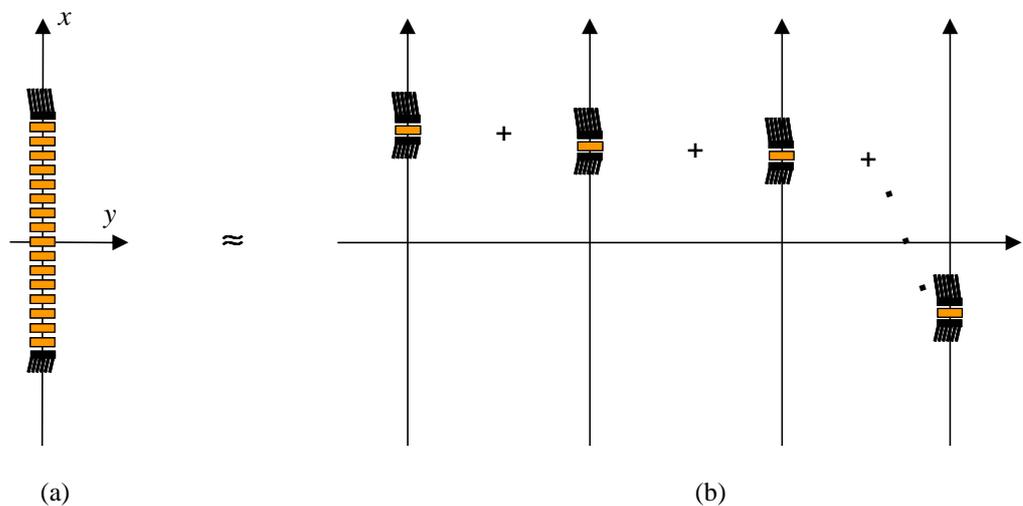


Figure III.9 : Condition de baffle rigide selon la méthode de décomposition : (a) DOP et (b) DES.

Ainsi, la condition de baffle rigide de la DSE n'équivaut pas à celle de la DOP : la première résulte d'une somme de sinus cardinaux ; la seconde est affectée entièrement par un sinus cardinal. Pour la DOP, la continuité de la source a pour effet de résulter en une condition de baffle mixte rigide (sur les bords) et adaptée (entre les bords). Il s'ensuit que le champ de pression propagé obtenu est intermédiaire entre celui de la DSE avec baffle rigide et DSE avec baffle adapté (Figure III.10).

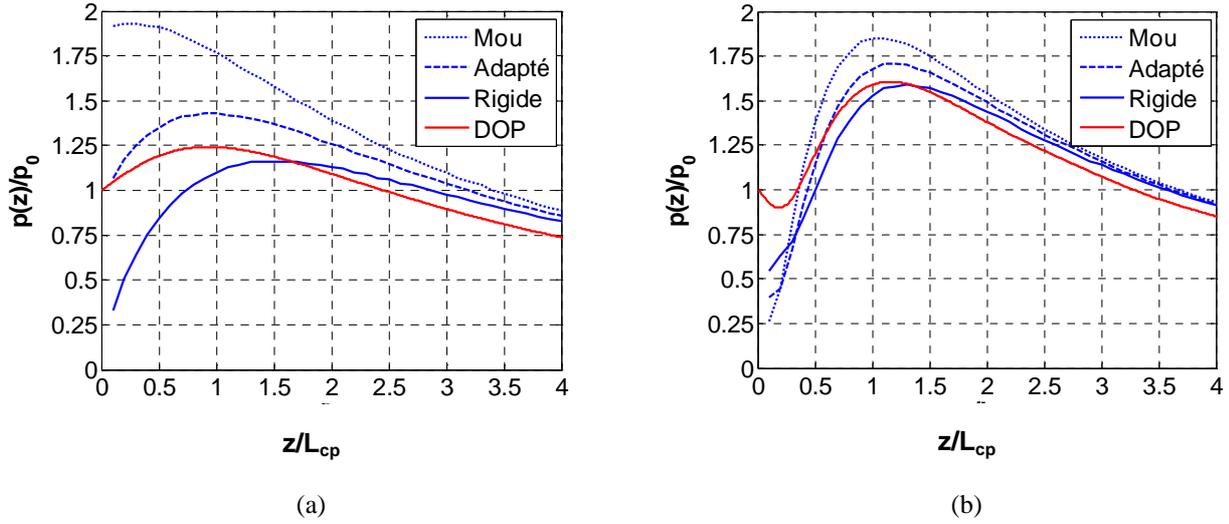


Figure III.10 : Comparaison des résultats obtenus pour la DSE selon la condition de baffle (mou, adapté ou rigide) et pour la DOP, avec (a) $a = 1\lambda$ et (b) $a = 2\lambda$.

L'objectif de ce paragraphe est de comparer et discuter les implémentations discrètes de l'intégrale de Rayleigh (équation (III.26)) selon la méthode de décomposition en ondes planes (DOP) ou décomposition en sources élémentaires (DSE). A partir de l'intégrale de Rayleigh écrite sous la forme d'un produit de convolution (équation (III.33)), on obtient :

$$p(x, y, z) = jkZ_0 \cdot G(\Delta x, \Delta y, \Delta z) \underset{x \ y}{**} v_n(x_s, y_s, z_s) \quad (\text{III.42})$$

avec $R = \sqrt{(x - x_s)^2 + (y - y_s)^2 + (z - z_s)^2} = \sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2 + (\Delta z)^2}$

En considérant la vitesse normale uniforme $v_n = v_0$ sur la surface source, on obtient :

$$v_n(x_s, y_s, z_s) = v_0 \cdot s(x_s, y_s) \cdot \delta(z_s) \quad (\text{III.43})$$

avec $\delta(z_s)$ la fonction Dirac.

La formulation intégrale de Rayleigh devient donc :

$$p(x, y, z_s + \Delta z) = jkp_0 \cdot G(\Delta x, \Delta y, \Delta z) \underset{x \ y}{**} s(x_s, y_s) \quad (\text{III.44})$$

La fonction source s'exprime en fonction de l'ouverture spatiale $s(x_s, y_s)$:

$$s(x_s, y_s) = \prod_x(x_s) \cdot \prod_y(y_s) \quad (\text{III.45})$$

avec la fonction porte définie par :

$$\prod_x(x) = \begin{cases} 1 & \text{si } -\frac{X}{2} \leq x \leq +\frac{X}{2} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad \text{et} \quad \prod_y(y) = \begin{cases} 1 & \text{si } -\frac{Y}{2} \leq y \leq +\frac{Y}{2} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{III.46})$$

Dans le domaine de Fourier, d'après l'équation (III.36), on obtient :

$$p(k_x, k_y, z_s + \Delta z) = jkp_0 \cdot TF_{x,y} \{G(\Delta x, \Delta y, \Delta z)\} \cdot TF_{x,y} \{s(x_s, y_s)\}$$

soit
$$p(k_x, k_y, z_s + \Delta z) = jkp_0 \cdot \left(-j \frac{e^{-jk_z \Delta z}}{k_z} \right) \cdot S(k_x, k_y)$$

Dans le cas de la DOP, l'intégrale de Rayleigh devient :

$$p(x, y, z) = jkp_0 \cdot G(\Delta x, \Delta y, \Delta z) \underset{x,y}{**} \left(\prod_X(x_s) \cdot \prod_Y(y_s) \right) \quad (III.47)$$

Du fait de l'échantillonnage de la source, les nombres d'onde k_x et k_y , selon x et y s'écrivent :

$$k_x = [0, K_x] \quad \text{avec} \quad K_x = \frac{\pi(N_x - 1)}{X} = \frac{\pi}{dx} \quad \text{et} \quad dk_x = \frac{2\pi}{X}$$

et
$$k_y = [0, K_y] \quad \text{avec} \quad K_y = \frac{\pi(N_y - 1)}{Y} = \frac{\pi}{dy} \quad \text{et} \quad dk_y = \frac{2\pi}{Y}$$

La transformée de Fourier de la fonction d'ouverture $S(k_x, k_y)$ d'une source $s(x_s, y_s)$ s'écrit :

$$S(k_x, k_y) = TF_{x,y} \{s(x_s, y_s)\} = TF_{x,y} \left\{ \prod_X(x_s) \cdot \prod_Y(y_s) \right\} \quad (III.48)$$

Dans le cas de la DOP, la transformée de Fourier [22, 23, 24] de la fonction d'ouverture effective $S_{DOP}(k_x, k_y)$ de la source $s(x_s, y_s)$ est de la forme suivante :

$$S_{DOP}(k_x, k_y) = X \cdot \frac{\sin(\pi k_x / K_x)}{\pi k_x / K_x} \cdot Y \cdot \frac{\sin(\pi k_y / K_y)}{\pi k_y / K_y} = XY \cdot \text{sinc} \left(\pi \frac{k_x}{K_x} \right) \text{sinc} \left(\pi \frac{k_y}{K_y} \right) \quad (III.49)$$

Dans le cas d'un découpage en surfaces élémentaires et d'une approximation de champ lointain (DSE) [27], (équation (10)), la fonction d'ouverture (équation (III.32)) est approchée par :

$$S_{DSE}(x_s, y_s) \approx \sum_{m=1}^{N_x} \sum_{n=1}^{N_y} \text{sinc} \left(\frac{k(x - x_m) dx_m}{2R_z} \right) \text{sinc} \left(\frac{k(y - y_n) dy_n}{2R_z} \right) \cdot dx_m dy_n \quad (III.50)$$

Avec l'approximation de champ lointain, il vient $1/R_z \approx 1/z$, et en substituant $k = 2\pi\lambda$, on obtient :

$$\frac{k(x - x_m) dx_m}{2R_z} = \pi(x - x_m) \frac{dx_m}{\lambda R_z} \approx \pi(x - x_m) \frac{dx_m}{\lambda z} \quad (III.51)$$

Par ailleurs, la transformée de Fourier du sinus cardinal est :

$$TF \left\{ F_{x_m} \text{sinc} \left(\pi(x - x_m) F_{x_m} \right) \right\} = e^{-j2\pi f_x x_m} \cdot \prod_{F_{x_m}}(f_x)$$

soit
$$TF \left\{ \text{sinc} \left(\pi(x - x_m) F_{x_m} \right) \right\} = \frac{e^{-j2\pi f_x x_m}}{F_{x_m}} \cdot \prod_{F_{x_m}}(f_x) = \frac{e^{-jk_x x_m}}{2\pi F_{x_m}} \prod_{2\pi F_{x_m}}(k_x) \quad (III.52)$$

Ainsi, la transformée de Fourier $S_{DSE}(k_x, k_y)$ de la fonction d'ouverture effective de la source $s_{DSE}(x_s, y_s)$ (équation (III.50)) est de la forme suivante :

$$S_{DSE}(k_x, k_y) = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N \frac{e^{-jk_x x_m}}{2\pi F_{x_m}} \prod_{2\pi F_{x_m}}(k_x) \cdot \frac{e^{-jk_y y_n}}{2\pi F_{y_n}} \prod_{2\pi F_{y_n}}(k_y) \cdot dx_m dy_n \quad (III.53)$$

avec $2\pi F_{x_m} = \frac{2\pi dx_m}{\lambda R_z} = \frac{k \cdot dx_m}{R_z} \approx \frac{k \cdot dx_m}{z}$

d'où : $\frac{dx_m \cdot dy_n}{2\pi F_{x_m} \cdot 2\pi F_{y_n}} = \frac{dx_m \cdot dy_n}{k dx_m \cdot k dy_n} = \left(\frac{R_z}{k}\right)^2 \approx \left(\frac{z}{k}\right)^2$

Il en résulte :

$$S_{DSE}(k_x, k_y) \approx \left(\frac{z}{k}\right)^2 \cdot \sum_{m=1}^{N_x} \sum_{n=1}^{N_y} \prod_{2\pi F_{x_m}}(k_x) \cdot \prod_{2\pi F_{y_n}}(k_y) \cdot e^{-j(k_x x_m + k_y y_n)} \quad (III.54)$$

Il s'ensuit que l'intégrale de Rayleigh est approchée dans le cas de la DSE et dans le cas de la DOP et que la formulation est convergente dans les deux cas. Cependant, ces formulations discrètes sont fondamentalement différentes (équations (III.49) et (III.54)).

En effet, une équivalence des formulations discrètes obtenues dans les deux cas consiste à poser l'hypothèse suivante :

$$S_{DSE}(k_x, k_y) \approx S_{DOP}(k_x, k_y)$$

Par une approche aux limites, on montre l'équivalence formelle entre ces deux formulations :

$$\lim_{\substack{dx_m \rightarrow 0 \\ dy_n \rightarrow 0}} S_{DSE}(k_x, k_y) = N_x \cdot dx_m \cdot N_y \cdot dy_n = X \cdot Y$$

et $\lim_{\substack{dx \rightarrow 0 \\ dy \rightarrow 0}} S_{DOP}(k_x, k_y) = \lim_{\substack{K_x \rightarrow +\infty \\ K_y \rightarrow +\infty}} S_{DOP}(k_x, k_y) = X \cdot Y$

Finalement, les deux formulations discrètes DSE et DOP, toutes deux basées sur l'intégrale de Rayleigh, sont bien équivalentes, sous réserve que les hypothèses de calcul développées soient toutes vérifiées. Une des approximations repose sur l'expression de la distance entre le point source et le point image : R étant approximé par R_z , puis parfois même par z seulement. Cette condition se vérifie bien en champ lointain. La seconde repose sur l'échantillonnage, fixe dans le cas de la DOP, mais avantageusement adaptable en fonction de la distance de propagation dans le cas de la DSE. L'une et l'autre des deux formulations sont adaptées à la géométrie cartésienne du problème et ont chacune leur avantage. La DSE permet un calcul rapide du champ propagé en un point ou selon un axe, tandis qu'une méthode telle que la DOP permet d'obtenir un plan de coupe pour chaque itération. La convergence formelle a été démontrée sous certaines conditions, et la convergence numérique est elle directement liée à l'échantillonnage et aux effets de bord associés.

III.5 Source multiéléments focalisée – Repère cartésien.

L'étape d'échantillonnage de la source décrite par la Figure III.8 pour la DOP est illustrée par la Figure III.11 (a). L'étape suivante, i.e. l'application de la loi de retard permettant une focalisation dans un milieu de célérité c à une distance donnée F est illustré par la Figure III.11 (b).

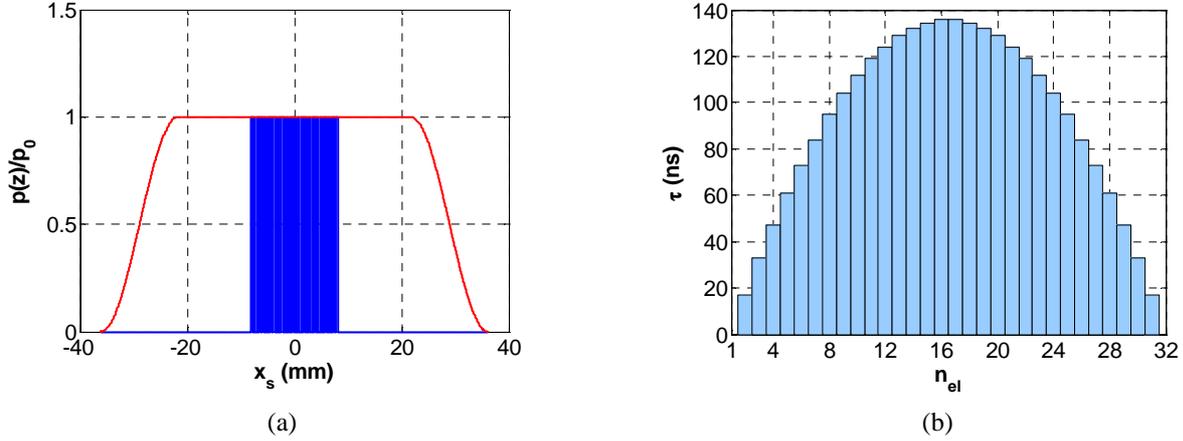


Figure III.11 : Source multiéléments illustrée pour une loi de retard avec (a) positions x_s (mm) des $N = 32$ éléments source et (b) retards τ (ns) associés pour une focalisation à $F = 40$ mm dans le verre.

Le plan source multiéléments focalisé électroniquement est propagé par itérations successives avec un pas Δz . Le champ de pression résultant $p(x, y, z)$ est alors obtenu en tous points dans l'intervalle échantillonné $[-X_z/2 ; +X_z/2] \times [-Y_z/2 ; +Y_z/2] \times [0 ; +z_{max}]$, avec un pas $dx \times dy \times \Delta z$. Cependant, le résultat exploitable est réduit à la zone dans laquelle la fenêtre source est unitaire, avec un facteur d'au moins $K = 2,5$ avec les dimensions d'intérêt : $[-20 ; +20] \times [-20 ; +20]$ mm² pour une source de dimensions $X \times Y = ((N-1).p + a) \times b = 15,75 \times 7$ mm². Ces caractéristiques de calcul sont le fruit d'essais successifs qui ont permis d'obtenir une convergence numérique du résultat et un temps de calcul optimal. Ainsi, la mise en œuvre de la DOP s'écrit pour chaque itération :

$$p(x, y, z_n + \Delta z) = IFFT_{k_x, k_y} \left\{ FFT_{x, y} \left\{ p(x, y, z_n) \right\} e^{-jk_z \Delta z} \right\} \cdot win(x, y) \quad (III.55)$$

Cependant, ce facteur K peut être réduit davantage, ce qui permettrait de réduire le temps de calcul, proportionnel à K^2 , mais la zone exploitable le serait d'autant. Une autre amélioration consiste en une variante de l'algorithme de propagation par DOP tel que celui présenté en Figure III.8. Ainsi, les étapes de propagation avec l'opérateur de propagation $e^{jk_z \Delta z}$ et de fenêtrage dans le domaine spatial $win(x, y)$ pourraient être contractées en un produit de convolution calculé une fois pour toutes, et permettrait d'éviter une multiplication à chaque itération, coûteuse en temps de calcul :

$$p(x, y, z_n + \Delta z) = IFFT_{k_x, k_y} \left\{ FFT_{x, y} \left\{ p(x, y, z_n) \right\} \cdot \left(e^{-jk_z \Delta z} * FFT_{x, y} \left\{ win(x, y) \right\} \right) \right\} \quad (III.56)$$

Parmi les caractéristiques d'intérêt du champ rayonné figurent la détermination du point focal effectif F_{eff} , la profondeur de champ DOF_3 et la largeur de champ au point focal Δx_3 . Comme illustré par la Figure III.12 (a), la distance focale effective est légèrement inférieure à celle fixée par la loi de retard : $F_{eff} = 38,5 \text{ mm} < F = 40 \text{ mm}$. La profondeur de champ est estimée (Figure III.12 (a)) à $DOF_3 = 26 \text{ mm}$ et la largeur de champ au point focal (Figure III.12 (b)) $\Delta x_3 = 1,2 \text{ mm}$. Le fenêtrage anti-repliement appliqué à chaque étape de calcul est illustré par la fenêtre de type cosinus avec un palier unitaire central $win(x)$ (Figure III.12 (b), courbe rouge). Celle appliquée selon la direction y est identique.

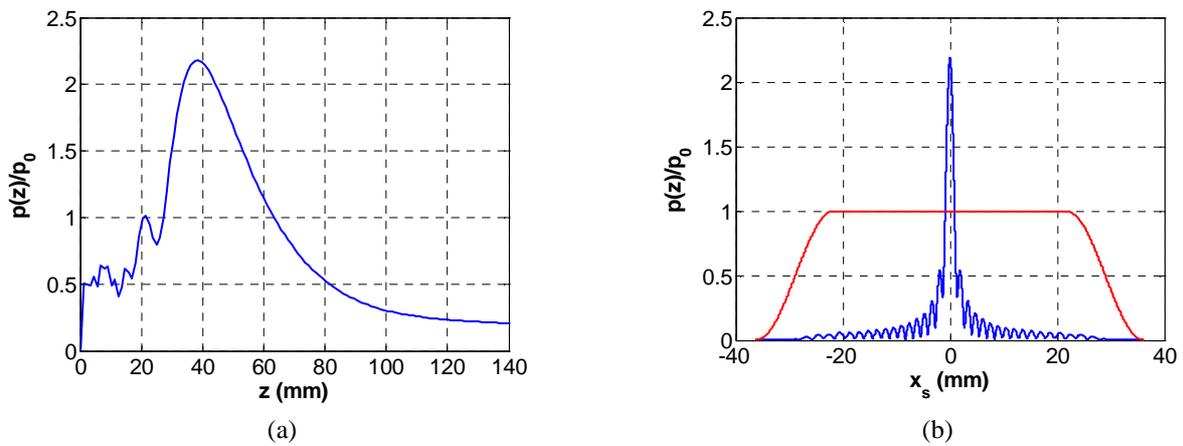
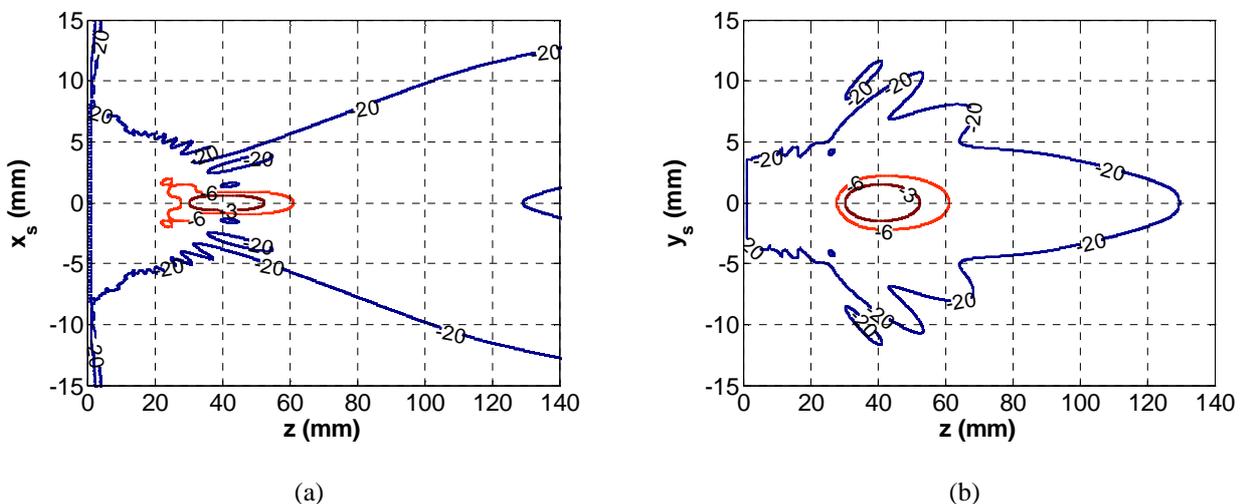


Figure III.12 : Propagation de la source multiéléments pour une loi de retard avec $N = 32$ éléments source pour une focalisation à $F = 40 \text{ mm}$ dans le verre (a) dans l'axe selon z (mm) et (b) dans le plan focal effectif $F_{eff} = 38,5 \text{ mm}$.

