



HAL
open science

Ondes de Lamb dans les milieux stratifiés : application à la surveillance in situ et en temps réel de l'endommagement de structures composites

Thomas Monnier

► **To cite this version:**

Thomas Monnier. Ondes de Lamb dans les milieux stratifiés : application à la surveillance in situ et en temps réel de l'endommagement de structures composites. Mécanique [physics.med-ph]. INSA de Lyon, 2001. Français. NNT : . tel-00573987

HAL Id: tel-00573987

<https://theses.hal.science/tel-00573987>

Submitted on 6 Mar 2011

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.

THESE

présentée

DEVANT L'INSTITUT NATIONAL des SCIENCES APPLIQUEES DE LYON

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR

FORMATION DOCTORALE : Génie des Matériaux : Microstructure, Comportement
mécanique, Durabilité

ECOLE DOCTORALE : Matériaux de Lyon

par

Thomas MONNIER

DEA d'Acoustique Physique des universités
Pierre et Marie Curie (Paris VI) et Denis Diderot (Paris VII)

ONDES DE LAMB DANS LES MILIEUX STRATIFIES APPLICATION A LA SURVEILLANCE IN SITU ET EN TEMPS REEL DE L'ENDOMMAGEMENT DE STRUCTURES COMPOSITES

Soutenu le 19 juillet 2001 devant la Commission d'Examen

Jury MM.

J.C. BABOUX,	Professeur à l'INSA de Lyon	<i>Directeur de thèse</i>
C. BOLLER,	Docteur - Ingénieur EADS	<i>Examineur</i>
F. COHEN TENOUDJI,	Professeur à l'université Denis Diderot (Paris VII)	<i>Président du jury</i>
P.F. GOBIN,	Professeur à l'INSA de Lyon	<i>Examineur</i>
P. GUY	Maître de conférence à l'INSA de Lyon	<i>Directeur de thèse</i>
Y. JAYET,	Professeur à l'INSA de Lyon	<i>Examineur</i>
M. LETHIECQ,	Professeur à l'université de Tours	<i>Rapporteur</i>
D. ROYER,	Professeur à l'université Denis Diderot (Paris VII)	<i>Rapporteur</i>

INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES DE LYON

Directeur : **J. ROCHAT**

Professeurs :

AUDISIO S	PHYSICOCHIMIE INDUSTRIELLE
BABOUX JC	GEMPPM*
BALLAND B	PHYSIQUE DE LA MATIERE
BARBIER D	PHYSIQUE DE LA MATIERE
BASTIDE JP	THERMODYNAMIQUE APPLIQUEE
BAYADA G	MAPLY - MATHÉMATIQUES APPLIQUÉES DE LYON
BERGER C (Mlle)	PHYSIQUE DE LA MATIERE
BETEMPS M	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
BLANCHARD JM	LAEPSI ***
BOISSON C	VIBRATIONS ACOUSTIQUES
BOIVIN M	MECANIQUE DES SOLIDES
BOTTA H	Equipe DEVELOPPEMENT URBAIN
BOTTA-ZIMMERMAN M (Mme)	Equipe DEVELOPPEMENT URBAIN
BOULAYE G (Prof. émérite)	INFORMATIQUE
BRAU J	Centre de Thermique de Lyon –Thermique du bâtiment
BRISSEAU M	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRIQUE
BRUNET M	MECANIQUE DES SOLIDES
BRUNIE L	INGENIERIE DES SYSTEMES D'INFORMATION
BUREAU JC	THERMODYNAMIQUE APPLIQUEE
CAVAILLE JY	GEMPPM*
CHANTE JP	CEGELY**** - Composants de puissance et applications
CHOCAT B	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL – Hydrologie urbaine
COUSIN M	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL – Structures
DOUTHEAU A	CHIMIE ORGANIQUE
DUFOUR R	MECANIQUE DES STRUCTURES
DUPUY JC	PHYSIQUE DE LA MATIERE
EMPTOZ H	RECONNAISSANCE DES FORMES ET VISION
ESNOUF C	GEMPPM*
EYRAUD L (Prof. émérite)	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRIQUE
FANTOZZI G	GEMPPM*
FAVREL J	PRISMa – PProductique et Informatique des Systèmes Manufacturiers
FAYARD JM	BIOLOGIE FONCTIONNELLE, INSECTES ET INTERACTIONS
FAYET M	MECANIQUE DES SOLIDES
FERRARIS-BESSO G	MECANIQUE DES STRUCTURES
FLAMAND L	MECANIQUE DES CONTACTS
FLEISCHMANN P	GEMPPM*
FLORY A	INGENIERIE DES SYSTEMES D'INFORMATION
FOUGERES R	GEMPPM*
FOUQUET R	GEMPPM*
FRECON L	INFORMATIQUE
GERARD JF	MATERIAUX MACROMOLECULAIRES
GIMENEZ G	CREATIS**
GONNARD P	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRIQUE
GONTRAND M	GEGELY**** - Composants de puissance et applications
GOUTTE R (Prof. émérite)	CREATIS **
GRANGE G	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRIQUE
GUENIN G	GEMPPM*
GUICHARDANT M	BIOCHIMIE ET PHARMACOLOGIE
GUILLOT G	PHYSIQUE DE LA MATIERE
GUINET A	PRISMa – PProductique et Informatique des Systèmes Manufacturiers
GUYADER JL	VIBRATIONS ACOUSTIQUES
GUYOMAR D	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRIQUE
JACQUET-RICHARDET G	MECANIQUE DES STRUCTURES
JOLION JM	RECONNAISSANCE DES FORMES ET VISION
JULLIEN JF	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL – Structures
JUTARD A	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
KASTNER R	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL – Géotechnique
KOULOUMDJIAN J	INGENIERIE DES SYSTEMES D'INFORMATION
LAGARDE M	BIOCHIMIE ET PHARMACOLOGIE
LALANNE M (Prof. émérite)	MECANIQUE DES STRUCTURES
LALLEMAND A	Centre de Thermique de Lyon – Energétique et thermique
LALLEMAND M (Mme)	Centre de Thermique de Lyon – Energétique et thermique
LAREAL P	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL – Géotechnique
LAUGIER A	PHYSIQUE DE LA MATIERE
LAUGIER C	BIOCHIMIE ET PHARMACOLOGIE
LEJEUNE P	GENETIQUE MOLECULAIRE DES MICROORGANISMES
LUBRECHT A	MECANIQUE DES CONTACTS
MARTINEZ Y	INGENIERIE INFORMATIQUE ET INDUSTRIELLE
MAZILLE H	PHYSICOCHIMIE INDUSTRIELLE
MERLE P	GEMPPM*

MERLIN J	GEMPPM*
MILLET JP	PHYSICOCHIMIE INDUSTRIELLE
MIRAMOND M	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL – Hydrologie urbaine
MOREL R	MECANIQUE DES FLUIDES
MOSZKOWICZ P	LAEPSI***
NARDON P (Prof. émérite)	BIOLOGIE FONCTIONNELLE, INSECTES ET INTERACTIONS
NAVARRO A	LAEPSI***
NOURI A (Mme)	MAPLY - MATHÉMATIQUES APPLIQUÉES DE LYON
ODET C	CREATIS**
OTTERBEIN M (Prof. émérite)	LEAPSI***
PASCAULT JP	MATERIAUX MACROMOLECULAIRES
PAVIC G	VIBRATIONS ACOUSTIQUES
PELLETIER JM	GEMPPM*
PERA J	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL – Matériaux
PERACHON G	THERMODYNAMIQUE APPLIQUEE
PEREZ J (Prof. émérite)	GEMPPM*
PERRIAT P	GEMPPM*
PERRIN J	ESCHIL – Equipe SCIences Humaines de l’Insa de Lyon
PINARD P (Prof. émérite)	PHYSIQUE DE LA MATIERE
PINON JM	INGENIERIE DES SYSTEMES D’INFORMATION
PLAY D	CONCEPTION ET ANALYSE DES SYSTEMES MECANIQUES
POUSIN J	MAPLY - MATHÉMATIQUES APPLIQUÉES DE LYON
PREVOT P	GRACIMP – Gr. de Rech. en Apprentiss., Coopérat. et Interf. Multimod.
PROST R	CREATIS**
RAYNAUD M	Centre de Thermique de Lyon –Transferts Interfaces et Matériaux
REDARCE H	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
REYNOUARD JM	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL – Structures
RIGAL JF	CONCEPTION ET ANALYSE DES SYSTEMES MECANIQUES
RIEUTORD E (Prof. émérite)	MECANIQUE DES FLUIDES
ROBERT-BAUDOUY J (Mme)	GENETIQUE MOLECULAIRE DES MICROORGANISMES
ROUBY D	GEMPPM*
ROUX JJ	Centre de Thermique de Lyon
RUBEL P	INGENIERIE DES SYSTEMES D’INFORMATION
RUMELHART C	MECANIQUE DES SOLIDES
SACADURA JF	Centre de Thermique de Lyon – Transferts Interfaces et Matériaux
SAUTERAU H	MATERIAUX MACROMOLECULAIRES
SCAVARDA S	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
THOMASSET D	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
TROCCAZ M	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRIQUE
UNTERREINER R	CREATIS**
VELEX P	MECANIQUE DES CONTACTS
VIGIER G	GEMPPM*
VINCENT A	GEMPPM*
VUILLERMOZ PL (Prof. émérite)	MATIERE
ZIMMERMANN M.(Mme)	Equipe Développement Urbain

Directeurs de recherche C.N.R.S. :

BERTHIER Y	MECANIQUE DES CONTACTS
COTTE-PATAT N (Mme)	UNITE MICROBIOLOGIE ET GENETIQUE
FRANCIOSI P	GEMPPM*
MANDRAND MA (Mme)	UNITE MICROBIOLOGIE GENETIQUE
QUINSON JL	GEMPPM*
ROCHE A	MATERIAUX MACROMOLECULAIRES
SEGUELA R	GEMPPM*

Directeurs de recherche I.N.R.A. :

BONNOT G.	BIOLOGIE FONCTIONNELLE, INSECTES ET INTERACTIONS
FEBVAY G	BIOLOGIE FONCTIONNELLE, INSECTES ET INTERACTIONS
GRENIER S	BIOLOGIE FONCTIONNELLE, INSECTES ET INTERACTIONS
MENEZO Y	BIOLOGIE FONCTIONNELLE, INSECTES ET INTERACTIONS

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

PRINGENT AF (Mme)	BIOLOGIE ET PHARMACOLOGIE
MAGNIN I (Mme)	CREATIS**

*GEMPPM	GRUPE D’ETUDE METALLURGIE PHYSIQUE ET PHYSIQUE DES MATERIAUX
** CREATIS	CENTRE DE RECHERCHE ET D’APPLICATIONS EN TRAITEMENT DE L’IMAGE ET DU SIGNAL
***LAEPSI	LABORATOIRE d’ANALYSE ENVIRONNEMENTALE DES PROCEDES ET SYSTEMES INDUSTRIELS
****CEGELY	CENTRE DE GENIE ELECTRIQUE DE LYON

ECOLE DOCTORALES

• **Matériaux de Lyon**

INSAL – ECL -UCB. Lyon1 – Univ. De Chambéry – ENS

Responsable : **Professeur A. HOAREAU**, UCBL (Tél. : 04.72.44.85.66)

Formations doctorales associées :

Génie des Matériaux	(Pr. R. FOUGERES, Tél : 04. 72. 43. 81 .49)
Matière condensée surfaces et interfaces	(Pr. G. GUILLOT, Tél : 04.72.43.81.61)
Matériaux polymères et composites	(Pr. H. SAUTEREAU, Tél : 04.72.43.81.78)

• **Mécanique, Energétique, Génie Civil, Acoustique (MEGA)**

Responsable : **Pr. J. BATAILLE**, ECL (Tél : 04.72.43.8079)

Formations doctorales associées :

Acoustique	(Pr. J.L. GUYADER, Tél : 04.72.43.80.80)
Génie Civil : Sols, matériaux, structures, physique du bâtiment	(Pr. P. LAREAL, Tél : 04.72.43.82.16)
Mécanique	(Pr. G. DALMAZ, Tél : 04.72.43.83.03)
Thermique et Energétique	(Pr. M. LALLEMAND, Tél : 04.72.43.81.54)