Ainsi, la grille utile est réduite par rapport à celle de calcul avec un facteur K relatif aux dimensions de la source $X = ((N-1).p + a) = 15,75 \text{ mm}$ selon x (Figure III.12 (a)) et $Y = b = 7 \text{ mm}$ selon y (Figure III.12 (b)), toutes deux centrées sur 0.



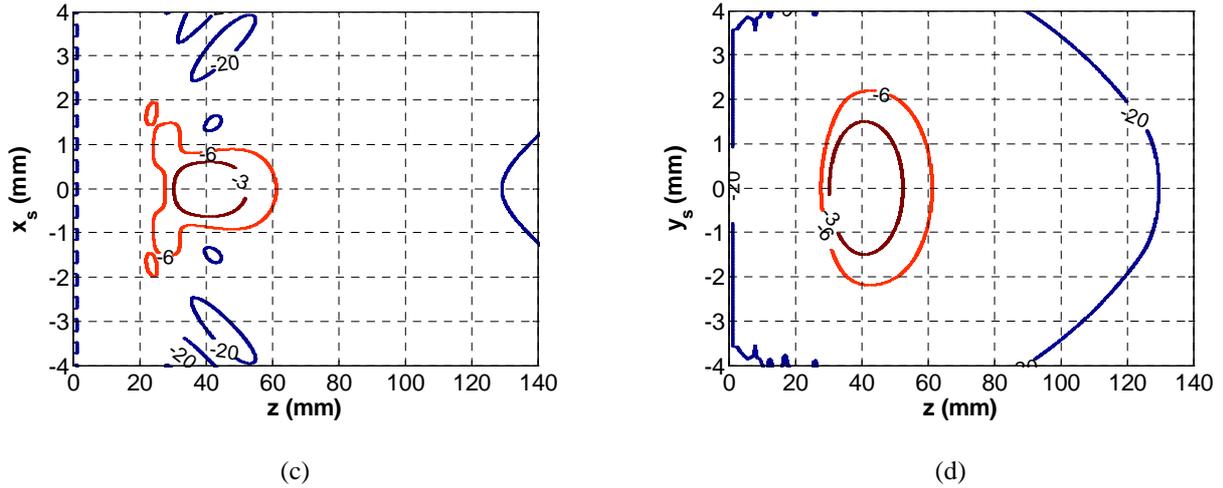


Figure III.13 : Digrammes de rayonnement obtenu pour une source multiéléments pour une loi de retard avec $N = 32$ éléments source pour une focalisation à $F = 40$ mm dans le verre, selon (c) le plan focal x ; (b) le plan perpendiculaire y .

Zoom et estimation des résolutions associées : (c) $\Delta x_3 = 1,2$ mm et (b) $\Delta y_3 = 2,9$ mm.

Sur la base de cette propagation de source multiéléments, une fonction de correction de diffraction peut être déterminée spécifiquement à une configuration géométrique et focale donnée :

$$\underline{D}(z) = \frac{\iint_S p(x, y, z).dS}{\iint_S p(x, y, z_s).dS} \quad (\text{III.57})$$

L'élaboration, puis le développement de l'approche par décomposition en ondes planes est fait en plusieurs étapes. Tout d'abord, la mise au point des conditions d'échantillonnage, puis l'écriture des conditions de convergence numérique ont permis d'affiner les premiers résultats qualitatifs. Ensuite, une étape de validation ont conduit à retrouver des résultats connus, basés sur plusieurs références, dont certaines avec un appui expérimental. Enfin, l'application de ce code de décomposition en ondes planes à une géométrie discontinue (éléments distincts) avec des retards électroniques a conforté les approximations usuelles de champ lointain avec le champ de pression au point focal, et la distance focale effective basée sur l'approche de la théorie des rayons associée à une correction liée à la taille de la source. En perspective de ces résultats, la correction de diffraction pour une source complexe peut être envisagée en vue d'améliorer la précision des mesures, permettant de compléter avantageusement celles déjà existantes pour les géométries planes cartésiennes ou axisymétriques.

IV Imagerie par réflectométrie

IV.1 Acquisition de données

Le signal dit A-scan est constitué des échos reçus suite à l'émission d'une impulsion. Ici, un A-scan (Figure III.14 (a)) résulte d'une focalisation de $N = 32$ éléments, sur une sonde à $N_T = 128$ éléments, soit (équation (III.1)) $N_{lf} = 97$ lois focales. Une acquisition correspond à un B-scan, i.e. un balayage de toutes les lois focales. Enfin, un C-scan est construit par l'agglomération d'une information par A-scan (Figure III.14 (b)), généralement le maximum de l'enveloppe dans une fenêtre d'observation donnée. La fréquence d'acquisition et le nombre d'acquisitions ont été fixés à $f_{acq} = 20$ Hz et $N_{acq} = 201$. Les dates d'acquisition vont donc de $t_{acq} = 0$ à $t_{acq} = (N_{acq}-1)/f_{acq} = 10$ s :

$$t_{acq} = \frac{n_{acq} - 1}{f_{acq}} \quad (III.58)$$

Le C-scan (Figure III.14 (b)) est ainsi constitué de $N_{lf} \times N_{acq} = 97 \times 201$ points positionnés en (x_{lf}, t_{acq}) .

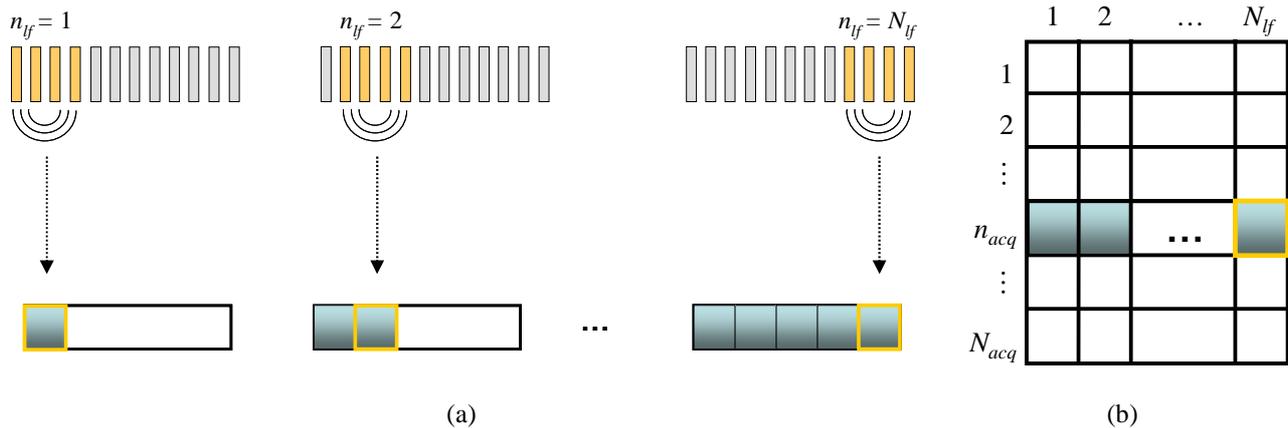


Figure III.14 : Constitution d'un C-scan à partir de N_{lf} loi focales et N_{acq} acquisitions sur la base des signaux acquis :

(a) un A-scan par loi focale et (b) un B-scan par acquisition.

IV.2 Détection de bulles

Dans l'huile silicone utilisée (Tableau III.2), le volume élémentaire de résolution de dimensions $(\Delta x_3, \Delta y_3, \Delta z_6)$ permet a priori de discerner des bulles de diamètre 100 μm .

Propriété	ν (mm/s ²)	ρ (kg/m ³)	c (m/s)
Valeur	50	955	977

Tableau III.2 : Propriétés caractéristiques de la référence d'huile utilisée à $T = 25^\circ\text{C}$.

Dans le but de simuler le procédé RTM, de l'huile silicone visqueuse est injecté à l'aide d'une pompe dans un canal constitué de deux plaques, l'une en verre (pour assurer la visibilité) et l'autre en aluminium. Les bulles d'air sont injectées dans le flux de fluide à travers une valve qui permet l'aspiration de l'air à l'entrée du fluide (Figure III.15 (a)). Le transducteur multiéléments est en contact avec la plaque de verre. Le premier signal provenant d'un aller-retour de la plaque de verre résulte d'une propagation d'onde longitudinale à l'aller et au retour et est noté (LL). Par conséquent, cet écho est pris comme temps de référence des temps pour le A-scan (Figure III.15 (b)).

Du fait de la propagation en milieu solide, des conversions de mode sur la face arrière du verre apparaissent sous deux formes : une conversion d'onde longitudinale en onde transversale notée (LT) ou d'onde transversale en longitudinale notée (TL). Dans les deux cas, les échos de ces conversions de modes arrivent à la même date, donc nous limitons la notation à (LT) pour les deux cas. Les propriétés et l'épaisseur du fluide ont été choisies de façon à éviter le recouvrement de l'écho (LT) dans le verre et de celui (LL) ayant fait en plus un aller-retour dans le fluide visqueux.

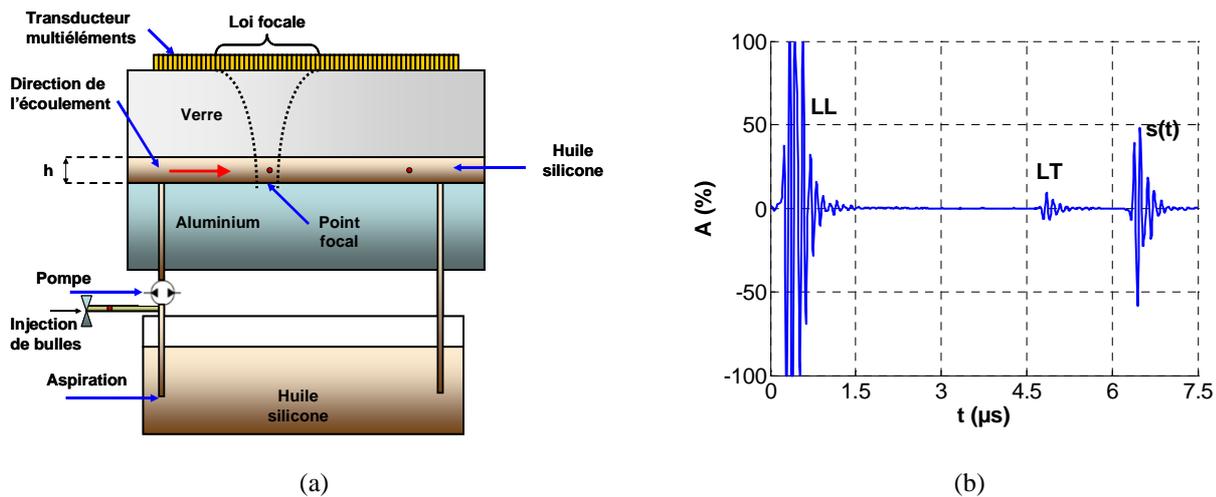


Figure III.15 : (a) Dispositif de mesure et (b) réponse temporelle d'une loi focale du faisceau focalisé émis dans le fluide sans macro-bulles, et signal d'intérêt : l'écho $s(t)$, centré à environ 6,5 μs .

Les bulles d'air générées par aspiration traversent le faisceau le long de sa longueur avec des vitesses différentes dépendant de leurs tailles. Les bulles sont visibles sur l'enveloppe du A-scan par une diminution de l'amplitude due à la diffraction par la bulle (Figure III.16 (a)). En effet, les bulles peuvent être observées, également sur le B-scan de l'enveloppe de $s(t)$ par des creux correspondant aux chutes des amplitudes (Figure III.16 (b)). Le B-scan construit entre les acquisitions 1 et 12 permet une comparaison entre les deux cas présentés sur la (Figure III.16 (a)) : le cas sans bulle correspond à l'acquisition numéro 2 et le cas avec bulle correspond à l'acquisition numéro 11.

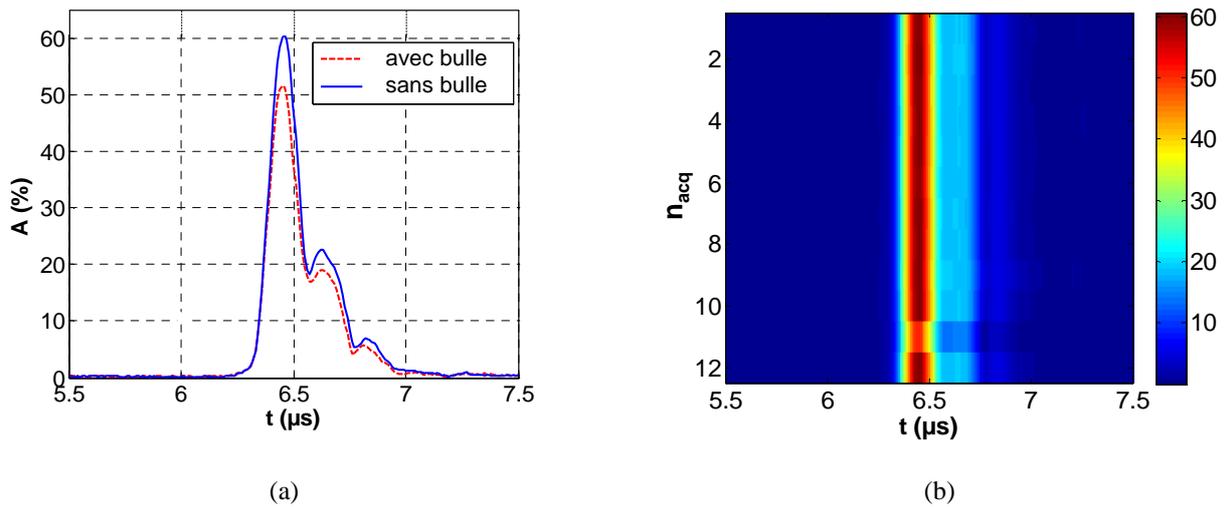


Figure III.16 : (a) Comparaison de l'enveloppe de l'écho $s(t)$ sans macro-bulle en (bleu continu) et en présence de macro-bulles en (rouge pointillé). (b) B-scan de l'enveloppe de $s(t)$ de l'acquisition 1 à 12 en présence de bulle.

V Caractérisation d'une bulle seule

V.1 Détermination expérimentale de tailles des bulles

V.1.1 Dispositif

Le dispositif expérimental présenté ici (Figure III.17 (a)) permet de confronter deux méthodes expérimentales (ultrasonore et vidéo) afin de mesurer la vitesse et la taille des bulles d'air en montée libre dans un canal de section rectangulaire fermé (Figure III.17 (b)).

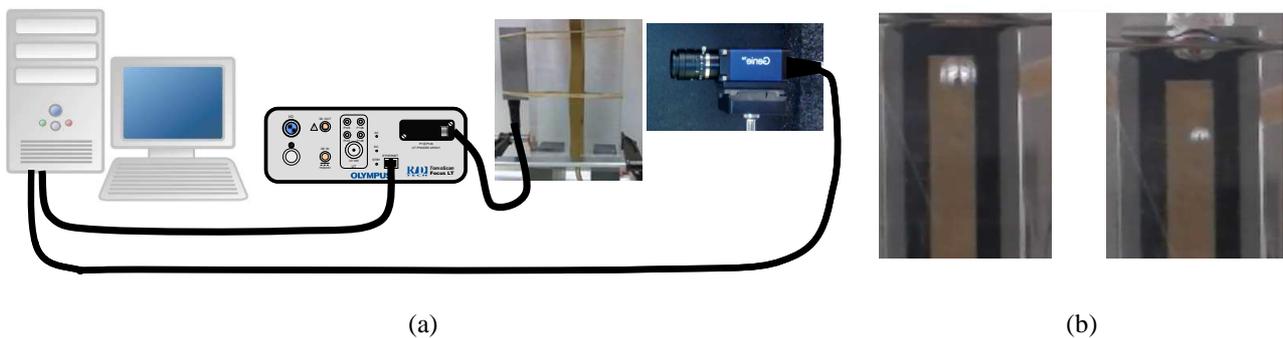


Figure III.17 : (a) Dispositif expérimental de suivi des bulles, (b) visualisation des bulles lors de leur remontée.

Le canal est délimité par une structure tri-couche (PMMA/huile/PMMA) équivalente à celle décrite dans la première partie qui respecte la structure tri-couche du moule RTM. Les blocs en PMMA assurent la visibilité et le suivi de bulles se fait à travers une caméra numérique monochrome Dalsa

Genie-M1024 de vitesse d'enregistrement 30 images/s. Un transducteur multiéléments est placé en face et à la même hauteur que la caméra afin de pouvoir enregistrer simultanément des acquisitions lors du passage de la bulle. Le transducteur multiéléments utilisé comporte 128 éléments de longueur 7 mm et de largeur 0,25 mm séparés par une distance inter-élément de 0,5 mm. Afin d'améliorer la résolution, une loi focale de 32 éléments focalisant au fond du fluide a été utilisée. Le balayage est effectué à une fréquence $f_{acq} = 20$ Hz, soit $dt_{acq} = 50$ ms, sur une période $T_{acq} = 10$ s.

V.1.2 Dimensionnement par méthode ultrasonore

Les bulles détectables sont visibles sur le C-scan (Figure III.18 (a)) et la pente de la trace (Figure III.18 (b)) permettent de remonter à la vitesse de la bulle v_b :

$$v_b = \frac{x_{lf,2} - x_{lf,1}}{t_{acq,2} - t_{acq,1}} \quad (\text{I.59})$$

La vitesse de la bulle v_b se déduit donc des coordonnées de deux points $(x_{lf,1}, t_{acq,1})$ et $(x_{lf,2}, t_{acq,2})$, correspondant chacun à la position d'une loi focale n_{lf} , pour une acquisition donnée à une date t_{acq} .

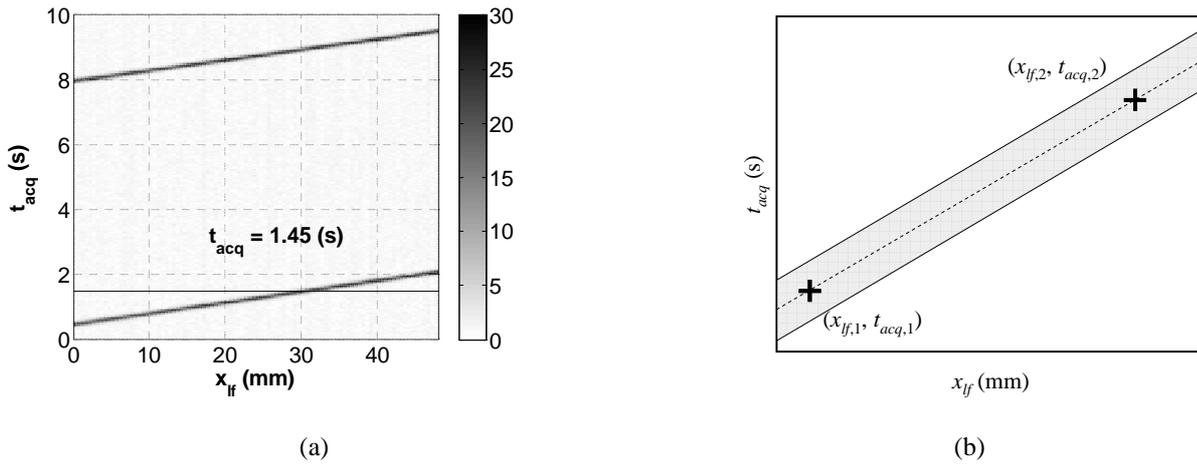


Figure III.18 : Déplacement d'une bulle d'air : (a) C-scan et (b) mesure de vitesse.

Lorsque la bulle évolue dans le même sens que le sens de balayage, l'évaluation de la vitesse doit prendre en compte le temps écoulé entre deux lois focales :

$$v_b = \frac{(\Delta n_{lf} - 1).dx_{lf}}{(\Delta n_{acq} - 1).dt_{acq} - \frac{\Delta n_{lf}}{N_{lf} + 1} dt_{acq}} \quad (\text{III.60})$$

où dx_{lf} et dt_{acq} sont respectivement les pas d'échantillonnage en loi focale et en date d'acquisition, et Δn_{lf} et Δn_{acq} sont respectivement les différences entre deux numéros de loi focale et deux numéros d'acquisitions et N_{lf} le nombre total de lois focales.