• **Électronique, Électrotechnique, Automatique (EEA)**

INSAL - ECL – UCB. Lyon1 – Univ. de Saint-Etienne

Responsable : **Professeur G. GIMENEZ**, INSAL (Tél : 04.72.43.83.32)

Formations doctorales associées :

Acoustique	(Pr. J.L. GUYADER, Tél : 04.72.43.80.80)
Automatique Industrielle	(Pr. SCAVARDA, Tél : 04.72.43.83.41)
Dispositifs de l'électronique intégrée	(Pr. P. PINARD, Tél : 04.72.43.80.79)
Génie biologique et médical	(Pr. I MAGNIN, Tél : 04.72.43.85.63)
Génie électrique	(Pr. J.P. CHANTE, Tél : 04.72.43.87.26)
Signal, Image, Parole	(Pr. G. GIMENEZ, Tél : 04.72.43.83.32)

• **Ecole doctorale interdisciplinaire Sciences-Santé (EDISS)**

INSAL – UCB Lyon1 – Univ. de Saint-Etienne – Univ. Aix-Marseille2

Responsable : **Professeur A. COZZONE**, CNRS-Lyon (Tél 04.72.72.26.75)

Formations doctorales associées :

Biochimie	(Pr. M. LAGARDE, Tél : 04.72.43.82.40)
Génie biologique et médical	(Pr. I. MAGNIN, Tél : 04.72.43.85.63)

AUTRES FORMATIONS DOCTORALES

- **Analyse et modélisation des systèmes biologiques**

Responsable : **Professeur S. GRENIER**, INSAL
Tél : 04.72.43.83.56

- **Chimie inorganique**

Responsable : **Professeur P. GONNARD**, INSAL
Tél : 04.72.43.81.58

- **Conception en bâtiment et technique urbaines**

Responsable : **Professeur M. MIRAMOND**, INSAL
Tél : 04.72.43.82.09

- **DEA Informatique de Lyon**

Responsable : **Professeur J.M. JOLION**, INSAL
Tél : 04.72.43.87.59

- **Productique : Organisation économique et génie informatique pour l'entreprise**

Responsable : **Professeur J. FAVREL**, INSAL
Tél : 04.72.43.83.63

- **Sciences et techniques du déchet**

Responsable : **Professeur P. MOSZKOWICZ**, INSAL
Tél : 04.72.43.83.45

REMERCIEMENTS

Ce travail de thèse s'est déroulé au Centre de Caractérisation Non Destructive des Matériaux (CCNDM) du Groupe d'Etudes de Métallurgie Physique et de Physique des Matériaux (GEMPPM) de l'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon (INSA). Je remercie tout d'abord les Professeurs Roger Fougères et Jean-Yves Cavaillé, ancien et nouveau directeur du GEMPPM pour m'avoir accueilli au sein de leur laboratoire.

Je tiens à exprimer mes sincères remerciements à messieurs les Professeurs Jean-Claude Baboux, responsable du CCNDM, et Yves Jayet ainsi qu'à monsieur Philippe Guy, Maître de conférence à l'INSA de Lyon, qui ont dirigé conjointement ce travail de thèse. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma profonde gratitude pour leurs conseils et leur disponibilité.

Je remercie vivement monsieur le Professeur Frédéric Cohen-Tenoudji pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury ainsi que messieurs les Professeurs Marc Lethiecq et Daniel Royer qui ont accepté d'examiner ce mémoire.

Je remercie également la communauté européenne pour avoir en partie financé le travail de thèse présenté ci-après par l'intermédiaire du projet européen DAMASCOS (DAMAge Assessment in Smart Composites Structures).

Ma reconnaissance s'adresse tout d'abord au Professeur Pierre-François Gobin de l'INSA de Lyon pour m'avoir permis d'y participer. Je tiens ensuite à remercier le Professeur Brian Culshaw pour la coordination de ce projet ainsi que les membres de la division Opto-électronique du département d'électronique et d'ingénierie électrique de l'Université de Strathclyde Gareth Pierce, Kathryn Atherton et Fenzong Dong pour m'avoir toujours accueilli aussi chaleureusement à Glasgow. Mes plus vifs remerciements s'adressent à Keith Worden et Graeme Manson du groupe de recherche en Dynamique de l'Université de Sheffield pour nos fructueuses discussions et pour avoir gentiment mis à ma disposition les résultats de leurs recherches. Qu'ils sachent qu'ils ont toute mon amitié. Je tiens à remercier chaleureusement le Professeur Pier Paolo Delsanto et Valentina Agostini du département de Physique du Politecnico de Turin pour l'intérêt qu'ils ont porté à la

partie expérimentale de ce travail et pour leur participation à la simulation numérique de certaines de nos expériences, ainsi que pour m'avoir aimablement associé à la publication de leurs travaux. Je remercie sincèrement le Professeur Christophe Delebarre, chef de l'équipe Structures et Matériaux Intelligents du département d'Opto-Acousto-Electronique de l'Institut d'Electronique et de Micro-électronique du Nord (IEMN), ainsi que les thésards du laboratoire Emmanuel Moulin et Sébastien Grondel pour leur participation aux tests d'endommagement. Enfin, mes remerciements s'adressent également aux partenaires industriels de ce projet : Christian Boller et Klaus-Peter Kress de EADS (Munich) et Enzo Mino de Fiat (Turin) pour leur amabilité et pour la fourniture des échantillons de structures étudiés dans cette thèse.

A tous je voudrais simplement dire ma reconnaissance pour leur grande sympathie, qui a contribué à faire de ma participation à ce projet européen une expérience aussi agréable que scientifiquement et humainement enrichissante.

Je souhaite remercier Madame Michèle Salvia, Maître de conférence au département Sciences et Techniques des Matériaux et des Surfaces de l'Ecole Centrale de Lyon, pour m'avoir accueilli dans son laboratoire pour la réalisation des tests d'impact ainsi que Monsieur Roger Gaertner du groupe Polymères, Verres et Matériaux Hétérogènes du GEMPPM pour l'aide précieuse qu'il m'a apportée pour la modélisation en éléments finis.

Merci encore aux permanents du CCNDM Nathalie Godin et Rachid El Guerjouma (longue vie à Lise et à Lina !) pour la convivialité de leur accueil au sein de l'équipe, ainsi qu'aux thésards Damien Ducret et Stéphane Huguet pour leur aide et pour nos éclats de rire. Un grand merci aussi à Lucien Deville pour les cours dispensés à "l'école de la vie" !

Je veux ensuite saluer celles et ceux sans qui mon séjour à Lyon n'aurait pas été aussi plaisant et sans le soutien moral desquels ce travail n'aurait peut-être pas pu aboutir. Un grand merci à vous tous Matthieu, Sophie, Damien, Tiphaine, Ivan, Ludivine, Rémy, Samira, Fabien, Catherine, Bruno, Karima et Stéphane.

Merci aussi à tous les plongeurs et plongeurs lyonnais Christèle, Delphine, Manu, Martine, Jean-Sébastien, Christelle, Bernard, Marianne, Guy, Isabelle, Jean-Michel, Dominique, Marie-Jo, Frédéric, Sophie, Pierre, Audrey et Frédérique pour leur bonne humeur sécurisante et pour leur rafraîchissante amitié.

Enfin, merci à Maude, Virginie, et toutes celles et ceux qui comme toi Céline nous prouvent chaque jour qu'il faut aimer la vie malgré et par-dessus tout.

Science, tu es la vraie fille du vieux temps, toi qui changes toutes choses par ton œil scrutateur. Pourquoi fais-tu ta proie ainsi du cœur du poète, vautour dont les ailes sont de ternes réalités ? Comment t'aimerait-il ? Oh! Comment te jugerait-il sage, toi qui ne le laisserais point, dans la promenade de son vol, chercher un trésor dans les cieux pleins de bijoux, encore qu'il y soit monté d'une aile indomptée ? N'as-tu pas arraché Diane à son char, et chassé du bois l'Hamadryade, pour qu'elle cherche un refuge dans quelque astre plus heureux ? N'as-tu pas banni de son flot la Naiade, l'Elfe du vert gazon, et moi du rêve d'été sous le tamarin ?

Edgar Poe, "à la science", traduit par Mallarmé

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GÉNÉRALE	15
CHAPITRE 1 : LE CONTROLE DE SANTE DES MATERIAUX DE STUCTURE.....	21
1.1 LE CONTRÔLE NON DESTRUCTIF DES MATÉRIAUX DE STRUCTURE	23
1.1.1 Intérêt du Contrôle Non-Destructif (CND).....	23
1.1.2 CND des matériaux composites	23
1.1.3 Les techniques de CND	25
1.1.3.1 Les techniques ultrasonores	25
1.1.3.2 Les techniques combinées.....	27
1.2 STRUCTURES ET TECHNOLOGIES “INTELLIGENTES”	28
1.2.1 Généralités.....	28
1.2.2 Les matériaux et structures adaptatifs.....	30
1.2.3 Les matériaux et structures "sensibles"	31
1.2.3.1 Définition.....	31
1.2.3.2 Exemple : la méthode de l'implant piézo-électrique.....	31
1.2.3.3 Application des ondes de Lamb au contrôle de santé des composites.....	32
1.2.3.4 Problèmes d'intégration.....	34
1.3 CONCLUSION.....	36
CHAPITRE 2 : ONDES GUIDEES DANS LES SOLIDES ELASTIQUES - ETUDE DE LA PROPAGATION DES ONDES DE LAMB	37
2.1 RAPPELS D'ÉLASTICITÉ.....	40
2.1.1 Elasticité linéaire : Loi de Hooke	40
2.1.2 Elasticité dynamique : équation de propagation	41
2.1.3 Ondes planes en milieu illimité.....	42
2.1.4 Ondes guidées : courbes de dispersion.....	43
2.2 ONDES DE LAMB DANS LES MATÉRIAUX HOMOGENES ISOTROPES	44
2.2.1 Courbes de dispersion.....	44
2.2.2 Modes d'ordre zéro	47
2.2.3 Modes d'ordres supérieurs.....	49
2.2.3.1 Fréquences de coupure.....	49
2.2.3.2 Numérotation des modes.....	50

2.3	ONDES DE LAMB DANS LES MATÉRIAUX ANISOTROPES	51
2.3.1	<i>Position du problème</i>	51
2.3.2	<i>Cas général : le matériau triclinique</i>	53
2.3.3	<i>Cas du matériau monoclinique</i>	54
2.3.4	<i>Cas du matériau orthotrope</i>	56
2.3.5	<i>Cas du matériau transverse isotrope</i>	57
2.3.6	<i>Cas du matériau cubique</i>	58
2.3.7	<i>Cas du matériau isotrope</i>	59
2.4	ONDES DE LAMB DANS LES MATÉRIAUX MULTICOUCHES	59
2.4.1	<i>Cas de couches de matériau monoclinique</i>	60
2.4.2	<i>Cas de couches de matériau orthotrope</i>	62
2.4.3	<i>Exemple : composite stratifié composé de plis isotropes transverses</i>	63
2.4.4	<i>Hypothèse d'homogénéisation des composites stratifiés</i>	65
2.5	CHAMPS DE DÉPLACEMENT ET DE CONTRAINTE	67
2.5.1	<i>Exemple</i>	68
2.5.2	<i>Modes fondamentaux</i>	70
2.5.2.1	Le mode symétrique d'ordre 0 : S_0	70
2.5.2.2	Le mode antisymétrique d'ordre 0 : A_0	72
2.6	INFLUENCE DE L'ORIENTATION DES PLIS : MATÉRIAUX PRESENTANT UN EMPILEMENT DÉFAILLANT ..	75
2.6.1	<i>Croisement, répulsion et conversion de modes</i>	75
2.6.2	<i>Interversion symétrique de deux couches</i>	77
2.6.3	<i>Mauvaise orientation symétrique d'une couche</i>	79
2.6.4	<i>Interversion de deux couches</i>	81
2.6.5	<i>Mauvaise orientation d'une couche</i>	84
2.6.6	<i>Matériau antisymétrique</i>	86
2.6.6.1	Modes fondamentaux	86
2.6.6.2	Modes d'ordre supérieur	88
2.6.7	<i>Discussion</i>	89
2.7	CONCLUSION	90