La vitesse de la bulle est ainsi estimée aux erreurs d'échantillonnage spatial et temporel près.

Dans un second temps, le diamètre de la bulle en mouvement D_b est évalué. La largeur relevée sur un B-scan pour un seuil donné, par exemple D_3 (à -3 dB) (Figure III.19 (a)), est aussi liée à la vitesse de la bulle v_b (Figure III.19 (b)).

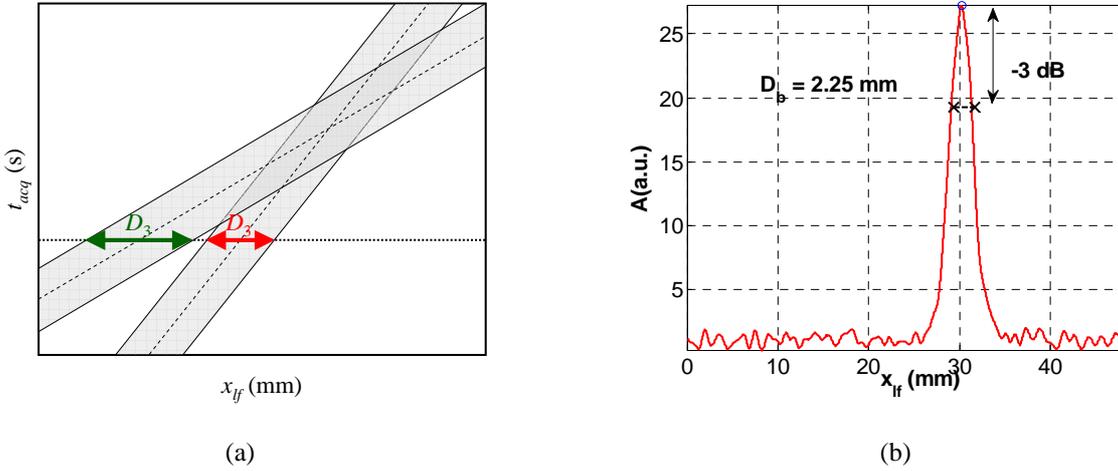


Figure III.19 : (a) Effet de la vitesse sur la largeur mesurée sur un B-scan. (b) B-scan : acquisition à $t_{acq} = 1,45$ s.

Ainsi, pour évaluer le diamètre effectif de la bulle D_b , une correction (équation (III.61)) doit être apportée à cette mesure :

$$D_b = D_3 \cdot \left(1 - \frac{v_b dt_{acq}}{(N_{lf} + 1) dx_{lf}} \right) \quad (III.61)$$

où dt_{acq} est le pas d'acquisition temporel, D_3 est le diamètre mesuré à un seuil -3 dB et D_b et v_b sont respectivement le diamètre et la vitesse effectifs de la bulle. Le seuil a été fixé après étalonnage du diamètre mesuré par ultrasons par rapport à celui donné par la caméra dans les mêmes conditions de mesures. La valeur du diamètre affiché est une moyenne sur plusieurs valeurs à des instants t_{acq} différents en considérant la correction sur le diamètre (équation (III.61)).

V.2 Bulle en mouvement dans un fluide visqueux

V.2.1 Modèles théoriques

Les images données par la caméra sont extraites avec une résolution de 1024×768 pixels. Les contours des bulles et les fronts de liquide sont détectés par traitement d'images sous Matlab. Dans notre dispositif expérimental, les diamètres et vitesses de bulles seront variables dans des plages de $D_b = 1$ à 4 mm, et $v_b = 5$ à 100 mm/s, respectivement, en cohérence avec les moyens d'observation.

Le nombre de Reynolds Re (équation (III.62)) est fonction de ν_l la viscosité cinématique du liquide (ou η_l la viscosité dynamique) et permet de qualifier le type d'écoulement de la bulle dans le liquide, laminaire ou turbulent ($Re > 2.10^5$) :

$$Re = \frac{v_b D_b}{\nu_l} = \frac{v_b D_b \rho_l}{\eta_l} \quad (III.62)$$

En ne retenant que la force de la poussée d'Archimède et la force de frottement visqueux, le principe fondamental de la dynamique donne :

$$\rho_g V \frac{dv}{dt} = F_A - F_\eta = (\rho_l - \rho_g) V g - \frac{1}{2} \rho_l C_g S v_b^2 \quad (III.63)$$

avec $F_A = (\rho_l - \rho_g) V g$ la poussée d'Archimède, étant ρ_g et ρ_l les masses volumiques du gaz et du liquide, V le volume de la bulle, g la gravité, $F_\eta = 6\pi\eta_l R_b v_b A$ la force de Stokes corrigée par une fonction A qui dépend du rapport de viscosité, C_g le coefficient de traînée, S la section de la bulle, R_b le rayon de la bulle, et v_b la vitesse de la bulle. Le régime d'écoulement de la bulle dans le liquide conditionne le coefficient de traînée C_g . Dans le cas de notre dispositif expérimental, le nombre de Reynolds Re reste faible : $5.10^{-2} \leq Re \leq 4$. En particulier, dans le cas d'un écoulement laminaire (Re très faible) de la bulle dans le liquide le coefficient de traînée s'écrit :

$$C_g = \frac{24}{Re} A \quad \text{avec} \quad A = \frac{1 + \frac{2}{3}\sigma}{1 + \sigma} \quad \text{et} \quad \sigma = \frac{\eta_l}{\eta_g} \quad (III.64)$$

Le principe fondamental de la dynamique se résume alors à une équation différentielle du premier ordre dans le cas de Stokes [44] ($\sigma \rightarrow 0$) et Hadamard [45] ($\sigma \rightarrow \infty$), Dans notre configuration, une bulle de gaz se déplace dans un liquide visqueux, où $\sigma = \eta_l / \eta_g \rightarrow \infty$ i.e. $A = 2/3$:

$$v_b + \frac{D_b^2}{12\eta_l} \frac{dv_b}{dt} = \frac{g D_b^2}{12\eta_l} \frac{\rho_l - \rho_g}{\rho_g} \quad (III.65)$$

En considérant l'instant du décollement de la bulle de diamètre D_b , la solution s'écrit alors :

$$v_b(t) = v_{\text{lim}} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right) \quad (III.66)$$

avec $\tau = D_b^2 / (12\eta_l)$ la constante de temps, et $v_{\text{lim}} = \tau g (\rho_l - \rho_g) / \rho_g$ la vitesse limite de la bulle.

Les expressions de la constante de temps τ et de la vitesse limite v_{lim} associées à l'équation (III.66) sont directement fonction de D_b^2 à une constante près. Par ailleurs, la vitesse limite v_{lim} est atteinte au temps $t_{\text{lim}} = 5\tau$, soit moins de 100 μs pour $D_b = 1$ à 4 mm. Ainsi, la vitesse de la bulle observée v_b est constante au-delà de ce régime transitoire limité à 5τ conséquemment au détachement de la bulle du capillaire. En revanche, pour Oliver & Chung [46] ($\sigma \rightarrow \infty$), l'équation différentielle ordinaire est de type $dv_b/dt = K_0 + K_1 v_b + K_2 v_b^2$, dite de Ricatti, où K_0 , K_1 et K_2 sont des constantes (Tableau

III.3). Un développement à l'ordre 3 du coefficient de traînée C_g en fonction du nombre de Reynolds de la bulle en milieu fluide visqueux $Re = \rho_l v_b D_b / \eta_l$ donne, selon Keh&Shiau [47] :

$$C_g = \frac{24}{Re} A \left(1 + \frac{3}{8} A^2 Re + \frac{9}{40} Re^2 \ln(Re) + o(Re^2) \right) \quad (III.67)$$

La solution de cette équation différentielle en régime établi est déterminée par itération successive avec la résolution de l'équation formalisée ci-dessous avec les constantes K_0, K_1, K_2, K_3 et K_{ln} :

$$\frac{dv_b}{dt} = 0 = K_0 + K_1 v_b + K_2 v_b^2 + K_3 v_b^3 \cdot \ln(K_{ln} v_b) \quad (III.68)$$

Référence	Stokes [46]	Hadamard [47]	Oliver & Chung [48]	Keh & Shiau [49]
τ (s)	$\frac{D_b^2 \rho_g}{18\eta_l}$	$\frac{D_b^2 \rho_g}{18A\eta_l}$	-	-
C_g	$\frac{24}{Re}$	$\frac{24}{Re} A$	$\frac{24}{Re} A \left(1 + \frac{3}{8} A^2 Re \right)$	$\frac{24}{Re} A \left(1 + \frac{3}{8} A^2 Re + \frac{9}{40} Re^2 \ln(Re) \right)$

Tableau III.3 : Constante du temps τ (s) et coefficient de traînée C_g suivant les modèles de Stokes [44], Hadamard [45], Oliver & Chung [46] et Keh & Shiau [47].

V.2.2 Correction des effets de bord

Comme l'a montré Hadamard [45], la force de frottement visqueux est liée au rapport des viscosités σ du liquide η_l et du gaz η_g , avec $\sigma = \eta_l / \eta_g$, et le coefficient modifiant le coefficient de traînée C_g (Tableau III.3) :

$$F_\eta = \frac{1}{2} \rho_l C_g S v_b^2 = 6\pi\eta_l R_b v_b A K_w \quad (III.69)$$

Haberman [48] (équation (75), p.32) a montré et défini une pondération de la force de frottement visqueux (équation (III.69)) par un coefficient de correction des effets de bord défini par la fonction $K_w(\lambda_w = D_b/D_c, \sigma = \eta_l/\eta_g)$. Cette correction dépend du rapport de viscosité σ , et du rapport de diamètre de bulle D_b relativement à celui du conduit cylindrique D_c , soit $\lambda_w = D_b/D_c$. Dans le cas d'une bulle d'air dans un liquide visqueux, on peut considérer $\sigma \gg 1$ et le coefficient de correction des effets de bord K_w se simplifie (équation (III.70)). Ainsi, la fonction $K_w(\lambda_w)$ peut être approximée par un polynôme d'ordre 2 (équation (III.71)) pour des diamètres de bulles $D_b = 0$ à 4 mm :

$$K_w = \frac{1 + 1,1379\lambda_w^5}{1 - 1,4033\lambda_w + 1,1379\lambda_w^5 - 0,72603\lambda_w^6} \quad (III.70)$$

$$K_w \approx 1 + 1,285\lambda_w + 3,260\lambda_w^2 \quad (III.71)$$

V.3 Comparaison entre théorie et résultats expérimentaux

La vitesse v_b de la bulle étant fonction de son diamètre D_b (équation (III.68)), l'évolution des vitesses de bulles en fonction de leur diamètre est tracé selon les modèles théoriques étudiés : Stokes [44], Hadamard [45], Oliver & Chung [46] et Keh & Shiau [47], et pour les deux méthodes optique et ultrasonore. La correction de l'effet de bord [48] permet de recalibrer les courbes théoriques (milieu infini) dans le cas d'un milieu fini, en cohérence avec les courbes expérimentales (vidéo et ultrasons). Par exemple, pour un diamètre $D_b = 2$ mm, le modèle théorique de Keh & Shiau [47] donne $v_b = 25$ mm/s (Figure III.20 (a)) et $Re = 0,5$ (Figure III.20 (b)).

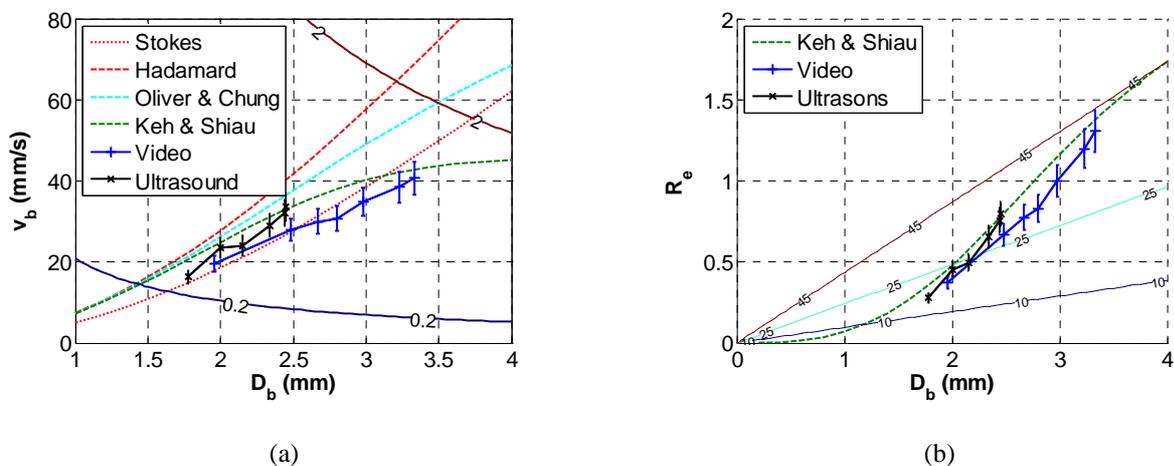


Figure III.20 : Mesures ultrasonore et vidéo de diamètres comparées aux modèles théoriques. (a) Vitesse $10 \leq v_b \leq 45$ mm/s en fonction du diamètre $0 \leq D_b \leq 4$ mm pour des nombres de Reynolds faibles $0 \leq Re \leq 2$, (b) Nombre de Reynolds en fonction du diamètre pour des vitesses $10 \leq v_b \leq 45$ mm/s.

Les courbes reliant les grandeurs D_b et v_b sont illustrées sur la Figure III.20 (a) et celles entre D_b et Re sont tracées Figure III.20 (b). Les mesures par méthode ultrasonore sont situées entre les deux modèles de base : Stokes pour une sphère solide dans un liquide et Hadamard pour une bulle de gaz dans un liquide. Tandis que les mesures données par la caméra se rapproche plus du modèle de Stokes. Cela peut être dû à la précision de détection du contour sur l'image. On peut aussi remarquer que le modèle qui se rapproche le plus des points expérimentaux est le modèle de Keh & Shiau en tenant compte des effets de bord. Les mesures par ultrasons semblent être moins précises lorsque le diamètre de la bulle devient de plus en plus grand. Comme l'illustrent les résultats expérimentaux (Figure III.20) les valeurs de vitesse et de diamètre de bulle ne concordent pas parfaitement. Si les valeurs obtenues sont proches, des différences subsistent, du fait des incertitudes de mesure, mais aussi du fait des estimateurs choisis. En effet, les mesures de vitesse (ultrasonore et vidéo) sont

basées sur des vitesses de balayage dont les logiciels ne donnent qu'une valeur approchée. La précision des mesures de diamètres est quant à elle limitée par la résolution des capteurs (ultrasonore et vidéo). Enfin le choix de l'estimateur de diamètre de bulle à -3 dB s'est fait lors d'une calibration sur un résultat de mesure (ultrasonore et vidéo) sur une même bulle pour un diamètre et une vitesse donnée. Malgré les corrections apportées, cet estimateur n'est pas parfait et doit être amélioré à l'avenir.

VI Détection de bulles dans une préforme fibreuse immergée

VI.1 Dissociation bulle-fibres

Dans une configuration où le transducteur multiéléments est statique, le B-scan résultant du balayage électronique est rafraîchi à chaque acquisition du fait de $s(x_{lf}, t, t_{acq})$.

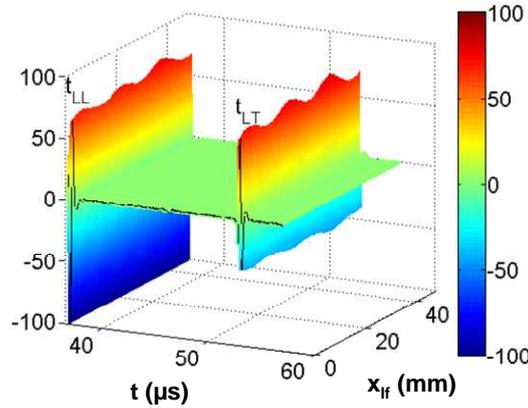


Figure III.21 : B-scan obtenu à une acquisition donnée : $s(x_{lf}, t, t_{acq})$.

De plus, l'écho d'aller-retour résultant du défaut positionné à une profondeur équivalente z correspond à un temps de vol t (équation (III.72)) dans l'huile silicone (Figure III.21) :

$$z = \frac{c_h(t - t_{LL} + \tau)}{2} \quad (\text{III.72})$$

où t_{LL} est la date d'aller-retour de l'onde longitudinale et τ la durée de l'écho.

La composante statique du signal brut $s(x_{lf}, z, t_{acq})$ correspond à des fibres (Figure III.23 (a)), elle a été extraite à partir des données brutes avec une moyenne sur les dates d'acquisition avant d'introduire les bulles (équation (III.73)), i.e. après la date correspondant à $n_{acq,statique}$:

$$s(x_{lf}, z, t_{acq}) = s_{statique}(x_{lf}, z) + s_{dynamique}(x_{lf}, z, t_{acq}) \quad (\text{III.73})$$

$$\text{avec } s_{statique}(x_{lf}, z) = \frac{1}{N_{acq}} \sum_{k=1}^{n_{acq,statique}} s(x_{lf}, z, (k-1).dt_{acq}) \quad (\text{III.74})$$

Les matériaux constitutifs peuvent être observés en raison de leur échogénicité, i.e. les propriétés acoustiques et les dimensions supérieures à la longueur d'onde.

Matériau	Z (MRa)	c_L (m/s)	ρ (kg/m ³)	z (mm)
Huile silicone	0,946	980	965	~10
Fibre de verre	12,6	5640	2240	~0,1
Air	$440 \cdot 10^{-6}$	340	1,3	~1

Tableau III.4 : Propriétés des matériaux immergés.

Le coefficient de réflexion en énergie est donné par $|R_{21}|^2 = |(Z_2 - Z_1)/(Z_2 + Z_1)|^2$ et peut être estimé à partir des propriétés acoustiques des matériaux indexés 1 et 2 (Tableau III.4). Il en résulte alors des valeurs de réflexion en énergie élevés, entre l'huile silicone (indice h) et les fibres de verre (indice fv) $R_{h/fv} \approx 74\%$, et entre l'huile silicone (indice h) et l'air (indice a) $R_{h/air} \approx 100\%$. Par conséquent, les bulles peuvent être dissociées des fibres immergées en raison de leur forte échogénicité. Comme décrit dans l'équations (III.73) les signaux des échos sont composés d'une composante statique $s_{statique}$ et composante dynamique $s_{dynamique}$, dont la première est extraite au repos (équation (III.74)). Ces signaux sont traités pour produire des images de l'enveloppe des B-scans tel que $s = s_{dynamique}(x_{lf}, 1 < z < 5,5 \text{ mm}, t_{acq})$ (Figure III.22 (b)) :

$$s_{env} = |s + j \cdot \text{Hilbert}(s)| \quad (\text{III.75})$$

Comme illustré par la Figure III.22 (a), les trois plis sont détectés à une profondeur $1,7 \text{ mm} < z < 3,3 \text{ mm}$. La bulle se faufile le long des plis du fait de la force d'Archimède. Elle est observée à $z = 2,2 \text{ mm}$ de profondeur et à la date d'acquisition $t_{acq} = 0,5 \text{ s}$ (Figure III.22 (a)), pour laquelle la bulle est localisée à la position $x_{lf} = 18 \text{ mm}$. Une estimation de la vitesse instantanée de la bulle (équation (III.60)), (Figure III.18 (a)) peut être extraite de la valeur centroïde du temps t_{acq} , (équation (III.76)) autour d'une position x_{lf} donnée :

$$t_{acq,c} = \frac{\sum_{k_{acq}=k_{acq,début}}^{k_{acq,fin}} s \cdot t_{acq}}{\sum_{k_{acq}=k_{acq,début}}^{k_{acq,fin}} s} \quad (\text{III.76})$$

De plus, la largeur de la bulle le long des positions x_{lf} (Figure III.18 (b)) peut être estimée à travers un facteur de forme FF_{tacq} :

$$FF_{tacq} = \overline{v_b} \cdot (t_{acq})_{t_{acq}} \left(s > \frac{\max(s)}{2} \right) \quad (\text{III.77})$$

Ce paramètre est déduit de la largeur de la tache sur le C-scan de la composante dynamique $s_{dynamique}(x_{if}, z, t_{acq})$ définie par les équations (III.73) et (III.74). Ces mesures instantanées (Figure III.23 (a), pointillé) sont filtrées (Figure III.23 (a), continues) à cause des perturbations du signal réfléchi sur les mèches et les fibres. Par ailleurs, la profondeur de la bulle (Figure III.23 (b)), peut être déterminée entre $3,5 \leq t_{acq} \leq 8,3$ s (Figure III.23 (a)), correspondant au temps de passage de la bulle le long du faisceau ultrasonore. En le comparant à sa vitesse dans un fluide visqueux sans obstacle, la vitesse de la bulle est réduite à cause de son interaction avec la matrice fibreuse.