**CHAPITRE 3 : MISE EN ŒUVRE EXPÉRIMENTALE DU CONTRÔLE DE SANTE DES
PLAQUES DE COMPOSITE..... 93**

3.1	LES MATÉRIAUX ÉTUDIÉS	96
3.1.1	<i>Composite verre/polyester (SMC)</i>	96
3.1.1.1	Caractérisation ultrasonore du matériau	97
3.1.1.2	Courbes de dispersion	98
3.1.2	<i>Composite carbone/epoxy (CFRP) (plis tissés)</i>	99
3.1.3	<i>Composite carbone/epoxy (CFRP) stratifié (plis unidirectionnels croisés)</i>	100
3.1.3.1	Matériau homogénéisé / matériau stratifié	100
3.1.3.2	Défaut d'empilement	102

3.2	INSTRUMENTATION DES PLAQUES	107
3.2.1	<i>La génération d'ondes de plaques</i>	107
3.2.2	<i>Disques piézo-électriques</i>	108
3.2.3	<i>Types d'excitation utilisés</i>	110
3.2.4	<i>Identification des modes générés dans le cas sain</i>	110
3.2.5	<i>Optimisation de la génération des modes fondamentaux</i>	114
3.3	DÉTECTION DE DÉFAUTS LOCALISÉS À L'AIDE D'ONDES DE LAMB.....	115
3.3.1	<i>Définition des outils de détection : défauts artificiels simples</i>	115
3.3.2	<i>Détection des défauts par l'analyse des modes transmis</i>	119
3.3.2.1	Représentation graphique dans le plan complexe	119
3.3.2.2	Paramètre d'endommagement	121
3.3.2.2.1	Définition.....	121
3.3.2.2.2	Application à la détection de défauts	123
3.3.2.3	Indice de nouveauté (Novelty index)	126
3.3.2.3.1	Définition.....	126
3.3.2.3.2	Echantillonnage temporel	126
3.3.2.3.3	Echantillonnage spectral	127
3.4	DÉTECTION DE DÉFAUTS RÉELS : CAS DES IMPACTS BASSE-VITESSE.....	128
3.4.1	<i>Introduction des défauts</i>	128
3.4.2	<i>Caractérisation ultrasonore des défauts induits par des impacts basse vitesse</i>	130
3.4.2.1	B-scan, C-scan	130
3.4.2.2	Leaky Lamb modes : L-scan.....	133
3.4.3	<i>Détection des défauts induits par des impacts par l'analyse des modes transmis</i>	135
3.4.3.1	Détection de délaminations dans le CFRP stratifié	135
3.4.3.2	Sensibilité relative des modes de Lamb	140
3.4.3.2.1	Cas du CFRP stratifié	140
3.4.3.2.2	Cas du SMC.....	141
3.5	LOCALISATION DES DÉFAUTS	143
3.5.1	<i>Localisation dans le SMC</i>	143
3.5.2	<i>Localisation dans le CFRP stratifié</i>	144
3.6	CONCLUSION	145

CHAPITRE 4 : MODÉLISATION DE L'INTERACTION ENTRE ONDES DE LAMB ET DÉFAUTS LOCALISÉS **147**

4.1	LIMITATIONS DE LA MODÉLISATION ANALYTIQUE.....	149
4.2	LA MÉTHODE DES ÉLÉMENTS FINIS	151
4.2.1	<i>Equations de la piézo-électricité</i>	151
4.2.2	<i>La méthode des éléments finis appliquée aux matériaux piézo-électriques</i>	152
4.2.3	<i>Exemple : vibration d'un disque piézo-électrique dans le vide</i>	154
4.3	VALIDATION DE LA MÉTHODE	155
4.3.1	<i>Simulation d'une structure complète</i>	155

4.3.2	<i>Défauts artificiels simples</i>	155
4.3.2.1	Encoche dans une plaque de SMC : résultats expérimentaux	155
4.3.2.2	Encoche dans une plaque de SMC : résultats simulés par éléments finis.....	158
4.4	DÉTECTION DE DÉLAMINAGE DANS LE CFRP STRATIFIÉ	160
4.4.1	<i>Délamination simple</i>	160
4.4.1.1	Cas de S'_0	160
4.4.1.2	Cas de A'_0	163
4.4.2	<i>Délamination induit par impact basse-vitesse</i>	165
4.4.2.1	Cas de S'_0	165
4.4.2.2	Cas de A'_0	165
4.5	CONCLUSION	166
CONCLUSION ET PERSPECTIVES		169
RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES		173

INTRODUCTION GENERALE

Du fait des nombreux avantages qu'offrent les composites par rapport aux matériaux métalliques conventionnels, leur utilisation comme matériaux de structure dans l'aéronautique, le transport automobile, les constructions navales ou dans le bâtiment a nettement augmenté durant ces dix dernières années. Parmi ces avantages, on cite en premier lieu leur grand rapport raideur/masse, qui permet un allègement conséquent des structures, particulièrement recherché dans les domaines précités. A titre d'exemple, dans l'aviation civile, l'usage de composites plastiques renforcés de fibres (de verre, de carbone ou d'aramide) permet une réduction de la masse des pièces de 20% pour une raideur structurale égale voire même supérieure. Cela induit une économie estimée à 6% sur la masse totale de l'avion, sachant que dans un Airbus A340, une réduction de 1% de la masse structurale représente une économie estimée à au moins 600 tonnes de carburant pour un service de 20 à 25 années^[1-SCH99].

Les matériaux composites offrent également une bonne résistance à la fatigue et à la corrosion et une bonne adaptabilité de leurs propriétés mécaniques aux sollicitations spécifiques qu'ils rencontrent au cours de leur utilisation. Cependant, l'usage intensif de ce type de matériaux en tant qu'élément de structure primaire à part entière, en particulier dans le domaine de l'aviation civile, reste limité par la nécessité de prouver leur fiabilité, sachant que la présence de défauts peut dégrader sévèrement leurs propriétés mécaniques.

La seconde limitation à l'utilisation plus massive des matériaux composites est l'importance de leur coût. Par exemple, les pièces en composites à fibre de carbone (CFRP) sont nettement plus chères que leurs équivalents en métal. De surcroît, les coûts d'inspection représentent environ 30% de l'investissement total pour la mise en œuvre d'une structure composite^[2-BAR99]. Cette proportion importante du prix total nécessite la mise au point de techniques de contrôle plus efficaces, non seulement pour une meilleure sécurité opérationnelle des structures mais également pour réduire leur coût effectif.

L'aptitude à évaluer rapidement l'état de santé d'une structure sans avoir à faire face à certaines difficultés, comme par exemple le démontage partiel de certains organes pour

permettre l'accès aux structures internes, est devenu un enjeu économique de première importance. De nombreuses méthodes d'évaluation non-destructive sont disponibles et déjà mises en œuvre dans le cas des structures composites. Ainsi, l'inspection visuelle continue d'être la méthode de contrôle la plus répandue dans le cas des avions en service [1-SCH99], mais elle n'offre pas une réelle quantification de la gravité des défauts détectés. La plupart des autres méthodes couramment employées dans ce domaine nécessitent l'immobilisation de l'appareil aux ateliers. Il en résulte une perte d'exploitation qui augmente encore le coût de ces techniques de détection passive^[3-MOU99]. En conséquence est apparue la nécessité de mettre en œuvre des techniques de contrôle de santé intégré, aussi appelé *contrôle actif*, qui doivent permettre de tester l'intégrité de la structure plus facilement et plus rapidement, avec une sensibilité au moins égale aux techniques conventionnelles. Dans cette étude, nous nous efforcerons d'apporter des éléments de réponse à la définition d'un système de suivi *in situ* et en temps réel de l'état de santé d'une structure. Idéalement, un tel système se donne pour but la détection précoce de l'apparition d'un défaut, ainsi que l'estimation de sa sévérité (par exemple par son type et sa taille) et de sa position.

Le travail présenté dans cette thèse a été financé et s'est déroulé dans le cadre d'un projet européen dénommé *DAMASCOS*^[4-PIE01] (*DAMAge Assessment in Smart COmposites Structures*, ref. Brite-Euram III - BRPR-CT98-0617) qui a pour objectif d'évaluer l'endommagement et le vieillissement de structures composites de grande taille par une procédure d'interrogation unique permettant d'examiner des aires de plusieurs mètres carrés. Les méthodes actuelles d'évaluation de l'endommagement dans les composites, comme les rayons X ou les ultrasons au contact, ne permettent l'inspection de larges domaines que par le recours à de multiples séquences d'interrogation point à point. En conséquence, l'évaluation de l'endommagement est un processus long et coûteux.

D'autre part, toute méthode basée sur l'usage de sondes classiques, qui sont à l'origine principalement vouées à l'imagerie haute fréquence, là où l'atténuation dans les composites est très importante, verrait sa portée limitée à une fraction de mètre. Partant de ce constat, et sachant que la plupart des structures composites de grandes tailles se présentent sous forme de plaques minces, le projet *DAMASCOS* s'intéresse à la propagation d'ondes ultrasonores guidées. Cette approche est complétée par de nouveaux outils de détection permettant l'intégration spatiale de l'information, eux-mêmes couplés à un logiciel de reconnaissance de signature avancée. De plus, le concept proposé au sein du projet *DAMASCOS* se base sur des insonifications à relativement basse fréquence (100 à 500kHz)

avec des détecteurs piézo-électriques et/ou à fibre optique et sur de nouvelles méthodes de traitement du signal comme l'indice de nouveauté (*novelty index*)^[5-MAN00], développées pour identifier la signature des défauts (à la place de l'imagerie, limitée par la diffraction) et pour déterminer les seuils d'endommagement ou de vieillissement des structures composites.

Le choix des ondes de Lamb a été largement imposé par leur aptitude à répondre de façon satisfaisante aux exigences d'un système de contrôle de santé autonome, c'est à dire :

- *rendre compte rapidement d'informations globales sur l'intégrité de la structure en un seul test,*
- *tester la structure par un nombre restreint de points d'interrogation, afin de limiter l'impact structural de l'intégration des capteurs (ainsi que la complexité et le coût du système d'interrogation).*

En effet, les ondes de Lamb ont la particularité de se propager sur de relativement longues distances (quelques mètres dans les composites) ce qui permet à chaque pulse ultrasonore d'inspecter tout le champ compris entre l'émetteur et le récepteur, contrairement aux techniques traditionnelles d'inspection pas à pas. La technique proposée reposera donc sur l'intégration à l'intérieur ou à la surface des structures à tester de capteurs capables de générer et de détecter de telles ondes. Le système devra être à même de contrôler de manière automatique l'acquisition, le stockage et le traitement des données. La présence d'un défaut sera identifiée par les changements de la réponse du système par rapport à une réponse de référence enregistrée avant l'endommagement de la structure.

Cette identification sera compliquée par la variété et la complexité des défauts susceptibles d'apparaître à l'intérieur des matériaux composites soumis à un vieillissement hygrothermique, à de la fatigue mécanique ou encore à des impacts.

Par la présentation des diverses méthodes classiques ou émergentes de contrôle non destructif, le premier chapitre de cette thèse permet de situer le cadre précis de l'étude. Le concept novateur de *matériaux et structures intelligents*, qui suscite de nombreux développements à l'heure actuelle, y est défini. Parmi les systèmes *sensibles*, nous portons une attention particulière à la méthode dite de l'implant piézo-électrique, développée ces dernières années à l'Institut national des sciences appliquées (INSA) de Lyon et dans la continuité de laquelle se situe la présente étude. Enfin, nous illustrons l'apport des ondes de Lamb à diverses techniques de contrôle de l'état de santé des composites.

Après quelques rappels d'élasticité linéaire, nous décrivons dans le deuxième chapitre les méthodes employées pour la résolution des équations de dispersion des ondes guidées dans une plaque libre d'un matériau homogène et isotrope : les ondes de Lamb. Puis nous nous intéressons à la généralisation du concept des ondes de Lamb dans le cas des matériaux anisotropes. Comme nous sommes amenés à utiliser dans la partie expérimentale de ce travail des matériaux composites composés d'empilement de couches anisotropes, les courbes de dispersion des ondes de Lamb généralisées dans ce type de matériau sont établies et la question de l'homogénéisation du multicouche est discutée. Après avoir résolu les équations de dispersion des modes guidés, nous sommes en mesure de calculer leurs profils exacts de contrainte et de déplacement dans l'épaisseur du milieu de propagation. Ces grandeurs caractéristiques nous serviront par la suite à évaluer la sensibilité relative de chacun des modes de Lamb à différents types d'endommagement.

Enfin, nous étudions l'influence de la séquence d'empilement des plis des composites stratifiés sur les caractéristiques des ondes de Lamb généralisées (vitesse de phase, déplacement particulière, champ de contrainte). Les conséquences de divers défauts d'empilement pouvant survenir lors de l'élaboration de l'échantillon sont estimées en relation avec la symétrie et l'anisotropie globale du matériau multicouche.

Le troisième chapitre est consacré à la description détaillée de l'approche expérimentale que nous avons utilisée en vue du contrôle de santé des plaques de composite. Nous commençons par représenter les courbes de dispersion des ondes de Lamb que nous avons calculées en fonction des propriétés élastiques spécifiques de chacun des différents matériaux étudiés. Nous justifions le dispositif retenu pour l'instrumentation des échantillons dans le but de générer des ondes de plaque et nous discutons des types d'excitation employés pour l'optimisation de la génération des modes fondamentaux. Après l'identification des modes générés dans le cas d'un matériau sain, nous mettons en œuvre la détection de défauts localisés, qu'ils soient simplistes ou plus réalistes (défauts induits par des impacts basse-vitesse). Dans le cas de ces derniers, nous procédons préalablement à la caractérisation ultrasonore des défauts induits, par l'emploi de méthodes traditionnelles ou innovantes.

La détection des défauts proprement dite est permise par l'analyse des modes transmis et en particulier, par la définition d'un paramètre d'endommagement. Enfin, la question de la localisation des défauts par l'emploi de mesures échographiques est abordée.

Le quatrième chapitre consiste à modéliser par la méthode des éléments finis la propagation des modes de Lamb, ainsi que leur interaction avec différents types de défauts, dans des configurations proches des systèmes étudiés expérimentalement ou plus complexes. Ces calculs numériques sont destinés à permettre d'améliorer la pertinence de l'interprétation des résultats expérimentaux ainsi qu'à proposer une approche optimisée pour le contrôle de santé intégré de structures composites réelles.

Avant de dégager les perspectives suscitées par ce travail, une brève discussion concernant la sensibilité de la méthode proposée aux variations des conditions environnementales, permet d'aborder la question de la mise en œuvre du suivi *in situ* et en temps réel de l'état de santé de structures composites hors du champ de travail du laboratoire.

CHAPITRE 1

1 LE CONTROLE DE SANTE DES MATERIAUX DE STUCTURE

1.1 LE CONTROLE NON DESTRUCTIF DES MATERIAUX DE STRUCTURE

1.1.1 Intérêt du Contrôle Non-Destructif (CND)

Le contrôle non destructif (CND) consiste à évaluer par une méthode physique (ultrasons, radiographie ...) l'intégrité d'une structure à l'intérieur de laquelle peuvent apparaître d'éventuels défauts lors de l'élaboration, de la transformation et du traitement thermique des matériaux ou lors du cycle de vie de la structure. De fait, la plupart des méthodes de CND nécessitent une bonne connaissance de la physique du matériau et de son endommagement pour détecter et caractériser les défauts, c'est à dire évaluer leur emplacement, leur dimension et leur densité afin d'être en mesure d'estimer leur "dangerosité" et donc de déterminer s'il y a lieu ou non d'intervenir sur l'objet ou sur le procédé de fabrication (rejet de la pièce dans un contexte de production industrielle, nécessité de mettre en œuvre une maintenance dans le cas de structures en service, etc.). Afin d'éviter autant que faire ce peut les pertes de matériau et le recours à des réparations souvent onéreuses, l'idée d'intégrer des méthodes de CND dès les phases de conception et de fabrication des structures est désormais bien répandue.

Les principales méthodes de CND utilisées relèvent de la détection, de l'estimation, de la classification, de la reconnaissance de formes, de la résolution de problèmes inverses, de la reconstruction d'images, de la fusion de données. De nos jours, le CND des matériaux trouve son utilité dans un large domaine d'applications comme les produits de fabrication industrielle (métallurgie, verre), les infrastructures de transport ou d'habitat, les matériaux aéronautiques, etc.

1.1.2 CND des matériaux composites

Un matériau composite dérive de l'association hétérogène d'au moins deux matériaux aux propriétés distinctes. De cette association résulte un nouveau matériau qui pourra combiner par exemple la plasticité d'une matrice polymère et la haute résistance de fibres de renfort. La matrice a pour but d'assurer la cohésion globale du matériau, de maintenir la géométrie des renforts souhaitée par le constructeur et surtout de transmettre aux renforts

les contraintes imposées à la structure.

Il existe une gigantesque variété de matériaux composites. On peut par exemple citer le bois en tant que composite naturel, le béton avec sa matrice de ciment et son renfort de particules minérales (sable, gravier), ou encore le béton armé auquel on adjoint des renforts métalliques. On fabrique également des composites à matrice métallique, dotés de renforts particuliers métalliques ou céramiques.

Néanmoins, dans le cadre de notre étude, nous nous restreindrons aux composites à matrice polymère renforcés de fibres de verre ou de carbone. L'usage de ces matériaux composites se multiplie dans le domaine des transports (dans les secteurs automobile, ferroviaire, aérien) du fait de leur supériorité mécanique sur les matériaux traditionnels comme les métaux et alliages, de leur légèreté, de leur facilité de mise en forme, de leur insensibilité à la corrosion et à de nombreux produits chimiques (peintures, solvants, huiles, graisses ...).

Cependant, en liaison avec leurs processus de production particuliers et leurs conditions d'utilisation très spécifiques et de plus en plus exigeantes, ces matériaux nécessitent un contrôle de leur état de santé particulièrement minutieux. En effet, des défauts (porosité, micro-fissuration, vieillissement prématuré) peuvent apparaître dès la mise en forme si les conditions de température, de pression ou d'humidité sont mal contrôlées ou si les conditions de stockage des composants de base n'avaient pas été satisfaisantes. Il peut également survenir des erreurs dans la préparation des échantillons qui risquent d'avoir des conséquences particulièrement néfastes lors de l'utilisation ultérieure du composite. Par exemple, le mauvais alignement des fibres dans un composite unidirectionnel entraîne une baisse de la résistance mécanique dans la direction de la contrainte uni-axiale pour laquelle ce composite avait été optimisé. Ou encore, un mauvais empilement de couches pré-imprégnées dans un composite stratifié peut faire apparaître un degré d'anisotropie supérieur à celui initialement prévu. Sur ce point, Kundu propose une méthode de CND pour la détection de fibres manquantes, cassées ou mal orientées [6-KUN96] en vue de la qualification de plaques de composite stratifié.

Pendant leur utilisation, les matériaux composites et plus particulièrement les composites aéronautiques subissent des agressions à l'origine d'une large variété d'endommagements, qui peuvent être classés en deux catégories principales :

- des *défauts microstructuraux répartis de façon homogène*, qui peuvent être dûs à l'exposition à l'humidité (vieillissement hygrothermique) ou à des cycles de température

(fatigue thermique). Il peut s'agir de microfissurations matricielles, de rupture de fibres, de décohésions à l'interface entre fibre et matrice.

- des *défauts macroscopiques localisés* dûs à la fatigue mécanique, à des impacts balistiques (choc en vol avec des micrométéorites, oiseaux ...) ou à des impacts basse-vitesse (chute d'objet lors de maintenance). Ces événements entraînent des ruptures de fibres, des ruptures de la matrice et, dans le cas des matériaux stratifiés, des délaminages aux interfaces entre plis. Même de faible étendue, ces dommages peuvent servir de précurseurs à un endommagement qui va croître avec la répétition des sollicitations imposées à la structure en service, et éventuellement conduire à sa ruine totale. Il est donc indispensable de recourir au CND systématique des matériaux composites depuis leur polymérisation jusqu'à la fin de leur cycle de vie.

1.1.3 Les techniques de CND

Il existe de nombreuses méthodes d'évaluation non destructive des matériaux, et il serait hasardeux de tenter d'en dresser une liste exhaustive. Parmi les méthodes classiques de CND, on peut citer le simple contrôle visuel, qui est souvent le premier maillon de la chaîne de détection d'imperfections ou de défauts en production industrielle ou en maintenance de structures. Viennent ensuite les techniques classiques de radiographie X et γ , le ressuage, la magnétoscopie, les ultrasons (en transmission, en réflexion, en double transmission), les courants de Foucault, l'émission acoustique, la shearographie, la thermographie, l'interférométrie holographique, la tomographie, la rétro-diffusion Compton, etc.

Toutes ces méthodes ont pour but le contrôle des matériaux par la mesure de leur épaisseur ou par la détection de défauts de surface ou de défauts internes - inclusions, porosités, fissures, décohésions, délaminations, etc.

1.1.3.1 Les techniques ultrasonores

Les techniques d'échographie ultrasonore se sont en premier lieu beaucoup développées en médecine, du fait de la grande facilité de propagation des ultrasons dans les tissus biologiques. De plus l'innocuité des ondes ultrasonores a établi la prépondérance de l'utilisation des techniques échographiques sur d'autres méthodes d'imagerie médicale (rayons X, scanner, scintigraphie, résonance magnétique nucléaire, etc.) en particulier dans le domaine de la médecine obstétrique.

Le contrôle par ultrasons est un procédé de contrôle non destructif semblable aux techniques radar ou sonar. Il consiste à engendrer une impulsion brève dans le matériau à contrôler, et à observer les échos éventuels réfléchis par les discontinuités rencontrées.

L'apparition des matériaux composites il y a une vingtaine d'années, puis l'augmentation rapide du nombre de matériaux différents avec des géométries complexes dans les structures modernes (Figure 1-1), en particulier dans le secteur aéronautique, ont nécessité l'amélioration des techniques ultrasonores classiques qui se trouvaient parfois mal adaptées à de telles structures^[7-HIL98]. On peut évoquer notamment les problèmes d'accessibilité des pièces à tester. Si une seule face de la structure est accessible, les ultrasons ne pourront pas être utilisés en transmission. Si une pièce est "enfouie" dans une structure plus complexe, son démontage préalable sera nécessaire avant le contrôle, ce qui représente une entreprise longue et coûteuse et, qui plus est, non dénuée de risque de détérioration.

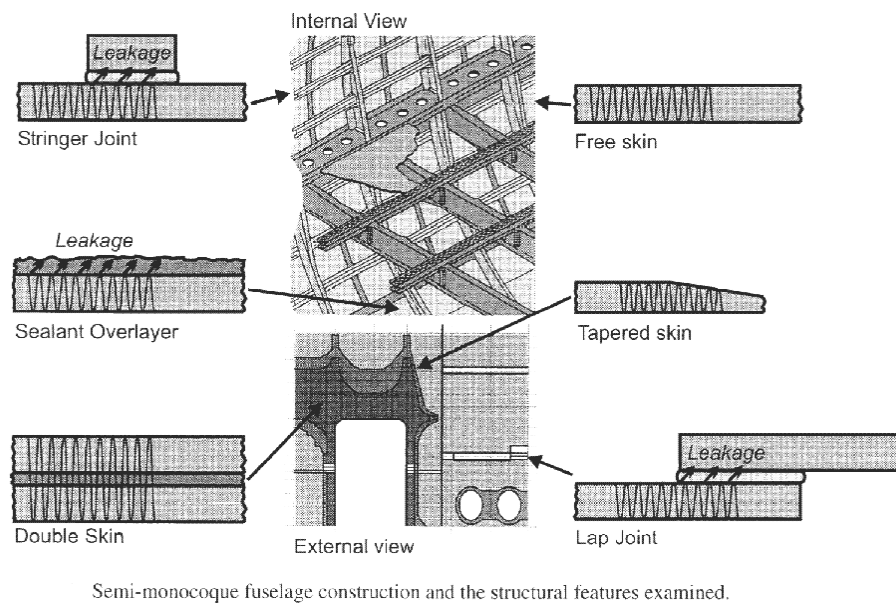


Figure 1-1. Configurations examinées par ondes guidées dans un fuselage semi-monocoque, d'après R. P. Dalton^[8-DAL00]

Lors du contrôle par ultrasons se posent également et de manière systématique des problèmes liés à la nécessité du couplage acoustique entre la source d'ondes ultrasonores et le milieu de propagation. Des incertitudes importantes peuvent provenir de la mauvaise reproductibilité du couplage lors de l'utilisation d'un gel (mesures au contact direct avec la pièce) ou de l'utilisation de jets d'eau. La simple mise en œuvre du couplage acoustique peut représenter une difficulté à elle seule, par exemple dans le cas de mesures à haute

température ou sur des matériaux poreux. Aussi, a-t-on pu observer l'apparition de nouvelles techniques dans lesquelles les ultrasons sont générés par laser ou par des capteurs aériens^[9-TRE98].