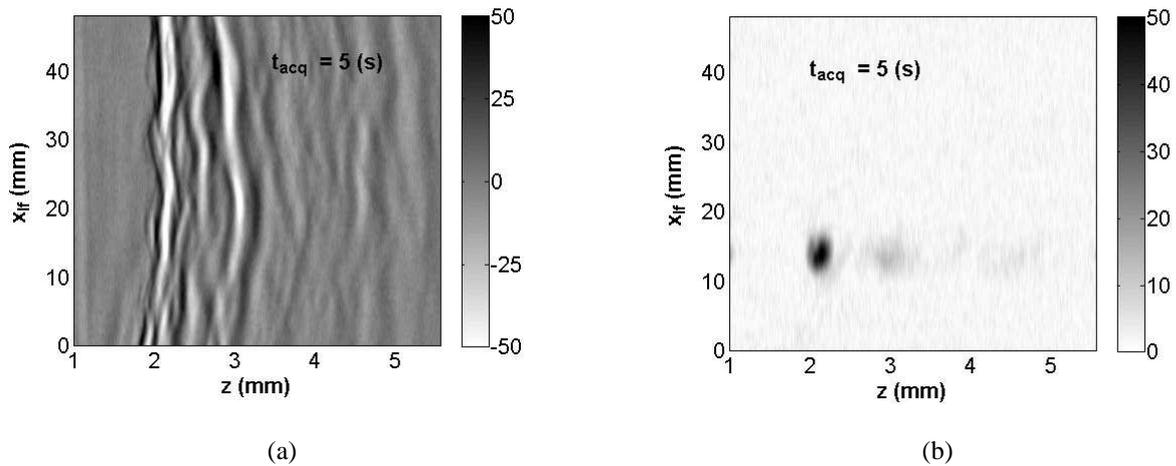


Figure III.22 : Détection et localisation d'une bulle d'air dans une matrice fibreuse immergée via
 (a) le B-scan $s_{statique}(x_{if}, z)$ des plis (b) le B-scan $s_{dynamique}(x_{if}, z)$ de la bulle.

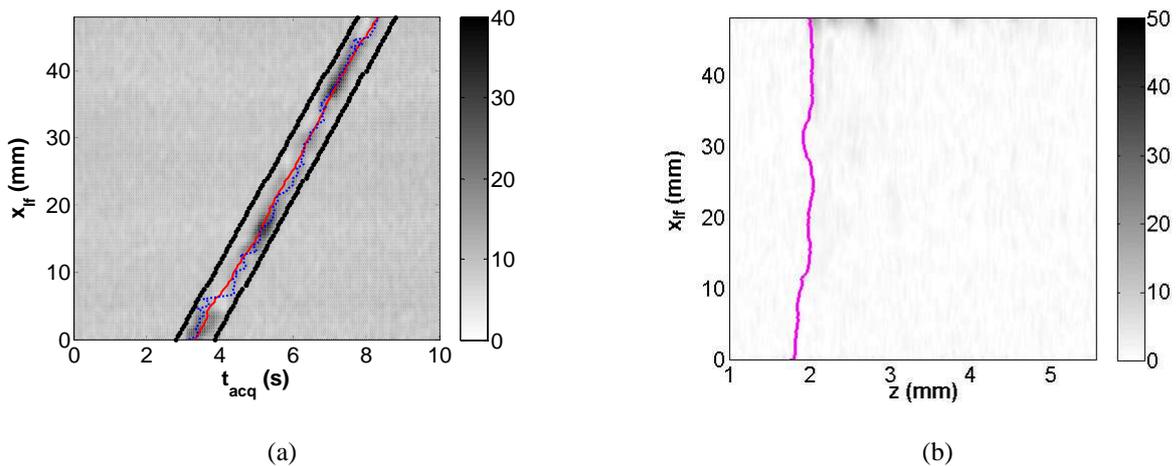


Figure III.23 : Détection et localisation spatio-temporelle d'une bulle d'air dans une matrice fibreuse immergée via (a) le C-scan avec la date de maximum local (pointillé bleu) et avec la date centroïde (continu rouge)
 (b) la succession de B-scan pour déterminer la profondeur de la bulle.

La bulle en mouvement entre les plis est quasiment uniforme avec une vitesse moyenne estimée aux alentours de $v_b \approx 10$ mm/s. On peut relever des variations de vitesse localement, ainsi qu'une variation de l'amplitude du signal rétro-diffusé. Cela est lié à la déformation de la bulle qui s'adapte au passage du chemin qu'elle se fraye entre les plis. Ces variations avec les relevés du diamètre D_b (Figure III.24 (a)) et de la vitesse v_b (Figure III.24 (b)) de la bulle en fonction de la position x_{lf} .

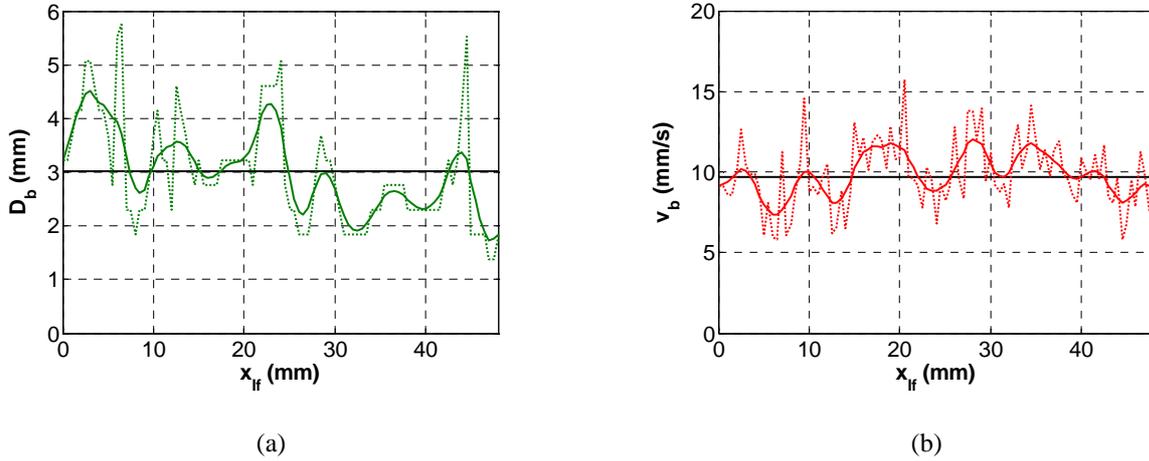


Figure III.24 : Détection d'une bulle d'air en mouvement dans une matrice fibreuse (trois plis de fibre de verre) en présence d'un fluide visqueux (a) diamètre D_b (équation (III.61)) et (b) vitesse v_b (équation (III.60)) instantanés.

VI.2 Détection et répartition de bulles

VI.2.1 Dispositif expérimental

Dans l'objectif de suivre l'évolution d'une distribution de bulles de diamètres contrôlés, un dispositif expérimental spécifique a été développé. Pour cela, l'unité d'acquisition multiéléments Tomoscan, pilotée par l'interface logicielle Tomoview (Figure III.27 (a)) a été mise en œuvre pour la détection et la caractérisation d'un nuage de macro-bulles en mouvement dans un fluide visqueux (Figure III.27 (b)). Ce dispositif, avec les bulles se déplaçant dans le sens des lois focales (balayage électronique) permet de détecter des bulles et d'en actualiser la position au cours des acquisitions successives, avec une position et une date imposées respectivement par la loi focale n_{lf} , et l'acquisition n_{acq} . Ainsi, un C-scan est constitué à partir de l'écho de fond du conduit d'écoulement et permet d'associer chaque écho (bulle) à une position et une date (x_{lf}, t_{acq}) .

Ainsi, les pentes évaluées sur les traces laissées par les échos des bulles sur les C-scans permettent de faire une estimation de la vitesse de la bulle v_b :

$$v_b = \frac{\Delta x_{lf}}{\Delta t_{acq}} \quad (III.78)$$

La vitesse d'une bulle v_b est donc estimée aux erreurs d'échantillonnage spatial et temporel près. Pour la configuration étudiée, le pas d'échantillonnage spatial est noté dx_{lf} et le pas d'échantillonnage temporel est noté dt_{acq} . En prenant en compte les incertitudes associées aux coordonnées position-temps $(x_{lf,1}, t_{acq,1})$ et $(x_{lf,2}, t_{acq,2})$ des points considérés, on obtient :

$$v_{b,exp} = \frac{x_{lf,2} \pm (dx_{lf} / 2) - x_{lf,1} \mp (dx_{lf} / 2)}{t_{acq,2} \pm (dt_{acq} / 2) - t_{acq,1} \mp (dt_{acq} / 2)} \quad (\text{III.79})$$

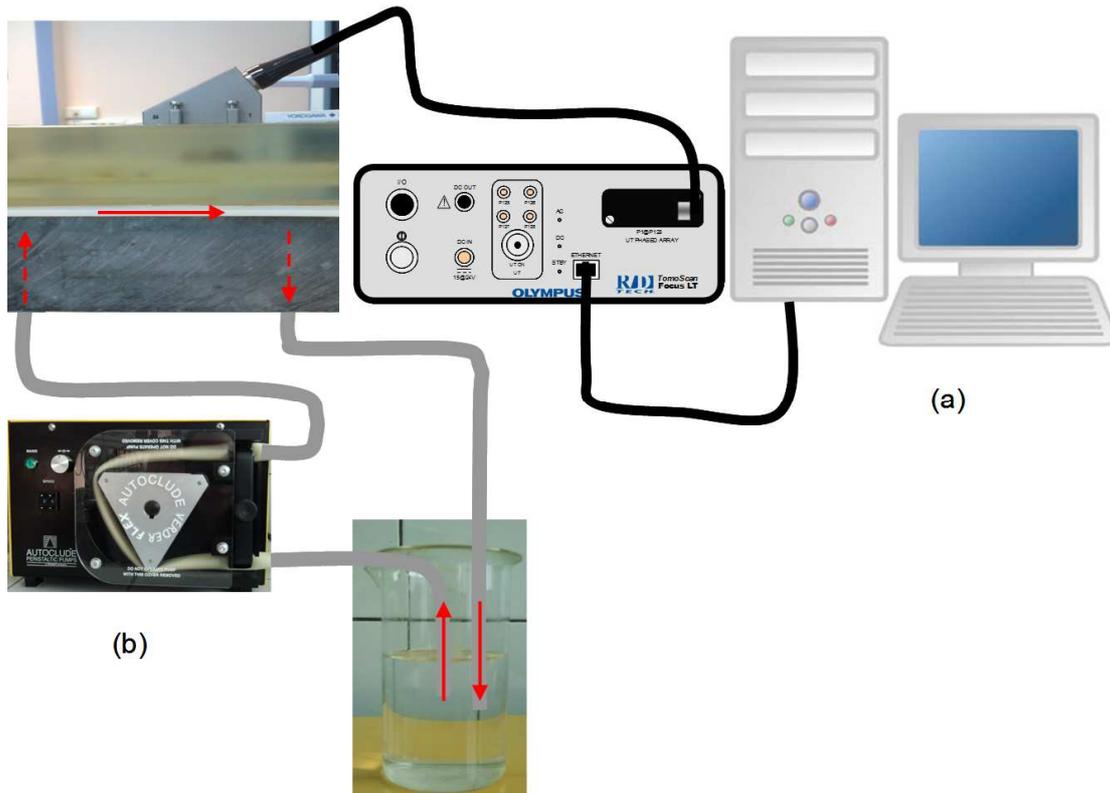


Figure III.25 : Dispositif de mesure multiéléments: (a) unité d'acquisition et transducteur et (b) dispositif de circulation du fluide visqueux et des bulles.

Le C-scan résultant de l'observation de bulles générées par aspiration d'air (Figure III.26 (a)) permet d'évaluer le nombre de bulles pour une acquisition donnée (Figure III.26 (b)). Ainsi, le nombre de bulles correspondant à la position $x_{lf} = 25$ mm au cours des $T_{acq} = 10$ s d'acquisition a été estimé par le nombre de sommets excédant le niveau de bruit, soit un seuil de détectabilité à 1,5 %.

Pour chaque bulle, la vitesse de déplacement v_b est alors estimée via l'équation (III.79), et plus particulièrement, en utilisant un traitement d'image spécifique basé sur la transformée de Hough [7], via une détection des lignes (Figure III.26 (c)). Ainsi, cet algorithme permet de déterminer le nombre de bulles et d'en estimer la vitesse (Figure III.26 (d)). Le déplacement des bulles est freiné par la viscosité du fluide et le frottement sur les parois. La vitesse moyenne des bulles est ainsi évaluée à $v_{b,m} = 55$ mm/s, inférieure à celle d'écoulement du fluide $v_f = 104$ mm/s.

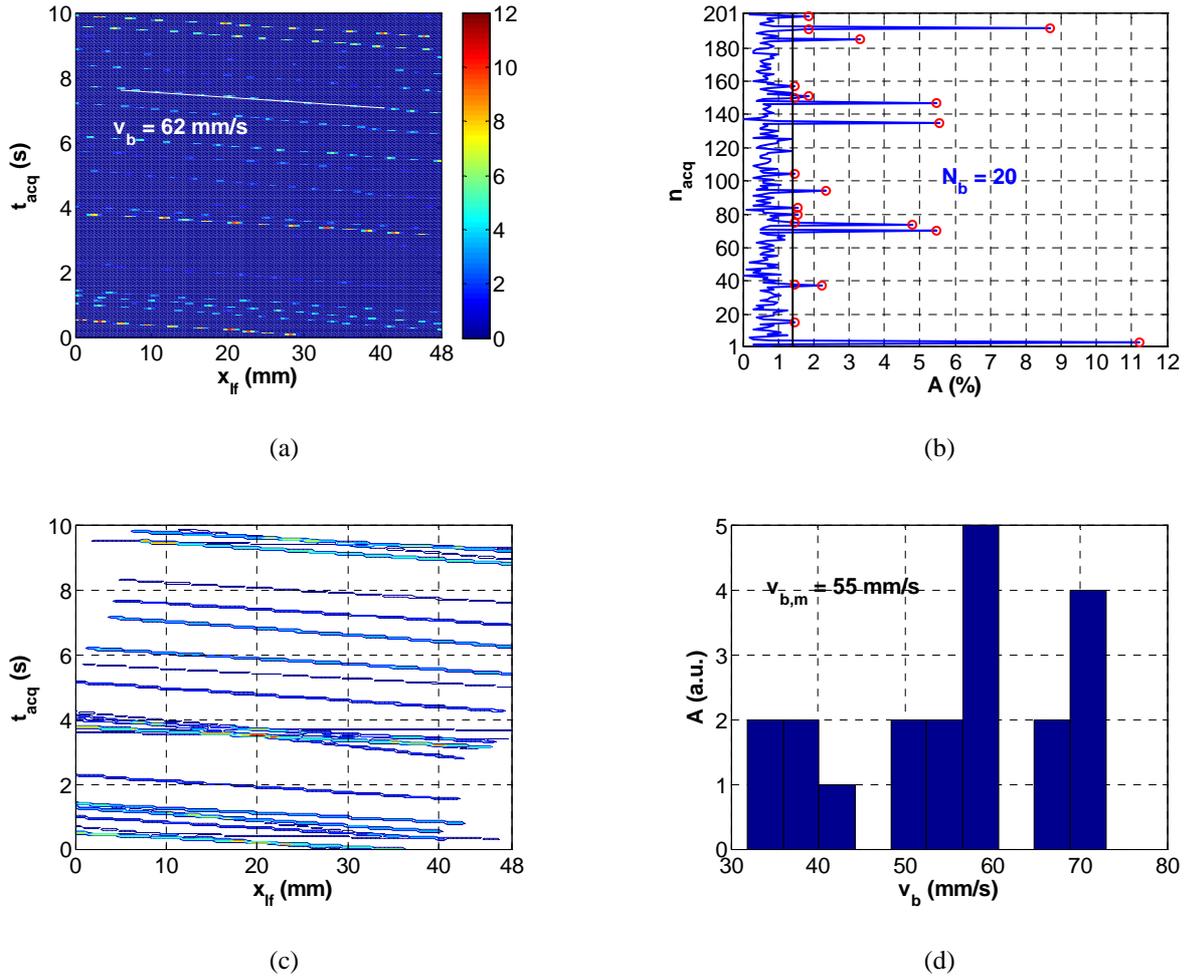


Figure III.26 : Déplacements de bulles dans un écoulement fluide visqueux : (a) C-scan de l'écho de fond du conduit d'écoulement ; (b) détection du nombre de bulles à la position $x_{if} = 25 \text{ mm}$; (c) détection des contours lignes de déplacement des bulles ; (d) distribution des vitesses des bulles v_b .

Avec le traitement présenté ici, les limites de mesure des vitesses de bulles sont imposées par l'unité de traitement global. Les vitesses de bulles ne sont mesurables avec les réglages en l'état, que sur une plage de valeur limitée. Ainsi, en deçà d'une certaine vitesse $v_{b,\min}$, les lignes apparaissent verticales (vitesse nulle), et en dessus de $v_{b,\max}$ les lignes deviennent horizontales (vitesse infinie). La limite inférieure de la vitesse mesurable $v_{b,\min}$ est conditionnée par le pas $N_s = d$ entre deux lois focales et la période d'acquisition T_{acq} ; la limite supérieure résulte du produit largeur de mesure X_{if} par la fréquence d'acquisition f_{acq} , soit :

$$\begin{cases} v_{b,\min} = \frac{d}{T_{acq}} = \frac{d \cdot f_{acq}}{N_{acq} - 1} = \frac{0,5 \times 20}{200} = 0,05 \text{ mm/s} \\ v_{b,\max} = X_{if} \cdot f_{acq} = 48 \times 20 = 960 \text{ mm/s} \end{cases} \quad (\text{III.80})$$

Les bulles détectées ont ainsi été caractérisées en terme de vitesse sur une plage de mesure limitée.

VII Réflectométrie ultrasonore d'un composite sandwich

VII.1 Caractérisation de défauts de répartition de fibres

Dans le prolongement de la détection d'hétérogénéités par multiéléments, le cas d'étude présenté s'intéresse ici à un tissu de fibres de carbone (AS7 satin 5 12K 500 g/m²) en immersion dans un fluide visqueux. Afin d'évaluer les possibilités de différenciation, des défauts de répartition de fibres ont été disposés, avec des tailles variables. Comme illustré par la Figure III.27, les défauts de fibres sont rendus visibles sur la photographie et ainsi que via l'imagerie ultrasonore associée.

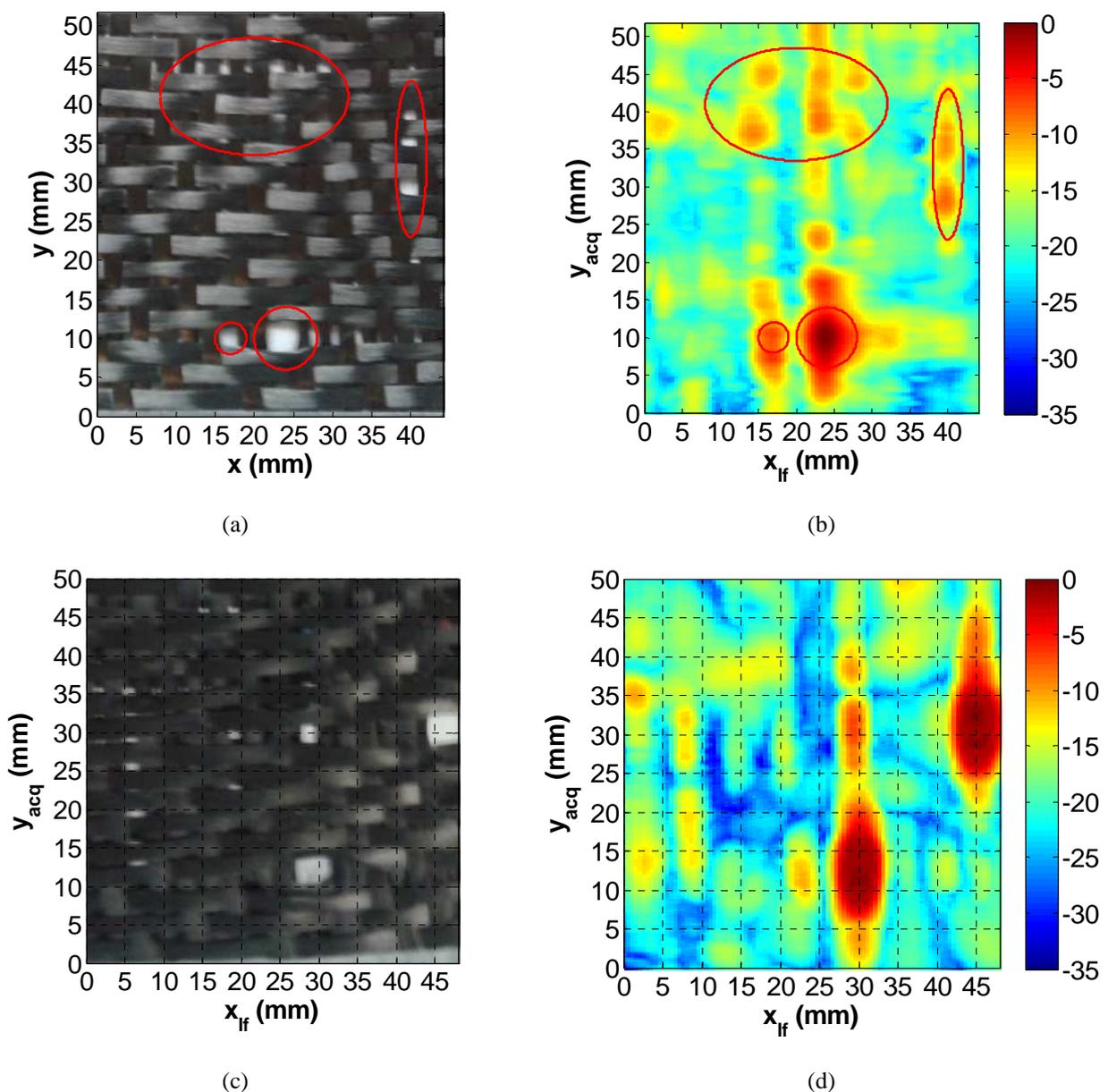


Figure III.27 : Détection de défaut de torons fibres de carbone en immersion dans un fluide visqueux pour (a), (b) un pli de fibres ; (c), (d) deux plis de fibres. (a), (c) photographie de l'échantillon et des défauts ; (b), (d) C-scan de l'écho de fond associé représenté en échelle dB.