Basées sur l'immersion des pièces à tester, les méthodes ultrasonores telles que l'échographie, l'interférométrie acoustique ou la microscopie acoustique, utilisent un couplage parfaitement reproductible mais posent des difficultés de mise en œuvre dès lors que la taille des pièces devient importante.

Si le choix de la technique est avant tout dicté par les impératifs techniques liés directement aux structures industrielles réelles, il dépend également du coût de l'intégration de telles méthodes, notamment pour des programmes aéronautiques et spatiaux où le nombre de pièces à produire reste somme toute faible.

1.1.3.2 *Les techniques combinées*

Parmi les méthodes de contrôle non destructif émergentes on trouve de plus en plus de techniques *combinées*, pour lesquelles les ultrasons jouent le rôle de perturbation se propageant dans le matériau à tester, et donc de vecteur de l'information recueillie par un système séparé. On peut citer la shearographie basée sur des ultrasons pour la détection de défauts localisés. Un élément piézo-électrique est utilisé pour générer une onde ultrasonore incidente dans le milieu et le dispositif d'imagerie shearographique met en évidence l'interaction de l'onde avec un éventuel défaut. Il s'agit de réaliser par un procédé holographique une cartographie plein champ et quasiment en temps réel du champ de déplacement normal en surface de l'échantillon. L'image réfléchi par la structure lorsqu'elle est éclairée par la lumière cohérente d'un faisceau laser élargi interfère avec une image de la même scène décalée d'une longueur, dite longueur de cisaillement, introduite par un des miroirs de l'interféromètre. La visualisation du champ de déplacement dû à la propagation des ultrasons est rendue possible par synchronisation de l'excitation ultrasonore et du laser incident. Dans le cas où le front d'onde rencontre un défaut localisé, ce dernier se comporte comme une source secondaire directement visualisable^[10-OSM00].

La thermographie stimulée par ultrasons est une autre technique de contrôle plein champ développée récemment. Comme pour la thermographie classique, il s'agit d'une méthode de détection et de représentation bidimensionnelle de la température d'une zone relativement étendue de la structure. La thermographie classique est basée sur le fait que la présence d'une hétérogénéité entraîne une variation locale de la température lors du

chargement thermique adéquat d'une région spécifique. Dans le cas de la thermographie stimulée par ultrasons, une onde ultrasonore d'amplitude modulée est introduite dans la structure à tester. L'interaction de cette perturbation avec le défaut provoque la génération d'une onde thermique du fait de la conversion de l'énergie élastique incidente en énergie thermique (effet d'hystérésis). Le rayonnement de cette onde thermique est mis en évidence par le système de thermographie qui produit des images d'amplitude ou de phase. La détection est possible en raison de la modulation d'amplitude de l'onde ultrasonore [11-HEN00].

Est apparu également un système où l'onde incidente est générée par un transducteur coin classique, et le récepteur est une fibre optique intégrée, couplée à un interféromètre. La détection du défaut est possible grâce à la modulation de la phase de la lumière dans la fibre par le front d'onde acoustique. L'apparition d'un défaut perturbe le front d'onde incident et entraîne une variation de phase par rapport à un état de référence considéré comme sain. Ce décalage de phase (*phase-shift*) est converti par l'interféromètre en variation de l'intensité optique transmise par la fibre [12-PIE96, 13-GAC99]. Enfin, Doyle propose un système qui utilise ce type de fibre optique intégrée pour la détection passive d'ondes ultrasonores transitoires générées par des impacts sur des matériaux composites [14-DOY98], ce qui constitue en quelque sorte un dispositif d'émission acoustique large bande.

1.2 STRUCTURES ET TECHNOLOGIES “INTELLIGENTES”

1.2.1 Généralités

Depuis l'apparition des premières technologies "intelligentes" il y a environ 20 ans, des changements cruciaux se sont produits tant dans le domaine des matériaux eux-mêmes que dans la prise de conscience par les industriels et les chercheurs de la nécessité de tirer profit d'une recherche toujours plus interdisciplinaire, pour accélérer l'évolution des nouvelles idées et mener à bien l'exploitation de ces techniques. Dans ce contexte impliquant tant de spécialités diverses, il est difficile de trouver une définition même du concept de structure "intelligente" (*Smart structure*). Spillman, Sirkis et Gardiner ont tenté d'apporter une réponse à cette interrogation au travers d'une enquête au sein de la communauté scientifique concernée [15-SPI96], et ont abouti à la proposition suivante : "Une structure intelligente est une structure physique, non biologique, possédant les attributs suivants : un but précis, l'impératif et les moyens de réaliser cet objectif, un mode de

fonctionnement semblable à un système biologique, c'est-à-dire qu'elle doit être adaptable et doit utiliser l'énergie disponible aussi efficacement que possible".

Ce sont les exigences toujours croissantes vis-à-vis de l'extension de la durée de vie, de la fiabilité et de l'exploitabilité des composants, des matériaux et des structures qui ont ouvert la voie au développement des matériaux et structures "intelligents". Les "matériaux intelligents" sont les matériaux de dernière génération ayant la particularité essentielle soit de s'adapter aux variations des propriétés de leur environnement (matériau adaptatif), soit de pouvoir rendre compte de leur état de santé (matériau sensible). Ces technologies trouvent leur application dans des domaines aussi variés que les industries aéronautiques civile et militaire, les transports, l'industrie manufacturière, les télécommunications, la défense, la médecine, etc.

En général, le développement des produits industriels repose de manière très importante sur celui des matériaux. Au même titre que celui des matériaux composites en son temps, l'avènement d'une nouvelle génération de ces matériaux dits "intelligents" ou "adaptatifs" devrait conduire dans les deux prochaines décennies à un nouveau bond technologique. Ces matériaux piézo-électriques, électrostrictifs, magnétostrictifs, à mémoire de forme, etc. couplent des effets mécaniques avec des effets électriques ou magnétiques. Ils se déforment non seulement sous l'action de contraintes mécaniques, mais aussi lorsqu'ils sont soumis à des différences de potentiel, de champs magnétiques, etc. Inversement, ils génèrent des différences de potentiels, des champs électriques ou magnétiques lorsqu'ils subissent des déformations. Ces propriétés d'interactions permettent de les utiliser en tant qu'actionneurs ou en tant que capteurs pour effectuer un contrôle de structures adapté.

Les matériaux et structures intelligents tirent profit de concepts très variés : les SMA (alliages à mémoire de forme), les MEMS (*micro electro-mechanical systems*), les transmissions sans fil, etc. Les divers thèmes d'étude dans ce domaine couvrent la conception, l'optimisation et les applications des structures et des matériaux intelligents, la détection de défauts et la surveillance de santé structurale en utilisant des méthodes passives/actives, les actionneurs piézo-électriques et électromagnétiques, le contrôle adaptatif. Une tendance récente s'oriente plus particulièrement vers l'intégration des capteurs, des actionneurs, des processeurs et des contrôleurs dans les systèmes adaptatifs. Dans ce cas, "l'intelligence" de ces structures provient des instruments de mesure ou des actionneurs qui peuvent y être incorporés, et de l'informatique qui y est associée pour la gestion du processus de contrôle.

1.2.2 Les matériaux et structures adaptatifs

Un exemple simple de matériau adaptatif est celui des verres de lunettes photochromiques. Contenant des précipités d'halogénure d'argent en présence d'ions cuivre, ces verres s'obscurcissent de manière réversible sous l'effet du rayonnement solaire.

Durant ces dernières années, la maîtrise de la technologie des matériaux piézo-électriques a permis d'élaborer des composants mécaniques de très petite taille qui sont capables soit de mesurer des déformations microscopiques sur les surfaces des matériaux qui les portent, soit d'exercer des forces ou des contraintes importantes et contrôlables sur ces surfaces. Simultanément, la miniaturisation des circuits électroniques dédiés à des tâches spécifiques de contrôle a ouvert la voie au développement des structures adaptatives. Dans ce type de structure, l'adaptation se fait généralement par l'intermédiaire d'un ou d'un ensemble de micro-actionneurs dont la réponse appropriée à une sollicitation particulière est commandée par une boucle d'asservissement^[16-JAN96]. On peut citer par exemple les systèmes d'optique adaptative, qui permettent de déformer la surface d'un miroir de télescope pour compenser en temps réel la déformation du front d'onde par les turbulences atmosphériques terrestres. Dans le domaine de l'acoustique et des vibrations, d'autres structures adaptatives ont vu le jour : les systèmes dédiés au contrôle de vibrations en général^[17-KAN96] et les systèmes antibruit, destinés à éliminer des sons audibles comme des bruits de machines-outils aux postes de travail en milieu industriel, des bruits de moteurs ressentis en cabine par les passagers dans l'aviation civile ou encore des bruits de moteur et de chaussée à l'intérieur de l'habitacle d'un véhicule léger (Figure 1-2).

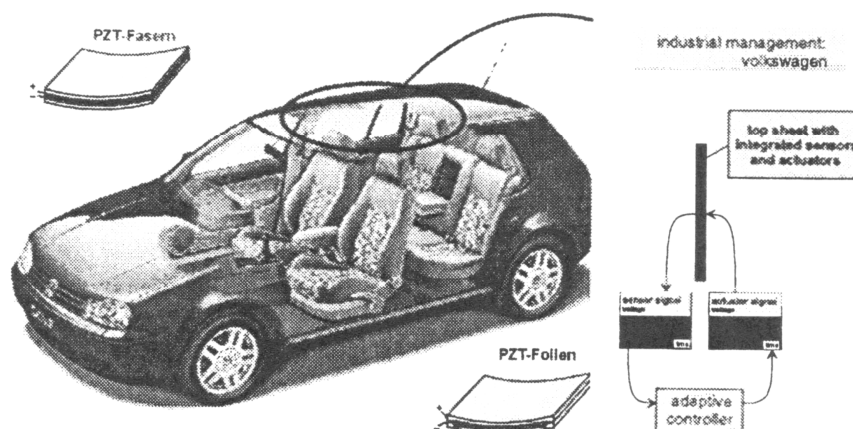


Figure 1-2. Garniture de plafond d'un véhicule individuel équipé de capteurs/actuateurs PZT distribués, d'après H.Hanselka^[18-HAN99c]

1.2.3 Les matériaux et structures "sensibles"

1.2.3.1 Définition

Par opposition aux matériaux et structures adaptatifs, nous qualifierons de "sensibles" les matériaux ou les structures simplement capables d'estimer leur état de santé, c'est-à-dire d'assurer le suivi de leur éventuel endommagement, qu'il soit localisé ou réparti de façon homogène. Le développement de telles technologies est d'ores et déjà mis en œuvre dans des secteurs comme l'industrie aérospatiale ou la santé, et plus récemment en génie civil^[19-AYR98].

Notre étude s'inscrit précisément dans le cadre des matériaux sensibles, puisqu'il s'agit de développer une technique de caractérisation *in situ* et en temps réel de l'état de santé de structures composites à l'aide de capteurs intégrés. De plus, nous nous intéresserons particulièrement aux cas de plaques minces de matériaux composites à matrice polymère et à renfort de fibre de verre ou de carbone.