Ainsi, les défauts de répartition visibles sur la photographie (Figure III.27 (a)) ont été détectés via le C-scan ultrasonore réalisé à partir de l'écho de fond (Figure III.27 (b)). Plus précisément, un défaut non visible sur la photographie est rendu visible par le C-scan du fait du déplacement sur toute leur longueur des torons lors de la perforation localisée en $x_{lf} = 23$ mm (Figure III.27 (b)). Les dimensions de la perforation centrée en $(x_{lf}, y_{acq}) = (23 ; 14,5)$ mm sont ainsi estimées à $6 \text{ mm} \pm 0,5 \text{ mm}$. De même, pour la perforation centrée en $(x_{lf}, y_{acq}) = (16 ; 14,5)$ mm pour laquelle on estime $4,5 \text{ mm} \pm 0,5 \text{ mm}$. Le cas d'une superposition de deux plis de fibres de carbone est illustré par la Figure III.27 montre la répartition des défauts de fibres de carbone engendrés par deux perforations débouchantes pour les deux plus visibles. Par ailleurs, d'autres défauts de fibres de l'ordre du millimètre sont visibles aussi bien sur la photographie Figure III.27 (c) apparaissent aussi sur le C-scan représentée par la Figure III.27 (d).

VII.2 Caractérisation de disparité de propriétés ultrasonores

Dans la configuration étudiée ici, on s'intéresse à la caractérisation post-fabrication d'un composite époxy-carbone fabriqué à parti de 12 plis de fibres de carbone. Les variations et motifs observés sur la photographie de l'échantillon (Figure III.28 (a)) et visibles aussi sur le C-scan de l'écho de surface (Figure III.28 (b)) laissent présager des variations locales des propriétés ultrasonores.

Sur une zone de mesure de $30 \times 20 \text{ mm}^2$, les cartographies C-scan réalisées illustrent les disparités locales de la vitesse et de l'atténuation longitudinales (Figure III.28 (c) et (d)). La fabrication de cet échantillon dans des conditions de température, pression, vide partiel non maîtrisés ont conduit à un fort taux de porosités entraînant de fortes variations de propriétés ultrasonores, i.e. une vitesse longitudinale variant localement de 1800 à 3800 m/s, et une atténuation longitudinale variant localement de 280 à 580 Np/m. Enfin, la répartition statistique des propriétés mesurées est présentée sous forme d'histogrammes, avec des fractions surfaciques supérieures à 1% pour la vitesse par tranches de 100 m/s allant de 2500 à 3800 m/s, avec une moyenne à 3300 m/s (Figure III.28 (e)) et pour l'atténuation par tranches de 20 Np/m allant de 280 à 580 Np/m, avec une moyenne à 440 Np/m (Figure III.28 (f)). La dispersion des valeurs mesurées n'est généralement pas recherchée, mais elle permet ici de mettre en avant les qualités de la mesure ultrasonore par multiéléments, et de faire ressortir l'importance d'un procédé de fabrication dont les matières premières et les conditions d'élaboration sont parfaitement maîtrisées : rampes de température, pression d'injection, valeur de seuil de vide partiel, présence d'événements, maîtrise de l'écoulement de la résine dans les plis de fibres...

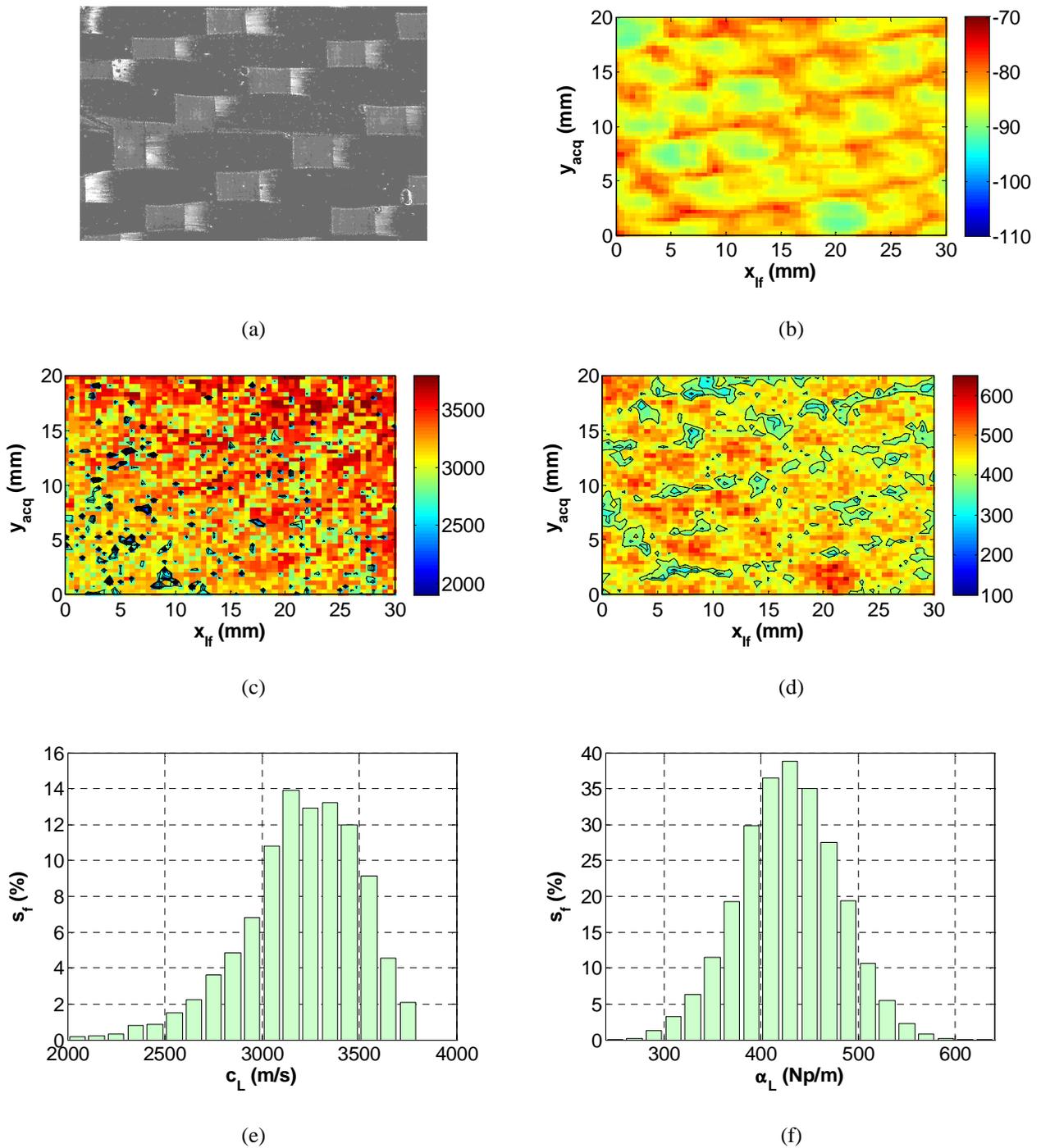


Figure III.28 : Caractérisation ultrasonore des propriétés longitudinales effectives d'un échantillon époxy/carbone : (a) photographie ; C-scans des (b) écho de surface en échelle dB ; (c) vitesse c_L (m/s) ; (d) atténuation α_L (Np/m). Répartition des propriétés en terme de fraction surfacique s_f (%) : (e) vitesse c_L (m/s) ; (f) atténuation α_L (Np/m).

VII.3 Composite peau époxy-carbone/nid d'abeille aluminium

La configuration étudiée ici est celle d'une fine peau composite collée sur du nid d'abeille. Selon la position d'inspection ultrasonore, la dernière couche est donc de la colle pour l'essentiel, de l'aluminium localement, ou de l'air directement s'il s'agit d'une zone défectueuse. Les échos des deux premiers allers-retours $u_1(t)$ et $u_2(t)$ correspondent aux signaux propagés dans le sabot seul {Rexolite} et dans la bicouche {Rexolite + peau composite}. Leurs spectres s'écrivent :

$$\begin{cases} \underline{U}_1(f) = U_0 \cdot e^{-j(k_R 2d_R)} \underline{R}_{R/C} \\ \underline{U}_2(f) = U_0 \cdot e^{-j(k_R 2d_R + k_C 2d_C)} \underline{T}_{R/C} \underline{R}_{C/3} \underline{T}_{C/R} \end{cases} \quad (\text{III.81})$$

où U_0 est l'amplitude de référence ; \underline{k}_R et \underline{k}_C sont les nombres d'onde complexes ; d_R et d_C sont les épaisseurs de Rexolite et de composite, respectivement ; \underline{T}_{ij} et \underline{R}_{ij} sont respectivement les coefficients complexes de transmission et de réflexion, avec des indices $\{i/j\}$ correspondants aux interfaces $\{R/C\}$, $\{C/3\}$, $\{C/R\}$ entre Rexolite (R), composite (C), milieu arrière (3).

Le coefficient de réflexion $\underline{R}_{C/3}$ est complexe. Il permet donc de renseigner sur le milieu 3 comme évoqué précédemment. La fonction de transfert résultant de ces deux spectres est :

$$\underline{W} = \frac{\underline{U}_2}{\underline{U}_1} = \frac{\underline{T}_{R/C} \underline{T}_{C/R}}{\underline{R}_{R/C}} \underline{R}_{C/3} e^{-jk_C 2d_C} = \underline{K} \cdot e^{-jk_C 2d_C} = |\underline{W}| \cdot e^{-j \frac{2d_C \omega}{c_C}} \quad (\text{III.82})$$

Les coefficients complexes de transmission \underline{T}_{ij} et de réflexion \underline{R}_{ij} s'écrivent :

$$\underline{T}_{R/C} = \frac{2\underline{Z}_C}{\underline{Z}_C + \underline{Z}_R} \quad \text{et} \quad \underline{T}_{C/R} = \frac{2\underline{Z}_R}{\underline{Z}_C + \underline{Z}_R} \quad (\text{III.83})$$

$$\underline{R}_{C/3} = \frac{\underline{Z}_3 - \underline{Z}_C}{\underline{Z}_3 + \underline{Z}_C} \quad \text{et} \quad \underline{R}_{R/C} = \frac{\underline{Z}_C - \underline{Z}_R}{\underline{Z}_C + \underline{Z}_R} \quad (\text{III.84})$$

où $\underline{Z}_i = \rho_i \underline{c}_{Li}$ est l'impédance acoustique complexe résultant du produit de la masse volumique ρ_i et de la vitesse longitudinale complexe $\underline{c}_{Li} = c_{Li} \cdot (1 + j \cdot \delta_{cL})$. La fonction de transfert $\underline{W}(f)$ est définie par son module $|\underline{W}| = |\underline{K}| \cdot e^{-2d_C \alpha_C}$, sa phase est fonction de la partie réelle du nombre d'onde complexe $\underline{k}_C = \omega / \underline{c}_C = \omega / c_C - j \alpha_C$ et de l'épaisseur de la peau composite d_C . Il en résulte :

$$\begin{cases} c_{C,exp}(f) = \frac{-2d_C \omega}{\text{Arg}(\underline{W})} \\ \alpha_{C,exp}(f) = \frac{1}{2d_C} \ln \left(\left| \frac{\underline{K}}{\underline{W}} \right| \right) \end{cases} \quad (\text{III.85})$$

La dissipation en loi puissance et de dispersion en vitesse sont identifiées selon les équations (II.10), (II.11) et (II.16) développées dans le chapitre II :

$$\begin{cases} \alpha_{C,pow}(f) = \alpha_0 \cdot \left(\frac{f}{f_0}\right)^n \\ c_{C,Szabo}(f) = c_{C,lin}(f) \approx c_0 \cdot \left(1 + \frac{\alpha_0 \cdot c_0}{\pi^2 f_0} n \cdot (2-n) \cdot \frac{f-f_0}{f_0}\right) \end{cases} \quad (III.86)$$

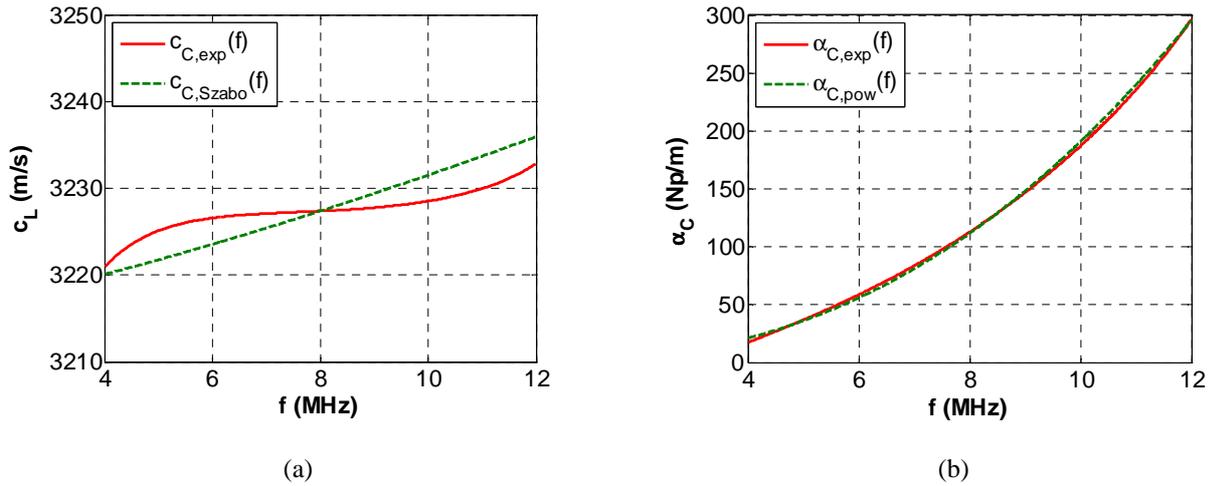


Figure III.29 : Propriétés ultrasonores de la peau composite : (a) vitesse longitudinale $c_{C,exp}$ (m/s) et (b) atténuation $\alpha_{C,exp}$ (Np/m) dans la bande passante de $f = 4$ MHz à 12 MHz du transducteur multiéléments centrée à $f_0 = 8$ MHz.

Les courbes ajustements des courbes expérimentales (équation (III.85)) à celles des modèles (équation (III.86)) ont permis d'identifier les propriétés des couches constituantes :

Matériau	ρ (kg/m ³)	c_0 (m/s)	α_0 (Np/m)	Z (MRa)	n
Rexolite	1050	2380	26,5	2,50	1,00
Composite	1530	3230	116	4,94	2,30

ρ : masse volumique ; c_0 : vitesse longitudinale à $f_0 = 8$ MHz ; α_0 : atténuation longitudinale à $f_0 = 8$ MHz ;

Z : impédance acoustique à $f_0 = 8$ MHz et n : coefficient puissance résultant de l'ajustement sur l'atténuation.

Tableau III.5 : Propriétés acoustiques des matériaux constituant la structure bicouche Rexolite/composite à $f_0 = 8$ MHz.

Sur la base des propriétés identifiées de la peau composite (Tableau III.5), on s'intéresse au coefficient de réflexion $\underline{R}_{C,eff/3}$ résultant des matériaux localement accolés à la peau composite :

$$\underline{R}_{C,eff/3} e^{-j k_{C,eff} 2d_{C,eff}} = \frac{\underline{Z}_{C,eff}^2 - \underline{Z}_R^2}{4 \underline{Z}_{C,eff} \underline{Z}_R} W = \underline{R}_{C,eff/3} e^{-j \frac{\omega}{c_{C,eff}} 2d_{C,eff}} e^{-\alpha_{C,eff} 2d_{C,eff}} \quad (III.87)$$

Ce résultat donnant $\underline{R}_{C,eff/3}$ (équation (III.87)), basé la fonction de transfert \underline{W} (équation (III.82)) est alors compensé par l'atténuation $\alpha_{C,eff}$ (équation (III.85)) dans la peau composite. Il en résulte le coefficient de réflexion compensé $\underline{R}_{C,eff}$, caractéristique de la peau composite de la plaque sandwich dite saine, référencée "G01" :

$$\underline{R}_{C,eff} = \frac{\underline{Z}_{C,eff}^2 - \underline{Z}_R^2}{4\underline{Z}_{C,eff} \underline{Z}_R} \underline{T} e^{+\alpha_{C,eff} 2d_{C,eff}} = \underline{R}_{C,eff/3} e^{-j\frac{\omega}{c_{C,eff}} 2d_{C,eff}} \quad (III.88)$$

L'analyse spectrale de la réflexion $\underline{R}_{C,eff}$ à l'interface composite/nid d'abeille, renseigne sur la vitesse dans l'assemblage peau composite/colle et sur la présence des cellules du nid d'abeille. La Figure III.30 (a) illustre la partie réelle des coefficients de réflexion compensé de la peau composite $\Re\{\underline{R}_{C,eff}\}$ en fonction de la fréquence f et de la position des lois focales x_{lf} . La Figure III.30 (b) illustre plus précisément les spectres obtenus pour deux lois focales de $\Re\{\underline{R}_{C,eff}\}$. Les deux courbes présentent des oscillations liées à la phase au cours de la propagation $\theta_{C,eff}$. Celle en trait continu rouge correspond à une faible réflexion du fait d'une transmission accrue dans des couches solides, i.e. la colle et l'aluminium du nid d'abeille. Celle en trait pointillé bleu illustre une réflexion importante liée à la désadaptation d'impédance entre la peau composite et l'air dans les cellules du nid d'abeille.

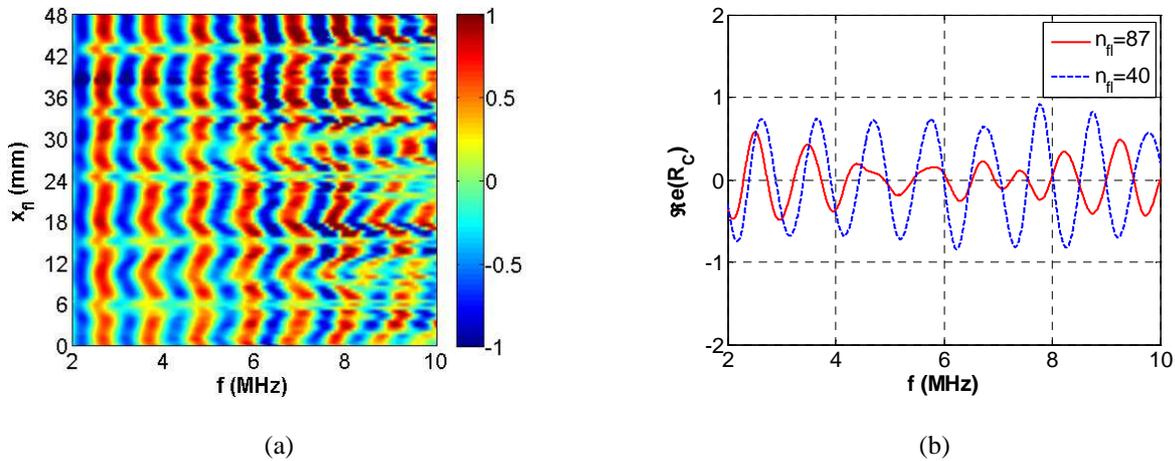


Figure III.30 : Partie réelle du coefficient de réflexion $\Re\{\underline{R}_C\}$ de la peau composite. Représentation suivant la longueur totale du champ expertisé $x_{lf} = 48$ mm (a) et coupes aux lois focales $n_{lf} = 40$ et $n_{lf} = 87$.

De manière plus quantitative, la Figure III.30 (a) illustre les variations de la partie réelle coefficient de réflexion compensé $\Re\{\underline{R}_{C,eff}\}$ en fonction de la fréquence f et en fonction de la position x_{lf} . Chacune de ces directions de variation, sont porteuses de caractéristiques de la structure composite étudiée. Du fait des allers-retours dans l'épaisseur, le coefficient $\Re\{\underline{R}_{C,eff}\}$ varie périodiquement en fonction de la fréquence, avec une période correspondant à la phase au cours de la propagation

$\theta_{C,eff} = (\omega/c_{C,eff}) \cdot 2d_{C,eff}$. La périodicité $(\Delta\omega/c_{C,eff}) \cdot 2d_{C,eff} = 2\pi$ peut être évaluée via l'écart entre deux maxima successifs, i.e. $\Delta f_{C,eff} = c_{C,eff} / (2d_{C,eff}) = 1,007$ MHz. Cette estimation conduit à une vitesse longitudinale effective $c_{C,eff} \approx 2820$ m/s dans l'assemblage de la structure bicouche peau composite/colle. Par ailleurs, la périodicité spatiale du nid d'abeille peut être identifiée selon la position de la loi focale x_{lf} . Des diminutions marquées du coefficient $\Re\{R_{C,eff}\}$ sont relevées à des positions périodiques $x_{lf} = 6, 15, 24, 33, 42$ mm. En accord avec la géométrie du nid d'abeille, cette périodicité liée à la taille des cellules du nid d'abeille collé à la peau composite a ainsi été relevée avec un motif $X_{c,R} \approx 9$ mm.