1.2.3.2 Exemple : la méthode de l'implant piézo-électrique

Dans la plupart des matériaux et structures sensibles, les techniques d'évaluation de l'évolution des propriétés structurales se basent sur l'intégration de capteurs à l'intérieur ou en surface du matériau susceptible de se dégrader. Par exemple, la méthode dite de l'implant piézo-électrique développée à l'INSA de Lyon a pour but le contrôle *in situ* de la polymérisation et de l'endommagement des composites. Cette méthode se base sur l'intégration d'un disque piézo-électrique de Titanate Zirconate de Plomb (PZT) à l'intérieur d'un matériau composite avant sa mise en forme. La méthode consiste à suivre l'évolution de la vitesse et de l'atténuation des ondes ultrasonores se propageant dans la direction normale au capteur intégré, ces propriétés étant respectivement liées à la rigidité et à la viscosité du matériau composite. A l'aide d'une modélisation unidimensionnelle de la vibration en épaisseur du disque de PZT en contact avec la structure hôte (Figure 1-3), on peut montrer que l'impédance électrique de la céramique piézo-électrique dépend non seulement de ses propriétés géométriques, mécaniques et piézo-électriques mais aussi des propriétés viscoélastiques du milieu environnant.

L'impédance électrique est mesurée dans le domaine fréquentiel du mode de vibration en épaisseur de l'implant. Par l'inversion du problème, il est possible de calculer l'évolution des lois de vitesse et d'atténuation ultrasonores dans le domaine de fréquence étudié^[20-PER94]. L'utilisation d'ondes ultrasonores à des fréquences relativement hautes

(quelques mégahertz) met en évidence des phénomènes intimement liés à la microstructure du matériau. Ces mesures rendent compte des variations des propriétés viscoélastiques du matériau dans le voisinage immédiat du capteur, mais l'hypothèse d'une évolution homogène des propriétés globales du matériau a permis le suivi des différents stades de la polymérisation de résines polymères^[21-PER95], ainsi que celui des processus de vieillissement hygrothermique de composites à matrice polymère^[22-JAY96, 23-SAI98b].

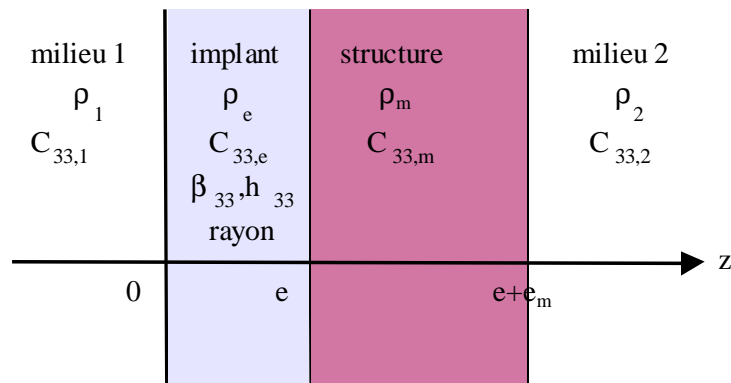


Figure 1-3. Modélisation unidimensionnelle du système multicouche implant piézo-électrique/structure hôte

Dans la présente étude, nous proposons d'utiliser ce même implant piézo-électrique pour la génération d'ondes guidées dans des plaques de matériaux composites, principalement destinés à l'industrie aéronautique. Dans ce but, le capteur sera excité dans la gamme de fréquence de quelques centaines de kilohertz, pour en exploiter les vibrations radiales^[24-MON00b].

1.2.3.3 Application des ondes de Lamb au contrôle de santé des composites

La plupart des expérimentateurs désireux de développer des systèmes de contrôle de santé intégré (*health monitoring*) sont souvent confrontés à des matériaux sous forme de plaques minces, comme dans le cas des peaux des ailes d'avion, des réservoirs, des coques de bateau, des tuyauteries, etc. C'est donc tout naturellement que ces derniers se sont tournés vers l'utilisation et l'étude des modes propres de vibration d'une plaque solide. Dans le cas où la plaque est placée dans le vide (ou dans l'air en première approximation) ces modes propres de vibration sont appelés ondes de Lamb, et on parlera de "*leaky Lamb waves*" (modes de plaque rayonnants) dans le cas où la plaque est placée dans un fluide de couplage. Le chapitre suivant sera consacré à l'étude détaillée de la propagation de ces modes dispersifs dans une variété de matériaux anisotropes.

Le choix des ondes de Lamb se justifie par leurs nombreux avantages. Contrairement aux ondes de surface (ondes de Rayleigh) dont l'amplitude s'atténue avec la profondeur sur quelques longueurs d'onde, les modes de Lamb ont la faculté de mettre en vibration la totalité de l'épaisseur de la plaque et offrent par-là la possibilité de détecter des défauts internes quelle que soit leur profondeur. D'autre part, les ondes de Lamb ont la particularité de se propager sans trop de déperdition d'énergie dans les matériaux pourtant passablement atténuants que sont les matériaux composites. En effet, l'utilisation de modes de vibration à des fréquences relativement basses limite l'influence de la diffusion intrinsèque du matériau. De plus, la propagation se faisant majoritairement dans un guide à deux dimensions, la perte d'amplitude associée à la diffraction du faisceau est beaucoup moins importante que dans le cas des ondes de volume. Les ondes de Lamb ouvrent ainsi la voie au contrôle de santé à grande distance, avec l'espoir de pouvoir développer des structures sensibles de grandes dimensions sans nécessairement multiplier le nombre de capteurs et donc sans accroître la complexité du système d'évaluation. Enfin, la nature multi-modale de la méthode permet d'exploiter la différence de sensibilité des divers modes présents dans une plaque à des types d'endommagements disparates. Il est donc concevable de tirer parti de cette approche pour la discrimination des défauts.

Les impératifs de contrôles de plus en plus pointus et rapides ont récemment entraîné la mise au point de techniques spécifiques pour l'évaluation non destructive de structures à l'aide d'ondes de Lamb. Des efforts particuliers ont été menés tant pour l'amélioration des méthodes de génération et de détection des ces ondes, que pour la modélisation de leur propagation. Par exemple, une technique émergente désormais utilisée par de nombreux auteurs emploie le laser pour la génération et la détection des ondes de Lamb^[25-HAN99a, 26-WRI96, 27-CHE00, 28-CAW94].

Les caractéristiques des modes de Lamb (vitesse de phase, atténuation, polarisation) étant intimement liées aux propriétés viscoélastiques des matériaux en général, et donc à leur anisotropie en particulier, la propagation des ondes de Lamb dans les composites anisotropes a été utilisée pour la caractérisation de ces matériaux et de leur endommagement. L'estimation des constantes d'élasticité est obtenue par l'inversion du problème dans les composites sains^[29-MIZ98, 30-WEA89a, 31-WEA89b, 32-WU99] ou endommagés^[33-SEA99b, 34-SHI89, 35-STR99]. Dans le domaine des matériaux composite à matrice polymère, les méthodes offrant les plus faibles incertitudes pour l'inversion des mesures de vitesse sont celles qui s'affranchissent des problèmes de reproductibilité et d'adaptation de l'impédance

du couplage acoustique par l'utilisation d'ultrasons "aériens", c'est à dire ne nécessitant d'autre fluide de couplage que l'air^[36-SAF96, 37-HAN99b]. Les travaux de M. D. Seale ont porté en particulier sur la caractérisation de composites soumis à des fatigues mécanique et thermique^[38-SEA98, 39-SEA99a] ou sur l'estimation de leur fraction volumique de renfort par ondes de Lamb^[40-SEA98b].

Les ondes de Lamb ont également été largement utilisées pour la caractérisation de la qualité des collages^[41-GUY92, 8-DAL00], des soudures et des joints^[42-SUN94], et plus généralement des interfaces^[43-XU95]. Du fait de leur comportement analogue dans les tubes, ces ondes de plaque ont été utilisées avec succès pour l'évaluation non destructive à longue portée dans les tuyauteries, notamment par Rose^[44-ROS96] ou Alleyne et Cawley^[45-ALL97] qui ont démontré la faisabilité de la détection de réduction d'épaisseur due à la corrosion à des distances d'environ 9 mètres pour le premier et 50 mètres pour les seconds. Moreno a quant à lui proposé une méthode de mesure de l'épaisseur de composites par l'inversion de la courbe de dispersion du mode de Lamb fondamental antisymétrique, le mode A_0 ^[46-MOR98].

Enfin, l'interaction des ondes de Lamb avec différents types de défauts a été mise en évidence et de nombreux travaux se sont particulièrement appliqués à la détection des délaminages^[47-GUO93, 48-SUN93, 49-POT97, 50-POT98, 51-ROH95, 52-KAC96].

Les principales manifestations de l'apparition et du développement d'un défaut qui peuvent être exploitées dans ces études sont :

- l'*atténuation* du signal ultrasonore transmis à travers la structure (mesures en transmission)
- l'*apparition d'un écho* supplémentaire en provenance du défaut (mesures en réflexion)
- la *conversion de mode* au passage de l'onde sur le défaut (mesures en réflexion et transmission)

1.2.3.4 Problèmes d'intégration

Nous avons vu que la plupart des méthodes de contrôle de santé intégré requièrent l'intégration de capteurs à l'intérieur ou en surface des structures dites "sensibles". Outre les problèmes technologiques inhérents à cette insertion, comme l'adaptation de l'impédance acoustique ou la connectique (fragilité des connections optiques, isolations des électrodes lors de l'insertion d'un élément piézo-électrique dans un matériau conducteur^[53-BOU96],

etc.), le problème de l'intégration des capteurs soulève deux questions importantes qui sont :

- le respect de l'intégrité de la structure et des capteurs,
- la robustesse de la méthode face à des anomalies dans l'insertion des capteurs.

En effet, l'insertion d'un élément étranger dans un matériau hôte a pour effet immédiat de modifier localement le comportement mécanique de la structure résultant de cette association. La présence du capteur risque de fragiliser la tenue en service de la structure, devenant ainsi un précurseur d'endommagement. D'autre part, le capteur lui-même doit être capable de résister aux concentrations de contraintes internes lors de l'élaboration de la structure (phénomène de retrait) et aux sollicitations mécaniques durant le cycle de vie du matériau. Il est donc impératif d'étudier l'impact de l'insertion du capteur sur les propriétés mécaniques de la structure et réciproquement. A ce sujet, le lecteur pourra se référer au travail de thèse de Pierrick Blanquet qui s'est intéressé aux conséquences de l'insertion d'un élément piézo-électrique dans une plaque de composite stratifié^[54-BLA97].

D'autre part, aussi fines soient la modélisation associée et les méthodes d'inversion mises en œuvre, il est nécessaire de prendre garde à la robustesse de ces techniques vis-à-vis des aléas pouvant survenir au moment de l'intégration des capteurs. En effet, les industriels sont parfaitement conscients que même en possession d'un cahier des charges bien précis, et nonobstant la haute technicité de leurs équipes de maintenance, il n'en subsiste pas moins des incertitudes importantes, sur la position, l'orientation et le collage des capteurs. Dans le cas de l'évaluation non destructive de composites polymères par la méthode de l'implant piézo-électrique (paragraphe 1.2.3.2), les auteurs ont éprouvé la fiabilité de la méthode et apporté les modifications nécessaires à la prise en considération de défauts de collage^[55-SAI96a] et de parallélisme^[56-SAI96b, 57-SAI98a] des inserts.

Ainsi, il s'avère indispensable d'estimer l'intégrité du capteur ainsi que l'exactitude de sa position, de son orientation et de son collage préalablement à la mise en œuvre de la technologie sensible associée. Lors de l'insertion de céramiques piézo-électriques dans des composites polymères renforcés de fibres de carbone (Figure 1-4), peuvent survenir par exemple des fissures ou des délaminages du composite, la déformation ou la rupture de la céramique, des courts circuits entre les électrodes, le décollement du capteur, des

concentrations de fibres ou de résine, etc. Aussi procède-t-on par des techniques classiques (paragraphe 1.1.3.1) à l'évaluation non destructive des systèmes sensibles^[59-MOO98, 60-POH98].

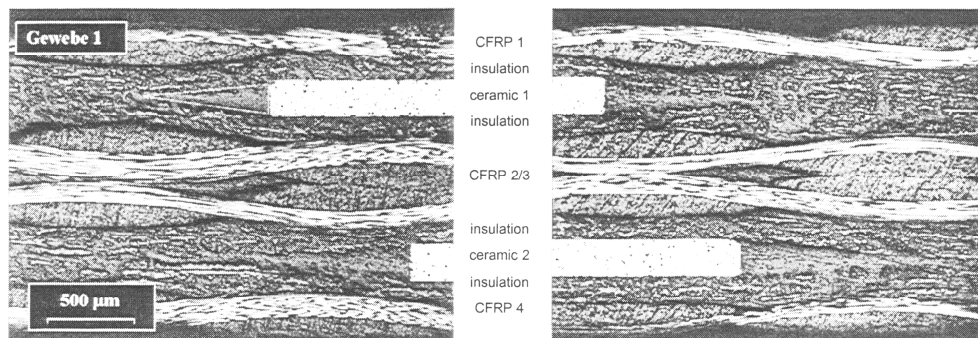


Figure 1-4. *Micrographie en coupe d'un composite actif, d'après V. Krajenski^[58-KRA00]*

1.3 CONCLUSION

Le concept de contrôle de santé *in situ* et en temps réel préfigure un dispositif totalement intégré à la structure et capable de l'interroger en permanence et de manière totalement automatisée lorsque celle-ci se trouve en service.

Ce travail se situe dans la continuité de l'effort mené à l'INSA de Lyon dans le but de développer le concept de matériaux sensibles par l'intégration d'implants piézo-électriques dans les composites à matrice polymère pour le suivi de leur endommagement. Afin de disposer d'un système permettant d'évaluer à la fois l'évolution globale des propriétés viscoélastiques du matériau (vieillesse) et l'apparition de défauts localisés, notre contribution consiste à évaluer l'endommagement de plaques composites de grande taille par la génération d'ondes guidée à l'aide du même dispositif intégré.

Sur ce point, la méthode se donne pour objectifs :

- de démontrer la faisabilité de la génération efficace d'ondes de Lamb par ces dispositifs intégrés à la fois robustes et légers,
- de mieux comprendre l'interaction entre les ondes ainsi créées et les défauts susceptibles d'apparaître pendant le cycle de vie des matériaux hôtes et
- de développer des outils de traitement des données recueillies afin d'être en mesure de détecter le plus précocement possible l'apparition de ces endommagements.

CHAPITRE 2

2 ONDES GUIDEES DANS LES SOLIDES ELASTIQUES - ETUDE DE LA PROPAGATION DES ONDES DE LAMB

INTRODUCTION

Dans le chapitre précédent, nous avons décrit les nombreux avantages des ondes de Lamb qui ont fait de ces ondes guidées les intermédiaires principaux de nombreux développements récents en matière de contrôle de l'état de santé de structures.

La plupart des structures de grande taille dignes de voir un système de contrôle de santé s'y intégrer se présentent en effet sous la forme de plaques minces, qui sont le siège naturel d'établissement des modes de Lamb. De plus, ces ondes ont la particularité avantageuse d'interroger la totalité de l'épaisseur de leur milieu de propagation sans pour autant subir une atténuation aussi importante que les ondes de volume. Enfin, la variété de modes disponibles laisse espérer de la part d'un système basé sur ce type d'ondes une bonne sensibilité à de multiples types d'endommagement.

Cependant, la présence simultanée de plusieurs modes guidés à l'intérieur de la structure à tester peut poser des problèmes d'interprétation des signaux observés. Nous verrons par ailleurs que ces ondes sont dispersives. En conséquence, la vitesse de propagation et le nombre des modes présents dans la plaque dépendent de la fréquence de travail imposée par l'expérimentateur. L'utilisation convenable de ce type d'ondes requiert donc la connaissance précise de leurs lois de dispersion, qui sont intimement liées aux propriétés élastiques des milieux de propagation (anisotropie, hétérogénéité, etc.).

Nous nous proposons dans ce chapitre d'étudier les caractéristiques de ces modes propagatifs dans des matériaux homogènes ou multicouches et présentant divers degrés d'anisotropie. Nous commencerons par rappeler les équations de dispersion des ondes de Lamb dans une plaque libre d'un solide homogène et isotrope, puis nous nous appliquerons à établir les équations de dispersion des ondes de Lamb généralisées dans le cas des matériaux anisotropes. Guidés par la nature anisotrope et/ou multicouche des matériaux composites que nous souhaitons utiliser expérimentalement, nous nous devons de mener à bien la résolution de ce problème dans ce type de milieux. Au travers d'exemples réalistes, nous étudierons plus particulièrement les caractéristiques des modes fondamentaux, qui sont les deux modes présents quelle que soit la fréquence de travail choisie. Nous nous

intéresserons notamment aux profils de contrainte et de déplacement de ces modes dans l'épaisseur de la plaque dans le cas d'une propagation suivant un axe principal du matériau.

Enfin, nous utiliserons les outils de simulation que nous avons développés pour étudier l'influence de diverses défaillances pouvant survenir dans la séquence d'empilement des plis de composites stratifiés.

2.1 RAPPELS D'ELASTICITE

2.1.1 Elasticité linéaire : Loi de Hooke

Dans un solide élastique et dans l'hypothèse de faibles déformations, la relation tensorielle liant les contraintes T_{ij} et les déformations S_{kl} est linéaire :

$$T_{ij} = \sum_{k=1}^3 \sum_{l=1}^3 C_{ijkl} S_{kl} \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (2-1)$$

Par la suite on utilisera systématiquement la règle d'Einstein de sommation implicite sur les indices répétés, permettant par exemple de simplifier l'écriture de la relation (2-1), qui devient :

$$T_{ij} = C_{ijkl} S_{kl} \quad i, j, k, l = 1, 2, 3 \quad (2-2)$$

Les coefficients C_{ijkl} sont les composantes du tenseur des rigidités élastiques, appelés aussi constantes de raideurs ou constantes d'élasticité. C est un tenseur de rang 4 qui possède dans le cas le plus général $3^4 = 81$ composantes indépendantes. Dans la loi de Hooke (2-2), les tenseurs T et S étant symétriques, les C_{ijkl} sont invariants par permutation des indices ij ou kl . Il ne reste donc que 36 composantes indépendantes $C_{\gamma\delta}$ que l'on peut classer dans une matrice carrée de dimension 6×6 en utilisant la convention suivante de contraction des indices $(ij) \sim \gamma; (kl) \sim \delta$:

$$(11) \sim 1; (22) \sim 2; (33) \sim 3; (23) = (32) \sim 4; (13) = (31) \sim 5; (12) = (21) \sim 6 \quad (2-3)$$

Pour un matériau non piézo-électrique, dans la limite élastique, la composante S_{kl} du tenseur des déformations s'écrit en fonction des déplacements :

$$S_{kl} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right) \quad (2-4)$$

On peut montrer l'équivalence^[61-DIE75] entre la relation tensorielle (2-2) et la relation matricielle :

$$T_\gamma = C_{\gamma\delta} S_\delta \quad \gamma, \delta = 1, 2, 3, 4, 5, 6 \quad (2-5)$$

Cette équivalence est valable à condition de poser :

$$S_1 = S_{11}; S_2 = S_{22}; S_3 = S_{33}; S_4 = 2S_{23}; S_5 = 2S_{13}; S_6 = 2S_{12} \quad (2-6)$$

Dans l'hypothèse de l'acoustique, c'est-à-dire en présence de faibles perturbations, le milieu subit des transformations réversibles. Ainsi on montre que dans une transformation adiabatique, la constante élastique isentropique $C_{ijkl}^{(\sigma)}$ est la dérivée seconde de l'énergie interne de l'unité de volume du milieu considéré par rapport aux déformations S_{ij} et S_{kl} . Dans le cas d'une transformation isotherme, la constante élastique isotherme $C_{ijkl}^{(\theta)}$ est la dérivée seconde de l'énergie libre de l'unité de volume^[61-DIE75]. Il y a donc invariance des constantes élastiques par permutations des paires d'indices ij et kl (ou des indices γ et δ en notation matricielle), d'où la relation de symétrie dite relation de Maxwell :

$$C_{ijkl} = C_{klij} \quad i, j, k, l = 1, 2, 3 \quad (2-7)$$

Il en résulte que la matrice 6×6 des constantes élastiques $C_{\gamma\delta}$ ne possède plus comme composantes indépendantes que les 21 membres de sa partie triangulaire supérieure. Cette matrice des constantes élastiques ou matrice d'élasticité représente donc le cas le plus général d'un système cristallin de type triclinique, c'est-à-dire ne possédant pas de symétrie particulière hormis la symétrie centrale par rapport à l'origine du trièdre de référence.

2.1.2 Elasticité dynamique : équation de propagation

L'écriture de l'équation de propagation des ondes élastiques dans un solide illimité (ondes de volume), permet d'en déduire les caractéristiques en matière de vitesse de phase et de polarisation. En négligeant les forces de pesanteur et d'inertie à l'intérieur du solide,

le principe fondamental de la dynamique appliqué à un élément de volume s'écrit :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (2-8)$$

En utilisant la valeur de T_{ij} donnée par l'expression (2-2) dans l'équation du mouvement (2-8), on obtient le système de trois équations suivant :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = C_{ijkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} \quad i, j, k, l = 1, 2, 3 \quad (2-9)$$

2.1.3 Ondes planes en milieu illimité

On cherche des solutions sous la forme d'ondes planes progressives se propageant à la vitesse de phase c selon la direction définie par le vecteur unitaire n de coordonnées (n_i, n_j, n_k) . Les composantes du déplacement particulière sont donc de la forme :

$$u_i = U_i \mathfrak{S} \left(t - \frac{n_j x_j}{c} \right) \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (2-10)$$

En substituant la relation (2-10) dans l'équation de propagation (2-9), on obtient l'équation dite de Christoffel :

$$\rho c^2 u_i = C_{ijkl} n_j n_k u_l \quad i, j, k, l = 1, 2, 3 \quad (2-11)$$

En régime d'ondes planes, les solutions de l'équation de propagation ont donc pour vitesse de phase (resp. polarisation) les valeurs propres (resp. vecteurs propres) du tenseur de Christoffel^[62-AUL73] $\Gamma_{il} = C_{ijkl} n_j n_k$. Dans le cas le plus général d'un matériau triclinique, avec une propagation suivant un vecteur directeur n quelconque, il y aura coexistence de trois ondes planes polarisées orthogonalement deux à deux. Une onde quasi longitudinale (celle dont la direction de polarisation est la plus proche de la direction de propagation) et deux ondes quasi transversales. Les trois valeurs des vitesses de phase, en général distinctes, sont les racines de l'équation :

$$\left| \Gamma_{il} - \rho c^2 \delta_{il} \right| = 0 \quad \delta_{il} \Big|_{i=l} = 1, \quad \delta_{il} \Big|_{i \neq l} = 0 \quad (2-12)$$

2.1.4 Ondes guidées : courbes de dispersion

Dès lors que le milieu de propagation des ondes élastiques n'est pas illimité, les solutions de l'équation du mouvement doivent aussi satisfaire des conditions aux limites mécaniques et électriques. La première approche théorique des ondes se propageant sur la surface libre d'un solide élastique semi-infini fut exposée par Rayleigh en 1885. Dans le cas d'un solide homogène isotrope, l'onde de surface aussi appelée onde de Rayleigh^[63-RAY1885] est polarisée elliptiquement dans le plan sagittal et son amplitude s'atténue sur quelques longueurs d'ondes dans la profondeur du milieu.

En 1911, Love^[64-LOV11] montra l'existence d'une onde transversale polarisée horizontalement, se propageant dans une couche déposée sur un substrat semi-infini.

Dans le cas de deux solides semi-infinis, la combinaison des ondes de Rayleigh dans chacun des milieux donne naissance à une onde d'interface mise en évidence par Stoneley^[65-STO24] en 1924.

Si l'on considère un milieu d'épaisseur finie (cas d'une plaque dans le vide) deux ondes de surface peuvent se propager sans interagir sur chacune des interfaces libres tant que l'épaisseur de la plaque est grande devant la longueur d'onde λ . Lorsque l'épaisseur de la plaque est du même ordre de grandeur que λ , Lamb^[66-LAM17] mit en évidence en 1917 les ondes résultant du couplage des différentes ondes partielles aux interfaces solide/vide dans un matériau homogène isotrope. Ces ondes de plaque, dites ondes de Lamb, sont dispersives et ont la particularité de mettre en mouvement la totalité de l'épaisseur de la plaque. Il existe deux types de modes guidés distincts : les modes symétriques et anti-symétriques. On étudiera également le cas des ondes de Lamb généralisées tant dans le cas d'une plaque chargée ou immergée dans un fluide de couplage (*Leaky Lamb Waves*), que dans celui des matériaux anisotropes.