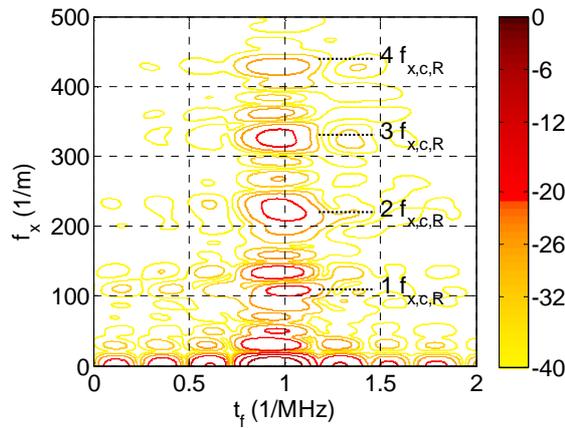


Figure III.31 : Traitement FFT 2D de la partie réelle du coefficient de réflexion $\Re\{R_{C,eff}\}$; fréquence spatiale du nid d'abeille $f_{x,c,R} = 1/X_{c,R}$ et fréquence de résonance $\Delta f_{C,eff}$ associée au matériau composite effectif noté avec l'indice C,eff .

Le traitement par FFT 2D (Figure III.31) de la partie réelle du coefficient de réflexion $\Re\{R_C\}$ fonction des variables (f, x) (illustré par la Figure III.30 (b)) produit un spectre fonction des variables réciproques (t_f, f_x) . La fréquence spatiale correspondant aux cellules du nid d'abeille est évaluée à $f_{x,c,R} = 1/X_{c,R} \approx 110$ m⁻¹. Les fréquences harmoniques peuvent aussi être observées, jusqu'à $4 \cdot f_{x,c,R}$. Cette fréquence spatiale donne une taille de cellule de nid d'abeille autour de $X_{c,R} \approx 9,10$ mm. Par ailleurs, la périodicité en fréquence est évaluée pour $f_x = 0$ m⁻¹ à $T_{f,c,R} = 1,02$ MHz⁻¹. En conséquence, la fréquence de résonance en épaisseur peut être évaluée à $\Delta f_{C,eff} = 0,98$ MHz, soit une vitesse effective moyenne $c_{C,eff} \approx 2740$ m/s. Cette valeur diffère quelque peu de celle obtenue pour la loi focale $n_{lf} = 40$ illustrée en Figure III.30 (b), du fait que l'épaisseur de colle n'est pas homogène. Sur la base des mesures préliminaires ayant permis d'estimer la vitesse dans la peau composite seule à 3230 m/s pour une épaisseur de 1,25 mm, et vitesse dans la colle seule à 1660 m/s, l'épaisseur moyenne de la colle a pu être estimée en résolvant le problème inverse à 0,11 mm.

VII.4 Composite plaque 5 plis époxy-carbone/nid d'abeille aluminium

Dans cette configuration, le cas d'une plaque composite époxy-carbone accolée à du nid d'abeille est étudié. Un B-scan résultant de l'une des acquisitions obtenues expérimentalement (Figure III.32 (a) : expérience) montre les échos caractéristiques de la structure inspectée par ultrasons. On peut y observer un premier écho d'aller-retour correspondant au sabot de Rexolite (dont les propriétés ultrasonores se rapprochent du PMMA) apparaissant à $t = 16,65 \mu\text{s}$. Ce premier écho reste invariable quelque soit la position des lois focales x_{fl} . Un deuxième écho commence à la date $t = 17,5 \mu\text{s}$, correspond à l'aller-retour dans l'épaisseur de la plaque composite époxy-carbone et est d'amplitude relativement faible. La faible amplitude de ce deuxième écho peut s'expliquer par la faible différence d'impédance entre la plaque composite et la colle, induisant une réflexion d'interface réduite. Par la suite, on peut observer par intermittence aux alentours de la date $t = 17,65 \mu\text{s}$, un écho d'aller-retour dans l'épaisseur de colle, dont la seconde interface est en contact direct avec l'air. Par ailleurs, entre ces deux premiers échos d'aller-retour résultant des ruptures d'impédance aux interfaces de la plaque composite époxy-carbone, pour $t \in [16,9 ; 17,5] \mu\text{s}$, on peut relever des échos intermédiaires, régulièrement répartis, résultants des cinq plis constituant la plaque composite. Dans la direction perpendiculaire et périodiquement aux positions $x_{fl} = 6, 15, 24, 33$ et 42 mm , l'écho de réflexion de la couche de colle s'estompe du fait de la présence des cellules du nid d'abeille. Sur la base de ces résultats expérimentaux, la résolution du problème inverse a permis de réaliser une modélisation de la structure tricouche étudiée et d'en simuler la réponse électroacoustique (Figure III.32 (b) : simulation). La méthode de décomposition en série de Debye (DSM) a donc été mise en œuvre pour modéliser la réponse électroacoustique de la structure sandwich G01 à l'aide d'un transducteur multiéléments. Le B-scan obtenu résulte ainsi de la concaténation des réponses électroacoustiques d'émission-réception correspondant aux lois focales. La différence essentielle entre le résultat expérimental (Figure III.32 (a)) et celui simulé (Figure III.32 (b)), est directement lié aux hypothèses simplificatrices, i.e. homogénéité des matériaux et interfaces planes, prises en compte pour la simulation par la méthode DSM (Figure III.32 (b)). Cependant, une étude et une modélisation plus poussées permettraient de prendre en compte la variabilité des propriétés ultrasonores dans l'épaisseur. En effet, la présence des plis de carbone imprégnés de résine époxy induisent des variations de densité, célérité et atténuation localement [49]. La simulation du B-scan par la méthode DSM a cependant permis de proposer une forme de la cartographie conforme à celle observée expérimentalement, sur la base d'une modélisation tricouche avec une géométrie périodique et dépendante de la position focale x_{fl} .

Enfin, cette modélisation ouvre la perspective d'améliorations tant sur la partie modélisation de la réponse impulsionnelle par une fonction de distribution dissymétrique, que sur la modélisation de matériaux hétérogènes tels que les composites.

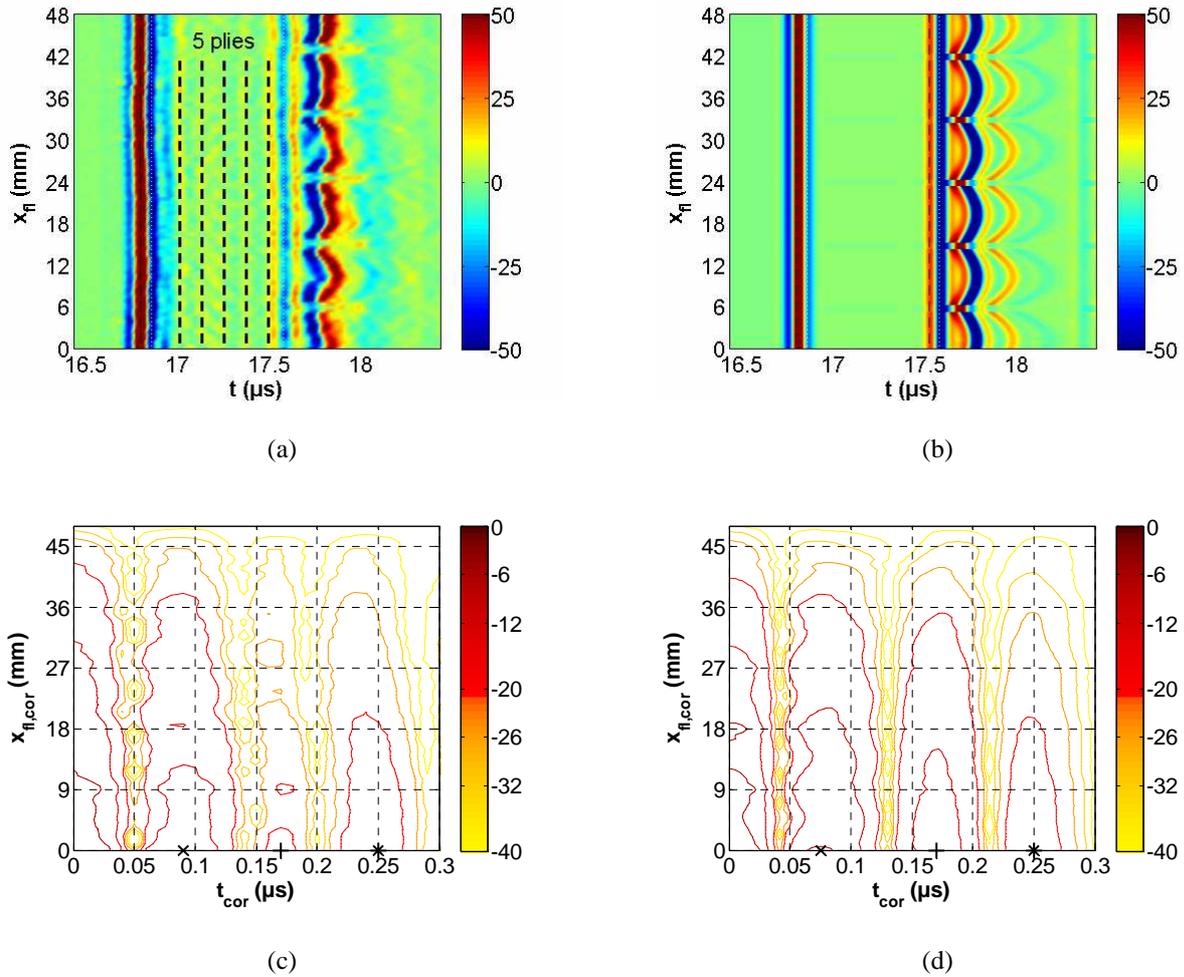


Figure III.32 : Imagerie ultrasonore multiéléments d'une plaque sandwich "saine" (G01) (a), (b) B-scan : (a) expérience et (b) simulation par la méthode DSM ; (c), (d) autocorrélation 2D des signaux B-scan pour $t = 17,35$ à $17,8 \mu\text{s}$: (c) expérience et (d) simulation.

Une analyse de la périodicité a été mise en œuvre par autocorrélation 2D des B-scans (Figure III.32 (a) et (b)) sur une fenêtre temporelle de $t \in [17,35 ; 17,80] \mu\text{s}$, sur le résultat expérimental (Figure III.32 (c)) et la simulation (Figure III.32 (d)). Les maxima liés au nid d'abeille sont observés lorsque $t_{cor} = 0 \mu\text{s}$ pour les positions $x_{f,cor} = 9 \text{ mm}$ (Figure III.32 (c) et Figure III.32 (d)) et $2 \cdot x_{f,cor} = 18 \text{ mm}$ (Figure III.32 (d)) avec les contours d'isovaleurs obtenues à -6 dB . Les Figure III.32 (c) et Figure III.32 (d), présentent un premier maximum selon la direction temporelle t_{cor} , attendu pour un signal sinusoïdal en $T_0/2 \approx 0,062 \mu\text{s}$, alors qu'il est observé à $0,090 \mu\text{s}$ via l'expérience et à $0,075 \mu\text{s}$ via la simulation (marqueur "x"). Ce décalage s'explique par l'atténuation croissante avec la fréquence, entraînant un décalage du spectre vers les basses fréquences. Le second maximum local selon la direction temporelle t_{cor} s'étend de $0,140$ à $0,200 \mu\text{s}$, avec une moyenne à $0,170 \mu\text{s}$, correspondant à la moyenne du temps de propagation dans la couche de colle (marqueur "+"). Le troisième maximum local correspond à la somme des deux précédents : $t_{cor} \approx 0,250 \mu\text{s}$ (marqueur "*").

VII.5 Détection de délaminage (plaque G02) par transducteur ME

Dans cette partie, des B-scans ultrasonores sont réalisés sur une largeur $X_{lf} = 48$ mm définie par le balayage de toutes les lois focales, au cours d'une campagne d'acquisition avec un balayage mécanique selon la direction y . Les B-scans obtenus permettent de localiser la position du défaut selon cet axe y et celui isolé au dessus du défaut permet de mettre en évidence sa largeur selon l'axe de balayage électronique x (Figure III.33 (a)). On peut discerner différents échos réfléchis : celui induit par le sabot en Rexolite est bien visible à environ $t_R = 17,2 \mu s$. Celui renvoyé par la surface du composite apparaît à $t_C = 17,4 \mu s$ et la différence de temps $\Delta t = 0,2 \mu s$ correspond au temps de propagation dans le gel couplant. Les échos réfléchis par le défaut (film Teflon) à $t = 17,75 \mu s$ et par l'interface avec le nid d'abeille à $t = 18,5 \mu s$ sont nettement visibles. Les A-scans relevés aux positions $x_{lf} = 6$ mm (sans défaut) et $x_{lf} = 24$ mm (avec défaut) sont illustrés par la Figure III.33 (b). Suite à cette analyse, le défaut est localisé à la profondeur $h = 0,7$ mm dans l'épaisseur $d_C = 1,6$ mm de la plaque composite. Sans préjuger de sa forme, la largeur du défaut peut être évaluée à partir des positions $x_{lf} = 12$ et 36 mm, soit $D_x \approx 24$ mm.

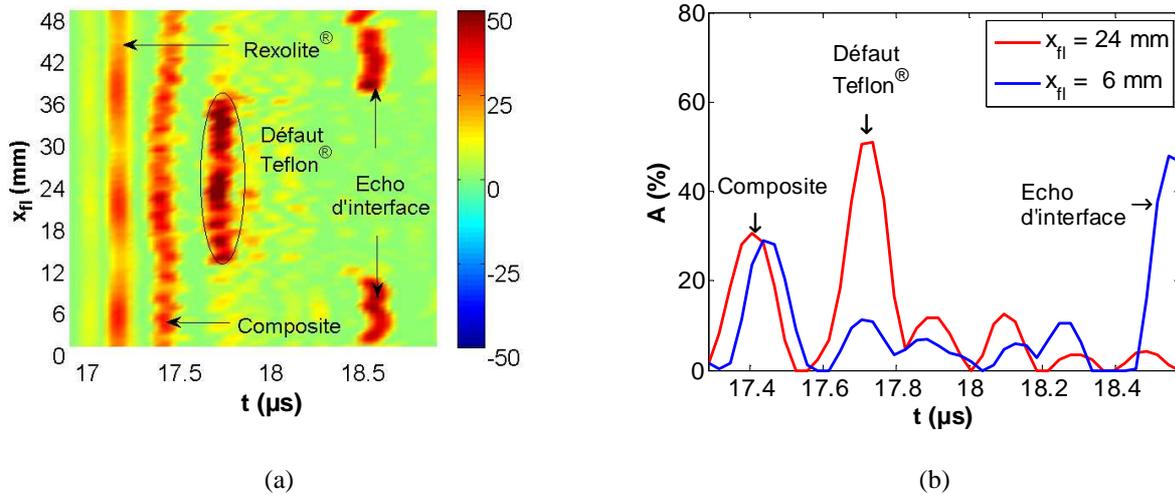


Figure III.33 : Localisation et dimensionnement d'un délaminage (film Teflon). (a) B-scan et (b) A-scans aux positions $x_{lf} = 6$ mm (sans défaut) et $x_{lf} = 24$ mm (avec défaut).

Comme cela a été évoqué préalablement, le balayage électronique selon x et mécanique selon y permettent de constituer un signal 3D $s(t, x_{lf}, y_{acq})$. Un C-scan de dimensions $N_{lf} \times N_{acq} = 97 \times 201$ points de coordonnées (x_{lf}, y_{acq}) , est ainsi constitué de N_{lf} loi focales et N_{acq} acquisitions :

$$s_C(x_{lf}, y_{acq}) = \max \left\{ s(t, x_{lf}, y_{acq}) \right\}_{t_{\min} < t < t_{\max}} \quad (III.89)$$

Pour illustration, les C-scans $s_C(x_{lf}, y_{acq})$ des plaques "saine" G01 (Figure III.34 (a)) et "avec délaminage" G02 (Figure III.34 (b)) sont construits en moyennant les maxima des amplitudes, dans

la fenêtre d'observation $t \in [18,0 ; 18,5] \mu\text{s}$ pour chaque position focale $0 < x_{lf} < X_{lf} = 48 \text{ mm}$ et chaque position d'acquisition $0 < y_{acq} < Y_{acq} = 48 \text{ mm}$.

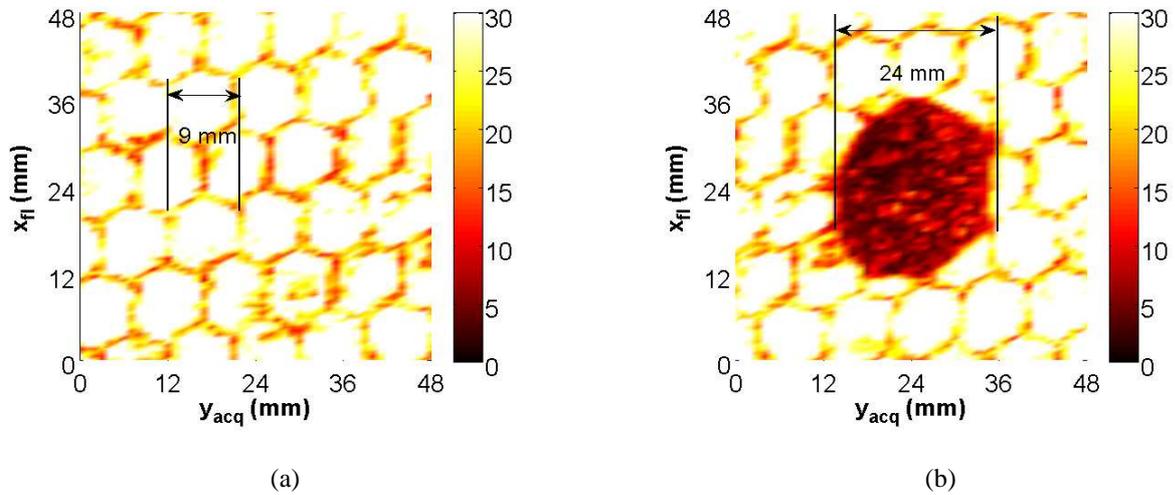


Figure III.34 : C-scan $s_C(x_{lf}, y_{acq})$ des plaques (c) G01 "saine" et (d) G02 "avec délaminage".

L'imagerie ultrasonore, via les C-scan des plaques G01 (Figure III.34 (a)) et G02 (Figure III.34 (b)) permettent ainsi d'évaluer la qualité du collage. Ces C-scans donnent à voir l'interface composite/air en blanc et la structure pavée hexagonale correspondants aux contours du nid d'abeille accolé à la plaque composite. Le B-scan illustré en Figure III.33 (a) illustre l'effet occultant d'un délaminage (défaut de Teflon) sur l'écho de fond de la plaque composite. La Figure III.34 (b) permet ainsi d'en estimer les dimensions suivant x_{lf} et y_{acq} à $D_x \approx D_y \approx 24 \text{ mm}$.

VIII Conclusion et perspectives

Dans ce chapitre, les possibilités de détection ultrasonore via un transducteur multiéléments ont été présentées en lien avec la géométrie du problème traité, et mises en œuvre à travers différentes applications. Cette problématique a été développée sur la base du développement d'outils de caractérisation ultrasonore pour l'assistance et l'amélioration de techniques de fabrications de matériaux composites de type polymère/fibre. Pour cela, plusieurs parties ont été développées, dans l'objectif d'une application de détection de porosités en milieu complexe.

Dans une première partie, sur la base d'une synthèse bibliographique, des outils de modélisation originaux ont été développés pour le calcul de rayonnement ultrasonore d'une source multiéléments focalisée. Pour cela, l'intégrale de Rayleigh a été introduite et a conduit au développement d'outils de propagation ultrasonore en milieu fluide homogène développés pour des géométries de sources

canoniques. Parmi ces derniers, la méthode de décomposition en ondes planes présente de nombreux avantages, dont celui de permettre l'échantillonnage d'une source de géométrie cartésienne décomposable dans le domaine fréquentiel via la FFT 2D. Via cette approche, le diagramme de rayonnement de la source a été déterminé en 3D, et le calcul de la correction de diffraction d'une source multiéléments focalisé a été abordé de façon originale.

Dans une deuxième partie, les traitements permettant la détection par imagerie ultrasonore multiéléments sont développés pour la détection de micro-bulles en mouvement dans un fluide visqueux, puis dans un milieu fluide visqueux comportant des plis de fibres de carbone immergées. Ainsi, les dimensions et la vitesse d'une bulle d'air en montée libre sont confrontées à des mesures vidéo et à des modèles théoriques, démontrant la fiabilité d'une mesure ultrasonore. Ensuite, la soustraction de la composante statique aux données ultrasonores acquises a permis de faire ressortir la composante dynamique rétrodiffusé par une bulle en mouvement entre des plis d'un milieu fibreux, et d'en extraire les caractéristiques dimensionnelles et cinétiques. Enfin, les vitesses d'un ensemble de bulles en mouvement ont été mesurées simultanément via un algorithme emprunté au traitement de l'image : la transformée de Hough.

Dans la troisième partie, le traitement des signaux acquis via des transducteurs multiéléments par réflectométrie ultrasonore a été mis en œuvre sur des matériaux à bases de fibres de carbone afin d'en évaluer l'uniforme répartition (pré-fabrication). Cette même technique a ensuite été appliquée sur un matériau composite époxy-carbone caractérisé en immersion (post-fabrication). Par la suite, les caractéristiques de plaques composites époxy-carbone seules, puis accolées à des structures en nid d'abeille aluminium ont pu être évaluées, et l'hétérogénéité d'une plaque constituée de 5 plis de fibres de carbone a été détecté. Malgré des propriétés acoustiques voisines de celles de la plaque composite époxy-carbone, l'épaisseur de la colle liant le nid d'abeille et située sur la face opposée à celle de l'inspection ultrasonore a pu être évaluée précisément. La qualité du collage a ainsi pu être évaluée avec l'échogénicité du nid d'abeille, et les éventuels délaminages ont été détectés et dimensionnés.

Les perspectives portent sur l'amélioration de la précision de mesure et sur l'étude de nouvelles configurations, avec bien évidemment en premier lieu l'augmentation de la fréquence centrale des transducteurs multiéléments [50, 51, 52, 53] et l'amélioration de la dynamique de détection liée et au transducteur et à toute la chaîne d'émission-réception. En ce sens, la recherche académique et la R&D biomédicale et industrielle continuent d'œuvrer conjointement. Les systèmes électroniques et informatiques associées aux transducteurs multiéléments permettent l'incidence oblique, l'exploitation de l'effet Doppler ou de la non-linéarité de milieux inspectés. Des techniques d'émission-réception basées sur une reconstruction du champ à partir de contributions élémentaires tels que les méthodes dites de FMC (*Full Matrix Capture*) associée à la TFM (*Total Focusing*

Method) [54, 55, 56, 57, 58, 59, 60] ou encore PWI (*Plane Wave Imaging*) [61, 62, 63] ouvrent des perspectives de focalisation adaptative, de post-traitement et d'analyse évolués des données ultrasonores à explorer. Cependant, ces possibilités sont tempérées par les capacités et l'efficacité de tels traitements, tant en terme de stockage qu'en terme de vitesse. L'imagerie ultrasonore via un transducteur multiéléments constitue donc un outil de diagnostic et de caractérisation dont les performances et traitements sont constamment en développement [64, 65]. Les limitations actuelles sont liées à la fois à la rapidité des systèmes de traitement de données (électronique), à l'efficacité et à l'ouverture des logiciels (trop souvent propriétaires) et aux capacités de traitement (processeurs) et de stockage (mémoires) des données ainsi générées. Les aspects technologiques (sondes, systèmes d'émission-réception et stockage des données) en font un secteur de développement intimement lié aux domaines de la microélectronique et de l'informatique [57]. Les potentiels de R&D intéressent donc autant les électroniciens et informaticiens, industriels et académiques. Les domaines d'application sont nombreux et variés dans les secteurs biomédical (échographie, thérapie) ou industriel (END, CND). Les évolutions récentes ouvrent des perspectives en temps-réel tant dans le suivi de propriétés (*monitoring*), qu'en imagerie 2D, 3D ou 3D dynamique ("4D") [66, 67], que leur couplage avec des systèmes dits "intelligents", permettant de réaliser des traitements automatiques de détection et de diagnostique.

IX Références

- [1] S.-C. Wooh and Y. Shi, "Influence of phased array element size on beam steering behavior," *Ultrasonics*, vol. 36, no. 6, pp. 737–749, 1998. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0041624X97001649>
- [2] R. Huang and L. Schmerr, "Characterization of the system functions of ultrasonic linear phased array inspection systems," *Ultrasonics*, vol. 49, pp. 219–225, 2009.
- [3] G. X. Shen, J. Wu, and F. E. Boada, "Multiple channel phased arrays for echo planar imaging," *Magnetic Resonance Materials in Physics, Biology and Medicine*, vol. 11, no. 3, pp. 138–143, 2000. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1352866100001265>
- [4] W. Kerr, P. Rowe, and S. G. Pierce, "Accurate 3d reconstruction of bony surfaces using ultrasonic synthetic aperture techniques for robotic knee arthroplasty," *Computerized Medical Imaging and Graphics*, vol. 58, pp. 23–32, 2017. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0895611117300204>

- [5] Y. Sun, Y. Kang, and C. Qiu, “A new NDT method based on permanent magnetic field perturbation,” *NDT & E International*, vol. 44, no. 1, pp. 1–7, 2011. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0963869510000083>
- [6] M. V. Felice and Z. Fan, “Sizing of flaws using ultrasonic bulk wave testing: A review,” *Ultrasonics*, vol. 88, pp. 26–42, 2018. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0041624X17309708>
- [7] Olympus, *Phased array testing : basic theory for industrial applications*, olympus NDT ed., NDT Field Guides, 2010.
- [8] S.-C. Wooh and Y. Shi, “Optimum beam steering of linear phased arrays,” *Wave Motion*, vol. 29, no. 3, pp. 245–265, 1999. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0165212598000390>
- [9] T. Wang, C. Zhang, A. Aleksov, I. Salama, and A. Kar, “Two-dimensional analytic modeling of acoustic diffraction for ultrasonic beam steering by phased array transducers,” *Ultrasonics*, vol. 76, pp. 35–43, 2017. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0041624X1630347X>
- [10] L. Azar, Y. Shi, and S. Wooh, “Beam focusing behavior of linear phased arrays,” *NDT & E International*, vol. 33, no. 3, pp. 189–198, 2000. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0963869599000432>
- [11] M. Buchanan and K. Hynynen, “Design and experimental evaluation of an intracavitary ultrasound phased array system for hyperthermia,” *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*, vol. 41, no. 12, pp. 1178–1187, Dec 1994.
- [12] M. Born, E. Wolf, A. Bhatia, P. Clemmow, D. Gabor, A. Stokes, A. Taylor, P. Wayman, and W. Wilcock, *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*, 7th ed. Cambridge University Press, 1999. [Online]. Available: <https://archive.org/details/PrinciplesOfOptics>
- [13] K. Sbai, “Application of the impulse response approach to the radiation modelling of arbitrarily structured transducers array,” Thèse, Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambresis, Jun. 1996. [Online]. Available: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00687979>
- [14] J. Archer-Hall, A. Bashter, and A. Hazelwood, “A means for computing the Kirchhoff surface integral for a disk radiator as a single integral with fixed limits,” *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 65, no. 6, pp. 1568–1570, 1979. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1121/1.382798>
- [15] J. Archer-Hall and D. Gee, “A single integral computer method for axisymmetric transducers with various boundary conditions,” *NDT International*, vol. 13, no. 3, pp. 95–101, 1980. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0308912680900589>

- [16] P. Pesque and M. Fink, “Effect of the planar baffle impedance in acoustic radiation of a phased array element theory and experimentation,” in *IEEE 1984 Ultrasonics Symposium*, Nov 1984, pp. 1034–1038.
- [17] P. Maréchal, “Transducteurs mono-élément pour l’imagerie ultrasonore haute résolution : modélisation, réalisation et caractérisation,” Thèse, Université François Rabelais, Dec. 2004. [Online]. Available: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00010031>
- [18] K. B. Ocheltree and L. A. Frizzel, “Sound field calculation for rectangular sources,” *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 36, no. 2, pp. 242–248, March 1989.
- [19] E. G. Williams and J. D. Maynard, “Numerical evaluation of the Rayleigh integral for planar radiators using the FFT,” *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 72, no. 6, pp. 2020–2030, 1982. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1121/1.388633>
- [20] E. G. Williams, “Numerical evaluation of the radiation from un baffled, finite plates using the FFT,” *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 74, no. 1, pp. 343–347, 1983. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1121/1.389683>
- [21] P. R. Stepanishen and K. C. Benjamin, “Forward and backward projection of acoustic fields using FFT methods,” *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 71, no. 4, pp. 803–812, 1982. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1121/1.387606>
- [22] R. N. Bracewell, *The Fourier transform and its applications*, 2nd ed. McGraw-Hill New York, 1978.
- [23] E. G. Williams, *Fourier acoustics: Sound radiation and nearfield acoustical holography*, E. G. Williams, Ed. London: Academic Press, 1999. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780127539607500103>
- [24] B. Osgood, *The Fourier transform and its applications*, S. U. Electrical Engineering Department, Ed., 2007. [Online]. Available: <https://see.stanford.edu/materials/lsoftae261/book-fall-07.pdf>
- [25] P. Pedersen and D. Orofino, “Modeling of received ultrasound signals from finite planar targets,” *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 43, no. 2, pp. 303–311, March 1996.
- [26] D. Orofino and P. Pedersen, “Efficient angular spectrum decomposition of acoustic sources. I. Theory,” *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 40, no. 3, pp. 238–249, May 1993.
- [27] ———, “Efficient angular spectrum decomposition of acoustic sources. II. Results,” *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 40, no. 3, pp. 250–257, May 1993.

- [28] P. Wu, R. Kazys, and T. Stepinski, “Analysis of the numerically implemented angular spectrum approach based on the evaluation of two-dimensional acoustic fields. Part II. Characteristics as a function of angular range,” *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 99, no. 3, pp. 1349–1359, 1996. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1121/1.414713>
- [29] —, “Analysis of the numerically implemented angular spectrum approach based on the evaluation of two-dimensional acoustic fields. Part I. Errors due to the discrete Fourier transform and discretization,” *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 99, no. 3, pp. 1339–1348, 1996. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1121/1.414712>
- [30] —, “Optimal selection of parameters for the angular spectrum approach to numerically evaluate acoustic fields,” *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 101, no. 1, pp. 125–134, 1997. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1121/1.418013>
- [31] X. Zeng and R. J. McGough, “Optimal simulations of ultrasonic fields produced by large thermal therapy arrays using the angular spectrum approach,” *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 125, no. 5, pp. 2967–2977, 2009. [Online]. Available: <https://asa.scitation.org/doi-abs/10.1121/1.3097499>
- [32] X. Zeng and R. McGough, “Evaluation of the angular spectrum approach for simulations of near-field pressures,” *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 123, no. 1, pp. 68–76, 2008. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1121/1.2812579>
- [33] U. Vyas and D. Christensen, “Ultrasound beam propagation using the hybrid angular spectrum method,” in *2008 30th Annual International Conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society*, Aug 2008, pp. 2526–2529.
- [34] U. Vyas and D. A. Christensen, “Extension of the angular spectrum method to calculate pressure from a spherically curved acoustic source,” *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 130, no. 5, pp. 2687–2693, 2011. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1121/1.3621717>
- [35] U. Vyas and D. Christensen, “Ultrasound beam simulations in inhomogeneous tissue geometries using the hybrid angular spectrum method,” *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 59, no. 6, pp. 1093–1100, June 2012.
- [36] Y. Du, H. Jensen, and J. A. Jensen, “Investigation of an angular spectrum approach for pulsed ultrasound fields,” *Ultrasonics*, vol. 53, no. 6, pp. 1185–1191, 2013. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0041624X13000619>
- [37] J. A. Jensen and N. B. Svendsen, “Calculation of pressure fields from arbitrarily shaped, apodized, and excited ultrasound transducers,” *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 39, no. 2, pp. 262–267, March 1992.
- [38] J. Jensen, “Field: A program for simulating ultrasound systems,” *Medical & Biological Engineering & Computing*, vol. 34, pp. 351–353, 1996.

- [39] J. De Belleval, N. Messaoud Nacer, and N. Mercier, “Modélisation de faisceaux de transducteurs ultrasonores par spectre angulaire impulsionnel,” *Journal de Physique IV Colloque*, vol. 04, no. C5, pp. 311–314, 1994. [Online]. Available: <https://hal.archives-ouvertes.fr/jpa-00253058>
- [40] D. Belgroune, J. De Belleval, and H. Djelouah, “A theoretical study of ultrasonic wave transmission through a fluid-solid interface,” *Ultrasonics*, vol. 48, no. 3, pp. 220–230, 2008. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0041624X08000061>
- [41] ———, “Angular Spectrum Method for the focused acoustic field of a linear transducer,” *Physics Procedia*, vol. 70, no. Supplement C, pp. 231–235, 2015, proceedings of the 2015 ICU International Congress on Ultrasonics, Metz, France. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1875389215008846>
- [42] K. Matsushima, “Shifted angular spectrum method for off-axis numerical propagation,” *Optics Express*, vol. 18, 2010. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1364/OE.18.018453>
- [43] T. M. Louw, T. C. Jackson, A. Subramanian, and H. J. Viljoen, “Simulation of acoustic fields in fluid, solid and porous layers by the combined transfer matrix/angular spectrum approach with applications in bioacoustics,” *Wave Motion*, vol. 56, pp. 122–136, 2015. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0165212515000244>
- [44] G. Stokes, “On the theories of the internal friction in fluids in motion, and of the equilibrium and motion of elastic solids,” *Transaction of the Cambridge Philosophical Society*, vol. 8, pp. 287–342, 1845.
- [45] J. Hadamard, “Mouvement permanent lent d’une sphère liquide et visqueuse dans un liquide visqueux,” *Comptes Rendus de l’Académie des Sciences*, vol. 152, pp. 1735–1738, 1911.
- [46] D. Oliver and J. Chung, “Flow about a fluid sphere at low to moderate Reynolds numbers,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 177, pp. 1–18, 1987.
- [47] H. Keh and S. Shiau, “Effects of inertia on the slow motion of aerosol particles,” *Chemical Engineering Science*, vol. 55, pp. 4415–4421, 2000. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0009250900000919>
- [48] W. Haberman and R. Sayre, “Motion of rigid and fluid spheres in stationary and moving liquids inside cylindrical tubes,” Thèse, 1958. [Online]. Available: <http://www.dtic.mil/dtic/tr/fulltext/u2/206307.pdf>
- [49] N. T. Duong, “Acoustic cartography and characterization of composite materials : application in the evaluation of the porosity volume ratio in a composite material rtm,” Theses, Université du Havre, Dec. 2015. [Online]. Available: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01412178>

- [50] R. Liu, K. A. Harasiewicz, and F. S. Foster, “Interdigital pair bonding for high frequency (20-50 MHz) ultrasonic composite transducers,” *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 48, no. 1, pp. 299–306, Jan 2001.
- [51] G. Matte, P. V. Neer, M. Danilouchkine, J. Huijssen, M. Verweij, and N. Jong, “Optimization of a phased-array transducer for multiple harmonic imaging in medical applications: frequency and topology,” *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 58, no. 3, pp. 533–546, March 2011.
- [52] A. Bezanson, R. Adamson, and J. A. Brown, “Fabrication and performance of a miniaturized 64-element high-frequency endoscopic phased array,” *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 61, no. 1, pp. 33–43, January 2014.
- [53] C. T. Chiu, B. J. Kang, P. Eliahoo, T. Abraham, and K. K. Shung, “Fabrication and characterization of a 20-MHz microlinear phased-array transducer for intervention guidance,” *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 64, no. 8, pp. 1261–1268, Aug 2017.
- [54] C. Holmes, B. W. Drinkwater, and P. D. Wilcox, “Post-processing of the full matrix of ultrasonic transmit-receive array data for non-destructive evaluation,” *NDT & E International*, vol. 38, no. 8, pp. 701–711, 2005. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0963869505000721>
- [55] ———, “Advanced post-processing for scanned ultrasonic arrays: Application to defect detection and classification in non-destructive evaluation,” *Ultrasonics*, vol. 48, no. 6, pp. 636–642, 2008, selected Papers from ICU 2007. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0041624X08001455>
- [56] M. Sutcliffe, M. Weston, B. Dutton, P. Charlton, and K. Donne, “Real-time full matrix capture for ultrasonic non-destructive testing with acceleration of post-processing through graphic hardware,” *NDT & E International*, vol. 51, pp. 16–23, 2012. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0963869512000850>
- [57] J. Cruza, M. Perez, J. Moreno, and C. Fritsch, “Real time fast ultrasound imaging technology and possible applications,” *Physics Procedia*, vol. 63, pp. 79–84, 2015, 43rd Annual UIA Symposium 23-25 April 2014 CSIC Madrid, Spain. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S187538921500084X>
- [58] T. Lukomski, “Full-matrix capture with phased shift migration for flaw detection in layered objects with complex geometry,” *Ultrasonics*, vol. 70, pp. 241–247, 2016. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0041624X16300580>
- [59] K. Nakahata, S. Tokumasu, A. Sakai, Y. Iwata, K. Ohira, and Y. Ogura, “Ultrasonic imaging using signal post-processing for a flexible array transducer,” *NDT & E International*,

- vol. 82, pp. 13–25, 2016. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0963869516300251>
- [60] L. Lin, H. Cao, and Z. Luo, “Total focusing method imaging of multidirectional CFRP laminate with model-based time delay correction,” *NDT & E International*, vol. 97, pp. 51–58, 2018. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0963869517305546>
- [61] J. Johnson, M. Karaman, and B. Khuri-Yakub, “Coherent-array imaging using phased subarrays. Part I: Basic principles,” *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 52, no. 1, pp. 37–50, Jan 2005.
- [62] J. Cruza, J. Camacho, and C. Fritsch, “Plane-wave phase-coherence imaging for NDE,” *NDT & E International*, vol. 87, pp. 31–37, 2017. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0963869517300087>
- [63] L. Le Jeune, S. Robert, E. Lopez Villaverde, and C. Prada, “Plane wave imaging for ultrasonic non-destructive testing: Generalization to multimodal imaging,” *Ultrasonics*, vol. 64, pp. 128–138, 2016. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0041624X15002188>
- [64] J. A. Noble, “Reflections on ultrasound image analysis,” *Medical Image Analysis*, vol. 33, pp. 33–37, 2016, 20th anniversary of the Medical Image Analysis journal (MedIA). [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1361841516300950>
- [65] O. Couture, V. Hingot, B. Heiles, P. Muleki-Seya, and M. Tanter, “Ultrasound localization microscopy and super-resolution: A state of the art,” *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 65, no. 8, pp. 1304–1320, Aug 2018.
- [66] X. Xiao, G. Corner, and Z. Huang, “Real time target tracking in a phantom using ultrasonic imaging,” *Physics Procedia*, vol. 63, pp. 189–194, 2015, 43rd Annual UIA Symposium 23-25 April 2014 CSIC Madrid, Spain. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1875389215001029>
- [67] R. Rau, P. Kruizinga, F. Mastik, M. Belau, N. de Jong, J. G. Bosch, W. Scheffer, and G. Maret, “3D functional ultrasound imaging of pigeons,” *NeuroImage*, vol. 183, pp. 469–477, 2018. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1053811918307122>

Conclusion

Avec cette synthèse, j'ai souhaité faire un point sur mon activité d'enseignant-chercheur depuis mon arrivée en poste au 01/09/2007 à l'Université du Havre comme Maître de Conférences rattaché au département GEII de l'IUT du Havre pour l'enseignement, puis au LAUE UMR 6068 CNRS pour la recherche. Cette période 2007 à 2018 a été riche sous de multiples aspects : tant au niveau des contenus et de l'évolution continue des enseignements, que de ma formation et progression en terme de recherche.

Après une présentation succincte de CV, le résumé de mon activité d'enseignement et de responsabilité administrative a été résumé dans la partie notice bibliographique. Mon activité de recherche sur cette période 2007 à 2018 a ensuite été résumée en rappelant le contexte de mon intégration au LOMC, puis en présentant les thèses et Master 2 co-encadrés sur cette période. La diffusion des travaux et communication a pu se développer notamment au travers de la Fédération de Recherche FANO au niveau national, puis plus directement avec des collègues universitaires d'universités étrangères, ayant formé des étudiants venus préparer leur thèse au LOMC. Par ailleurs, la participation à différentes instances de recherche et commissions, projets de recherches auront été l'occasion d'en découvrir les spécificités de fonctionnement et de gouvernance. Les relectures d'articles et de projets ont été des occasions d'approfondir certains sujets et de découvrir des travaux d'autres équipes. Enfin, la recherche passe par la reconnaissance par les pairs et en particulier par les publications dans des revues internationales à comité de lecture auxquelles j'ai œuvré et qui sont citées. En conclusion de cette Notice, cette période 2007 à 2018 a été riche en évolution : l'accompagnement des équipes de recherche et la structuration des thèmes conjoints aux deux anciens laboratoires qui ont constitué le LOMC ; la création du LOMC, FRE 3102 CNRS au 01/01/2008 ; sa constitution en UMR 6294 CNRS au 01/01/2012 ; l'emménagement dans de nouveaux locaux en février 2013.

Concernant la synthèse de mon activité de recherche, je l'ai regroupée en trois chapitres, chacun synthétisant les travaux des doctorants que j'ai co-encadrés.

Le premier chapitre a constitué le point de départ thématique de ma recherche au LOMC. Après une synthèse bibliographique sur le thème intitulé "structures multicouches", je me suis intéressé aux effets d'amortissement des résonances prédites pour de telles structures purement élastiques. Après des travaux expérimentaux et des modélisations analytiques, j'ai pu montrer les limites et les bornes imposées par la viscoélasticité effective des matériaux. Cette approche a servi de base et a été approfondie à travers les travaux de thèse de Aissam Khaled (soutenue le 27/03/2013). Dans une

deuxième partie, cette approche est étendue aux structures multicouches actives, en l'occurrence en intégrant des couches piézoélectriques. Sur la base de l'étude d'une cellule bicouche élémentaire passif/piézoélectrique, des outils de modélisation spécifiques ont été développés et validés expérimentalement par Sid-Ali Mansoura dans le cadre de sa thèse (soutenue le 21/09/2015).

Dans le deuxième chapitre, les travaux propriétés viscoélastiques et les relations de dispersion associées sont formalisées sur la base des travaux de K.R. Waters. Le cas des fluides visqueux non-newtoniens a été étudié et illustré par des résultats expérimentaux dans le cadre de la thèse de Naïm Samet (soutenue le 06/07/2012). Ensuite, dans sa thèse, Nacef Ghodhbani (soutenue le 16/05/2016) a développé des modèles permettant d'extraire les caractéristiques liées aux propriétés instantanées d'une résine en cours de polymérisation. Sur cette base, une modélisation approchée de la cinétique de réaction a été proposée en cohérence avec le modèle classique de M.K. Kamal et S. Sourour. Cette approche permet une identification rapide et ouvre la possibilité d'une étude de sensibilité en vue d'une optimisation.

Dans le troisième chapitre, les possibilités de caractérisation par les transducteurs multiéléments ont été étudiées puis illustrées à travers diverses applications. Ce chapitre synthétise et regroupe des travaux réalisés dans le cadre des thèses de Naïm Samet, Nacef Ghodhbani et Elhadji Barra Ndiaye. Dans le prolongement d'une des problématiques développées dans ma thèse, le calcul de diagramme de rayonnement propre à des sources continues a été transposé dans la thèse de Naïm Samet, avec une méthode originale de décomposition en ondes planes appliquée à la configuration étudiée, i.e. une source discrète multiéléments et focalisée. Le système multiélément a alors permis de mettre en œuvre des outils de détection ultrasonore de bulle en mouvement dans un fluide visqueux, puis d'étendre cette détection au cas d'un milieu fluide visqueux complexe intégrant des plis de fibres de carbone en immersion, d'y détecter une bulle et d'en extraire la position et la vitesse. Ensuite, avec la thèse de Nacef Ghodhbani, la détection de défauts de répartition de torons de fibres a été démontrée expérimentalement. Par la suite, plus particulièrement dans le cadre de la thèse de Elhadji Barra Ndiaye (soutenue le 17/09/2014), la caractérisation par réflectométrie ultrasonore multiéléments a permis de déterminer les propriétés viscoélastiques des couches constituant un matériau composite sandwich. Cela a été mis en œuvre via la modélisation de structures multicouches développées dans le chapitre 1 et la caractérisation des propriétés viscoélastiques développée dans le chapitre 2. Enfin, des outils originaux de traitement des données multiéléments ont été développés, permettant la visualisation et la détection de défauts ou encore d'établir un diagnostic de qualité du collage d'un nid d'abeille.

Sur la base de ma formation antérieure, les thèses que j'ai co-encadrées et auxquelles j'ai contribué m'ont permis de développer une approche originale sur des thématiques existantes au LOMC. Les thèses citées et travaux de recherche ont été rendus possibles par les projets et financements

soutenus par l'ANR, le CNRS, la Région ou la CODAH (COmmunauté D'Agglomération Havraise) montés et pilotés par les coordinateurs des axes END/CND et CP. Dans le prolongement, la formation et l'accompagnement de ces jeunes chercheurs ont été poursuivis et activement soutenus par les composantes (UFR ST, IUT) avec des supports (monitorat, ATER) pour leur formation à l'enseignement, mais aussi pour faire aboutir des travaux de recherche qui demandent des moyens matériels, humains et du temps.

Perspectives

Sur la base des thématiques de recherche existantes au LOMC, dans le cadre de projets structurants, les travaux menés par et avec des doctorants, et les échanges réguliers avec les coordinateurs et collègues ont permis d'atteindre des objectifs fixés par des projets, mais aussi d'y trouver des réalisations non attendues initialement. En ce sens, la recherche joue un rôle au sens académique et ouvre des perspectives nombreuses et variées. Le cadre d'une thèse offre une visibilité durable, mais cependant limitée à quelques années. Les avancées faites par les doctorants se trouvent parfois orphelines le temps d'un passage de relai, s'il vient un jour, ou de trouver une renaissance en se couplant à de nouvelles thématiques. Les perspectives proposées ci-dessous figurent parmi les voies de prolongement, rendues possibles par des avancées récentes :

* Cristaux Phononiques actifs - Structures piézoélectriques multicouches :

A travers cette thématique, qui rassemble des domaines de recherche auparavant distincts, les cristaux phononiques et les matériaux actifs, des voies d'exploration nouvelles ont été ouvertes. Au LOMC la thèse de Sid Ali Mansoura en 2015 [P.1] a montré l'intérêt et la faisabilité de telles structures pour les ondes de volume (*bulk acoustic wave*, BAW). Dans le prolongement, la thèse de Nesrine Kherraz en 2017 [P.2], s'est portée sur les ondes de surface (*surface acoustic wave*, SAW). Elle y trouve une continuation actuellement avec la thèse en cours de Feriel Chikhbled. Malgré des limitations qui auraient pu voir le jour du fait de la non périodicité stricte des motifs géométriques, les effets de résonance liés aux structures périodiques sont très bien vérifiés expérimentalement. Les applications dans le domaine du filtrage tels que l'atténuation phonique, l'isolation vibratoire ou la sélectivité fréquentielle en haute fréquence sont autant de domaines d'applications existants. Avec les possibilités ouvertes par le contrôle actif de telles structures, leur adaptabilité à des régimes transitoires pourrait constituer une extension de leur intérêt qui n'est déjà plus à démontrer. Pour illustration, le cas de cristaux phononiques auto-adaptatifs a récemment été mis en avant, avec des structures périodiques dont les spectres de transmission évoluent par eux-mêmes du fait de l'auto-organisation de particules en suspension soumises à une onde stationnaire [P.3]. Les pistes d'exploration ne manquent donc pas [P.4], avec en particulier le couplage de telles structures à des microcontrôleurs pour en piloter les propriétés de réflexion/transmission/atténuation en temps-réel.

* Suivi de polymérisation - Taux de conversion :

La thématique de suivi de propriétés en temps réel, au travers de son application projetée sur le procédé fabrication de composites RTM (*resin transfer molding*), a été ouverte au LOMC avec la thèse de Naïm Samet en 2012 [P.5]. Il aura fallu la thèse de Nacef Ghodhbani en 2016 [P.6] pour en explorer les possibilités plus en profondeur, et relier les mesures ultrasonores aux caractéristiques chimiques de la cinétique de réaction d'une résine époxy. La maîtrise et la compréhension des phénomènes physiques en jeu lors de la polymérisation peuvent être approchés via des paramètres mesurables que constituent le temps et la température nécessaires pour atteindre la transition vitreuse, ou encore le taux de conversion. Ces grandeurs peuvent ainsi être déduites des propriétés ultrasonores via les relations existantes avec identifications de cinétique de réaction afférentes. Cela a été exploré via les ondes de volume (BAW) mais aussi avec des ondes de surface (SAW) au travers de la thèse de Camille Gauthier soutenue en 2016 [P.7]. La co-tutelle de cette dernière thèse entre Mounif Ech-Cherif El Kettani du LOMC UMR 6294 CNRS et de Jocelyne Galy de l'IMP UMR 5223 CNRS a permis d'apporter des expertises complémentaires dans les domaines de la physique ultrasonore et de la chimie des polymères à cette thématique. Les apports mutuels entre ces deux disciplines ouvrent de nombreuses perspectives, tant sur le plan de la recherche académique avec de nouvelles compositions chimiques et nouveaux catalyseurs, de nouveaux cycles de température et leur incidence sur les propriétés élastiques déduites des mesures ultrasonores en cours de réaction, mais aussi a posteriori. Comme cela a été exploré dans la thèse de Nacef Ghodhbani, les propriétés élastiques du polymère obtenu peuvent aussi être examinées sous l'angle de l'étude des relaxations observées du point de vue ultrasonore. Par ailleurs, il est envisageable d'optimiser les propriétés du matériau final par une cuisson et un recuit maîtrisés [P.8], permettant de figer le matériau dans un état donné. La perspective donnée par le cadre initial, i.e. l'amélioration du procédé de fabrication RTM nous ramène à la finalité première de la thèse de Naïm Samet en 2012, celle de la maîtrise de la fabrication industrielle de matériaux composites, en particulier la détection de micro-bulles [P.9]. Ainsi, le projet de l'instrumentation ultrasonore complète d'un moule RTM en conditions opérationnelle constitue aujourd'hui un objectif atteignable au LOMC.

* Multiéléments - Sondes 2D, FMC, TFM :

Le domaine de transduction ultrasonore, et multiéléments en particulier, suscite de longue date un intérêt grandissant de par les possibilités offertes par cette technologie [P.10]. Elle résulte de travaux en synergie entre la recherche académique et celle biomédicale, incarnée notamment par l'équipe de Mickaël Tanter de l'Institut Langevin à Paris 7 [P.11, P.12, P.13, P.14], particulièrement investie dans l'imagerie biomédicale ultrasonore multiéléments dont la communauté IEEE-UFFC (*ultrasound, ferroelectrics and frequency control*) constitue le fer de lance. Elle repose essentiellement sur les avancées portant sur trois aspects : l'un matériel, avec les transducteurs multiéléments et leur inexorable montée en fréquence ; l'autre électronique, avec les systèmes d'émission-réception haute fréquence ; le dernier logiciel, avec les algorithmes, capacités de traitement et de stockage des données [P.14]. Ces moyens de diagnostic et d'analyse sont aujourd'hui commercialisés pour des applications industrielles avec notamment les systèmes développés par quelques sociétés avec des systèmes d'émission-réception et logiciels de pilotage et traitement. Parmi eux, la société Olympus avec le Tomoscan et le logiciel associé Tomoview et la société Zetec, avec le Zircon et le logiciel Ultravision ont été mis en œuvre au LOMC [P.5, P.6, P.15]. Des transducteurs multiéléments de 32 à 128 éléments actifs avec des fréquences centrales de 1 à 18 MHz ont été utilisés selon les applications. Dans ce domaine aussi les potentielles applications sont nombreuses et pour beaucoup limitées seulement par nos capacités à les mettre en œuvre. En particulier, des compétences avancées en informatique seraient nécessaires à l'interfaçage de ces systèmes propriétaires avec des systèmes plus versatiles de pilotage (amont) et de traitement des données ultrasonores (aval). Parmi ces méthodes de traitement ultrasonore multiéléments, des méthodes telles que la FMC (acquisition) et la TFM (reconstitution) [P.16, P.17] permettent d'espérer profiter pleinement des résolutions des équipements à disposition. En ce qui concerne les multiéléments à proprement parler, les sondes linéaires se voient aussi évoluer avec une focalisation matérielle (géométrique) ou parfois amovible avec une lentille acoustique. Les sondes bidimensionnelles (2D) ont vu le jour, avec des applications en imagerie biomédicale, mais pour beaucoup, les capacités de pilotage intégrées (amont) et les traitements adaptés (aval) des données recueillies sont encore à l'état de prototype [P.10], ou au stade de la recherche [P.11, P.12, P.13, P.14]. En terme de perspective de recherche, de telles sondes 2D pourraient avantageusement être utilisées pour faire du suivi de propriétés dans les domaines de l'END/CND industriels. Le suivi de propriétés en temps réel de polymérisation de matériaux composites constitue un champ potentiel d'application.

* Matériaux composites inhomogènes :

Les deux thèses que je co-encadre actuellement, concernent finalement une thématique commune : celle de l'étude de matériaux dont les propriétés effectives résultent de la répartition de particules dans une matrice. La thèse de Nesrine Bouhamed, en co-tuelle entre Olivier Lenoir du LOMC UMR 6294 et Mohammad Ben Amar, du LASEM, ENIS, Tunisie, porte sur l'étude et la caractérisation de matériaux biocomposites, constitués de microparticules de bois. Celle de Mahbub Alam, en co-tuelle entre Francine Luppé du LOMC UMR 6294 et Valerie Pinfield, du Chemical Engineering Department, Loughborough University, UK, traite de l'étude de nano-particules en suspension dans un fluide visqueux. Ces deux thèses montrent l'intérêt des matériaux composites de connectivité 0-3 avec l'intégration de micro ou nano-particules. Malgré le préfixe micro ou nano, dans les deux cas, c'est le rapport entre la dimension des particules et la longueur d'onde d'inspection qui permet certaines considérations simplificatrices permettant d'y voir un matériau effectif. Les multiples conversions de modes longitudinaux et transversaux ainsi que les dissipations associées contribue à l'apparition de modes propagatifs pour certains et évanescent pour d'autres. La résolution du problème inverse pour des propriétés des matériaux constituants connus permet d'en déduire la distribution ou la concentration des plis de fibres, particules ou porosités. Le prolongement de l'approche développée au LOMC à travers la thèse de Tan Duong en 2015 [P.18] transposée à des transducteurs multiéléments linéaires ou 2D ouvrirait la possibilité d'une inspection ultrasonore rapide de la répartition des fibres selon des plans de coupe [P.19, P.20].

* Plaques micro-perforées :

Dans le domaine de l'isolation phonique, les plaques micro-perforées sont aujourd'hui largement utilisées et répandues. Ce type de structures micro-perforées est déjà à l'œuvre dans le domaine de l'aéronautique, non seulement pour des fréquences audibles [P.21], mais aussi pour des vibrations à plus haute fréquence. Le principe utilisé pourrait avantageusement être transposé dans d'autres gammes de fréquences, permettant de nouvelles applications de filtrage. Sur la base d'une bibliographie déjà constituée, une modélisation analytique et/ou par éléments finis permettraient d'établir des outils de prédiction et d'optimisation de telles structures. Le LOMC dispose depuis peu d'un tube de caractérisation d'impédance acoustique. Sur cette base, la perspective d'établir un lien avec le domaine des matériaux poreux ou de la micro-fluidique permettrait d'ouvrir le LOMC à de nouvelles collaborations.

Références

- [P.1] S. A. Mansoura, “Contrôle de la propagation des ondes ultrasonores dans des cristaux phononiques piézoélectriques,” Thèse, Université du Havre, Sep. 2015. [Online]. Available: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01623552>
- [P.2] N. Kherraz, “Contrôle de la propagation d'ondes guidées dans une plaque piézoélectrique par application de conditions aux limites électriques périodiques,” Thèse, Université François Rabelais de Tours, May 2017. [Online]. Available: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01617398>
- [P.3] K. J. M. Bishop, “Living bandgaps,” *Nature Materials*, vol. 16, pp. 786–, Jul. 2017. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1038/nmat4947>
- [P.4] S. Chen, Y. Fan, Q. Fu, H. Wu, Y. Jin, J. Zheng, and F. Zhang, “A review of tunable acoustic metamaterials,” *Applied Sciences*, vol. 8, no. 9, 2018. [Online]. Available: <http://www.mdpi.com/2076-3417/8/9/1480>
- [P.5] N. Samet, “Évaluation ultrasonore des propriétés d'une résine et détection de porosité à l'aide d'un transducteur multiéléments. application aux matériaux composites en cours de fabrication,” Thèse, Université du Havre, Jul. 2012. [Online]. Available: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00786143>
- [P.6] N. Ghodhbani, “Contrôle et suivi des propriétés viscoélastiques d'un composite en cours de fabrication,” Thèse, Université du Havre, May 2016. [Online]. Available: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01427162>
- [P.7] C. Gauthier, “Analyse acoustique et physico-chimique du couplage de solides élastiques : étude de l'adhésion dans les collages structuraux,” Thèse, Université du Havre, Oct. 2016. [Online]. Available: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01552177>
- [P.8] Y. Nawab, C. Sonnenfeld, A. Saouab, R. Agogué, and P. Beauchêne, “Characterisation and modelling of thermal expansion coefficient of woven carbon/epoxy composite and its application to the determination of spring-in,” *Journal of Composite Materials*, vol. 51, no. 11, pp. 1527–1538, 2017.
- [P.9] M. K. Kang, W. I. Lee, and H. Hahn, “Formation of microvoids during resin-transfer molding process,” *Composites Science and Technology*, vol. 60, no. 12, pp. 2427 – 2434, 2000. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0266353800000361>
- [P.10] M. Tsakalakis and N. G. Bourbakis, “Designing of a low-cost, volumetric multi - transducer phased array ultrasound system,” in *IEEE International Conference on Bioinformatics and Bioengineering (BIBE)*, Nov 2015, pp. 1–7.

- [P.11] M. Flesch, M. Pernot, J. Provost, G. Ferin, A. Nguyen-Dinh, M. Tanter, and T. Deffieux, “4d in vivo ultrafast ultrasound imaging using a row-column addressed matrix and coherently-compounded orthogonal plane waves,” *Physics in Medicine & Biology*, vol. 62, no. 11, p. 4571, 2017. [Online]. Available: <http://stacks.iop.org/0031-9155/62/i=11/a=4571>
- [P.12] J. Gennisson, J. Provost, T. Deffieux, C. Papadacci, M. Imbault, M. Pernot, and M. Tanter, “4-d ultrafast shear-wave imaging,” *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 62, no. 6, pp. 1059–1065, June 2015.
- [P.13] J. Provost, C. Papadacci, C. Demene, J. Gennisson, M. Tanter, and M. Pernot, “3-d ultrafast doppler imaging applied to the noninvasive mapping of blood vessels in vivo,” *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 62, no. 8, pp. 1467–1472, August 2015.
- [P.14] C. Papadacci, M. Pernot, M. Couade, M. Fink, and M. Tanter, “High-contrast ultrafast imaging of the heart,” *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 61, no. 2, pp. 288–301, February 2014.
- [P.15] E. B. Ndiaye, “Contrôle santé de structures sandwichs composites, caractérisation et évaluation non destructives de l'adhésion et du vieillissement - simulations par éléments finis et expérimentation par mesure d'impédance et par ultrasons multiéléments,” Thèse, Université du Havre, Sep. 2014. [Online]. Available: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01084247>
- [P.16] J. Camacho, D. Atehortua, J. Cruza, J. Brizuela, and J. Ealo, “Ultrasonic crack evaluation by phase coherence processing and tfm and its application to online monitoring in fatigue tests,” *NDT & E International*, vol. 93, pp. 164 – 174, 2018. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0963869516303073>
- [P.17] C. Lane, *Imaging Anisotropic Components with Ultrasonic Arrays*. Cham: Springer International Publishing, 2014, pp. 41–62. [Online]. Available: https://doi.org/10.1007/978-3-319-02517-9_3
- [P.18] N. T. Duong, “Cartographie et caractérisation acoustiques des matériaux composites : application à l'évaluation du taux volumique de porosité dans un matériau composite RTM,” Thèse, Université du Havre, Dec. 2015. [Online]. Available: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01412178>
- [P.19] L. Nelson, R. Smith, and M. Mienczakowski, “Ply-orientation measurements in composites using structure-tensor analysis of volumetric ultrasonic data,” *Composites Part A: Applied Science and Manufacturing*, vol. 104, pp. 108 – 119, 2018. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1359835X17303858>
- [P.20] R. A. Smith, L. J. Nelson, M. J. Mienczakowski, and P. D. Wilcox, “Ultrasonic analytic-signal responses from polymer-matrix composite laminates,” *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 65, no. 2, pp. 231–243, Feb 2018.

[P.21] H. V. Fuchs and X. Zha, “Micro-perforated structures as sound absorbers a review and outlook,” *Acta Acustica united with Acustica*, vol. 92, no. 1, pp. 139–146, 2006. [Online]. Available: <https://www.ingentaconnect.com/content/dav/aaua/2006/00000092/00000001/art00015>

Résumé

La synthèse des activités de recherche présentée porte sur l'acoustique ultrasonore. Ces recherches, développés à travers deux axes de recherche que sont l'évaluation et le contrôle non-destructifs (ECND) et les structures phononiques (SP), portent sur les assemblages multicouches de matériaux viscoélastiques et/ou piézoélectriques et les propriétés qui en découlent. Plus précisément, cette Habilitation à Diriger les Recherche comporte trois chapitres.

Le premier chapitre porte sur l'étude des structures multicouches périodiques, dites structures phononiques. L'étude théorique, basée sur des formulations matricielles inconditionnellement stables numériquement, porte sur les propriétés spectrales de réflexion, transmission et atténuation résultantes d'une combinaison périodique de couches viscoélastiques. La non-réciprocité de la réflexion sur de telles structures périodiques viscoélastiques est démontrée théoriquement et expérimentalement. Le contrôle actif de telles structures a été exploré avec l'intégration de couches piézoélectriques. Le formalisme développé sur la base d'une modélisation matricielle des propriétés électromécaniques des matériaux piézoélectriques est validé expérimentalement et permet d'envisager des propriétés effectives modulables selon les conditions électriques imposées périodiquement sur les couches piézoélectriques.

Le deuxième chapitre comporte trois parties, la première liant la dispersion et la dissipation des propriétés ultrasonores aux propriétés de fluides viscoélastiques. L'approche expérimentale développée permet d'établir le lien avec la viscosité d'une famille de fluides visqueux non-newtoniens. Enfin, cette approche est appliquée au suivi ultrasonore de polymérisation, permettant d'en identifier la cinétique via une distribution de Weibull, en conformité avec le modèle autocatalytique de Kamal et Sourour.

Le troisième chapitre concerne les développements liés aux transducteurs multiéléments. La modélisation de faisceau ultrasonore est effectuée par une décomposition en sources élémentaires (DSE) ou par décomposition en ondes planes (DOP) dont la convergence numérique est ici démontrée et discutée. L'application de cet outil à la détection de bulles en milieu visqueux et fibreux est mise en oeuvre et en démontre la faisabilité en temps-réel. Enfin, la cartographie viscoélastique de matériaux composites multicouches par transducteurs multiéléments est développée, permettant la caractérisation locale d'un matériau composite à nid d'abeille et d'en détecter d'éventuels défauts, dont ceux de collage.