Les ondes de plaque s'établissent donc comme la superposition d'une série discrète de modes guidés. Le guide d'onde confère leur caractère dispersif aux modes de Lamb. L'étude de la propagation des ondes de Lamb requiert le calcul des courbes de dispersion, qui représentent les profils de vitesse de phase en fonction du produit fréquence-épaisseur.

2.2 ONDES DE LAMB DANS LES MATERIAUX HOMOGENES ISOTROPES

2.2.1 Courbes de dispersion

Pour le calcul des courbes de dispersion des ondes de Lamb dans une plaque mince de matériau homogène isotrope, Viktorov^[67-VIK67] décompose le champ acoustique de déplacement à l'intérieur du milieu de propagation comme la somme du gradient d'un potentiel scalaire Φ et du rotationnel d'un potentiel vecteur Ψ : $u = \nabla\Phi + \nabla \wedge \Psi$. Nous reprenons cette méthode dite des potentiels pour l'étude des modes guidés dans une plaque d'un matériau *homogène et isotrope*.

La plaque étudiée est infiniment étendue dans les directions 1 et 2, et d'épaisseur finie d suivant 3 (Figure 2-1). On considérera la propagation d'une onde plane non-uniforme suivant la direction 1.

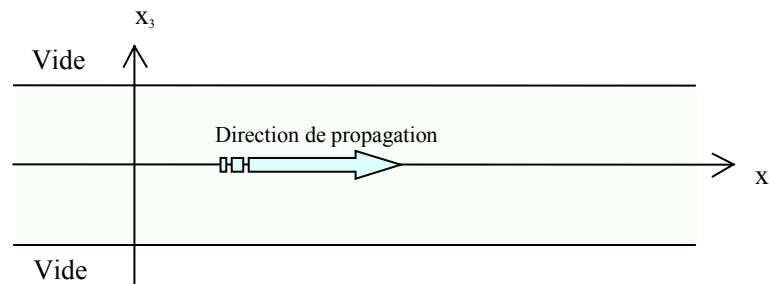


Figure 2-1. Plaque homogène isotrope : axes de référence

Les potentiels sont invariants par translation dans la direction 2, donc toutes les grandeurs physiques ont des dérivées partielles nulles par rapport à la variable x_2 . Les potentiels scalaires et vecteurs ont donc les formes suivantes:

$$\begin{aligned}\Phi &= \phi(x_3) e^{i(kx_1 - \omega t)} \\ \Psi &= \psi(x_3) e^{i(kx_1 - \omega t)}\end{aligned}\tag{2-13}$$

Par la suite on omettra le terme de phase $e^{i(kx_1 - \omega t)}$ pour ne s'intéresser qu'aux variations des amplitudes ϕ , ψ_1 , ψ_2 et ψ_3 des potentiels représentatifs du déplacement particulière. Pour l'onde se propageant avec un nombre d'onde k à la pulsation ω , les composantes du déplacement sont donc :

$$\begin{aligned}
 u_1 &= ik\phi - \frac{\partial \psi_2}{\partial x_3} \\
 u_3 &= ik\psi_2 + \frac{\partial \phi}{\partial x_3} \\
 u_2 &= -ik\psi_3 + \frac{\partial \psi_1}{\partial x_3}
 \end{aligned} \tag{2-14}$$

On remarque que les deux premières équations de (2-14) sont couplées et ne dépendent que des potentiels scalaires ϕ et ψ_2 . Elles décrivent l'onde de Lamb qui ne possède que des composantes u_1 et u_3 non nulles (elle est polarisée dans le plan sagittal). La troisième équation est indépendante et décrit l'onde transversale polarisée suivant x_2 i.e. horizontalement. On l'appelle onde TH et dans ce cas il y a découplage de sa vibration et de celle de l'onde de Lamb.

On s'intéresse désormais uniquement à l'onde de Lamb. En substituant l'écriture (2-13) du déplacement u dans l'équation de propagation (2-9), on obtient les équations suivantes :

$$\begin{aligned}
 C_{11} \nabla^2 \phi - \rho \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} &= 0 \\
 C_{55} \nabla^2 \psi_2 - \rho \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial t^2} &= 0
 \end{aligned} \tag{2-15}$$

On appelle $k_L = \omega \sqrt{\frac{\rho}{C_{11}}} = \frac{\omega}{c_L}$ et $k_T = \omega \sqrt{\frac{\rho}{C_{55}}} = \frac{\omega}{c_T}$ les nombres d'onde des ondes planes

longitudinales et transversales qui se propagent dans le milieu respectivement avec les vitesses de phase c_L et c_T .

En posant $p^2 = k_L^2 - k^2$ et $q^2 = k_T^2 - k^2$, les équations (2-15) se simplifient sous la forme :

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_3^2} + p^2 \phi &= 0 \\
 \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial x_3^2} + q^2 \psi_2 &= 0
 \end{aligned} \tag{2-16}$$

Les potentiels solutions de ces équations de propagation doivent satisfaire les conditions aux limites d'annulation des contraintes normales et tangentielles sur les surfaces libres :

$$T_{33}(x_3 = \pm \frac{d}{2}) = T_{13}(x_3 = \pm \frac{d}{2}) = 0 \tag{2-17}$$

Sous ces conditions, on obtient les solutions suivantes :

$$\begin{aligned} \phi &= B \cos(px_3 + \xi) \\ \psi_2 &= A \sin(qx_3 + \xi) \end{aligned} \quad \xi = 0 \text{ ou } \frac{\pi}{2} \quad (2-18)$$

Les valeurs du paramètre ξ sont imposées par les conditions aux limites. Pour une valeur de ξ donnée, les parités des potentiels Φ et Ψ_2 en fonction de x_3 sont opposées. De plus, pour chacune des valeurs de ξ , la substitution des expressions (2-18) dans les équations aux limites (2-17) donne un système linéaire de deux équations aux inconnues A et B. Ce système admet des solutions non identiquement nulles si et seulement si son déterminant s'annule, ce qui conduit à l'équation de dispersion de l'onde de Lamb :

$$(k^2 - q^2)^2 \tan(q \frac{d}{2} + \xi) + 4k^2 pq \tan(p \frac{d}{2} + \xi) = 0 \quad (2-19)$$

On peut aisément vérifier que dans le cas où ξ est nul, la composante u_1 (resp. u_3) du déplacement est une fonction paire (resp. impaire) de x_3 . Il s'agit donc d'un mode symétrique ou encore mode de compression (Figure 2-2a). *A contrario*, dans le cas où ξ vaut $\pi/2$, $u_1(x_3)$ est impaire alors que $u_3(x_3)$ est paire. Il s'agit d'un mode antisymétrique, encore appelé mode de flexion (Figure 2-2b).

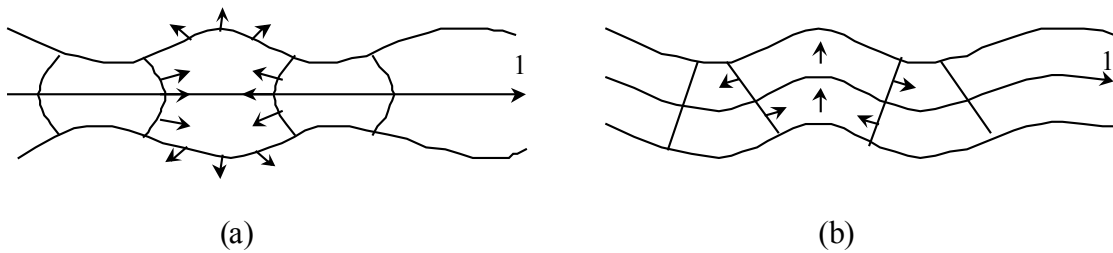


Figure 2-2. Modes de Lamb symétrique (a) et antisymétrique (b) dans un matériau homogène isotrope

En réécrivant l'équation (2-19) pour chacune des valeurs de ξ , on obtient donc les équations de dispersion des modes symétriques ($\xi = 0$) et antisymétriques ($\xi = \pi/2$) :

$$\begin{aligned} (k^2 - q^2)^2 \tan(q \frac{d}{2}) + 4k^2 pq \tan(p \frac{d}{2}) &= 0 & (\text{sym}) \\ (k^2 - q^2)^2 \cotan(q \frac{d}{2}) + 4k^2 pq \cotan(p \frac{d}{2}) &= 0 & (\text{asym}) \end{aligned} \quad (2-20)$$

La résolution des équations (2-20) permet de déterminer les nombres d'ondes des modes symétriques et antisymétriques en fonction des paramètres élastiques C_{11} et C_{55} contenus dans les quantités p et q , et de l'épaisseur d de la plaque. Ceci n'est analytiquement possible que dans les domaines asymptotiques où ω tend vers zéro ou l'infini. Généralement, on résout ces équations numériquement afin de tracer l'évolution du nombre d'onde k en fonction de la pulsation ω ou plus couramment celle de la vitesse de phase c_p en fonction du produit fréquence-épaisseur fd . A titre d'exemple, nous avons déterminé les courbes de dispersion en vitesse de phase des premiers modes de Lamb dans une plaque de Silice dont les caractéristiques à prendre en compte sont : $C_{11}=78.5$ GPa, $C_{13}=16.1$ GPa, $C_{55}=(C_{11}-C_{13})/2$ et $\rho=2,20\text{g/cm}^3$ (Figure 2-3).

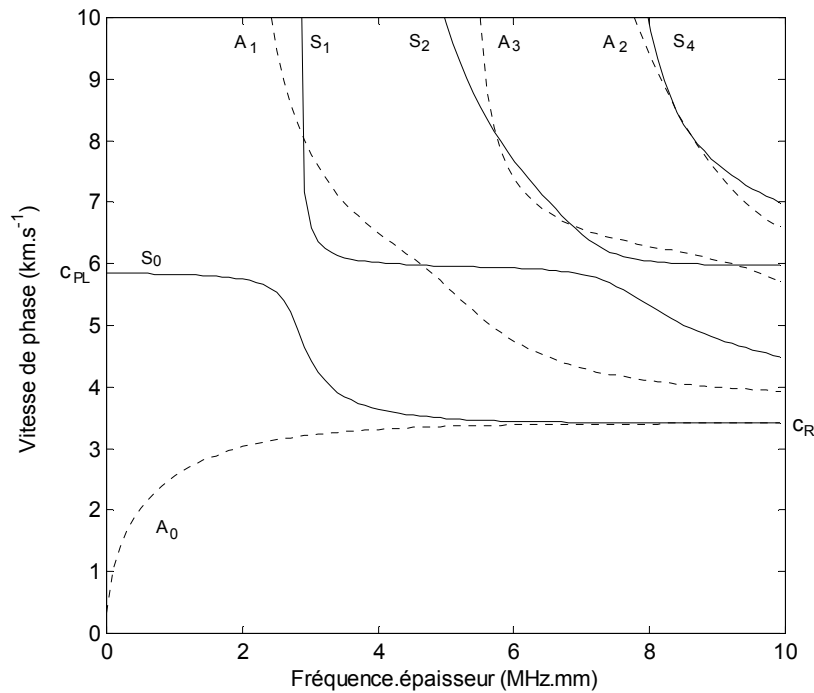


Figure 2-3. Vitesses de phase des modes de Lamb symétriques (trait plein) et antisymétriques (trait pointillé) dans une plaque de Silice

2.2.2 Modes d'ordre zéro

Les modes d'ordre zéro symétrique (S_0) et antisymétrique (A_0) sont les seuls modes propagatifs solutions des équations de dispersion (2-20) lorsque le produit fréquence-épaisseur fd tend vers 0 (Figure 2-3). Ces modes n'ont pas de fréquence de coupure : ils existent quelle que soit la fréquence de travail choisie. Si on effectue un développement limité au premier ordre de l'équation de dispersion (2-19) pour $\xi = 0$ (mode S_0), on

obtient :

$$k_s^2 = \frac{1}{4} \cdot \frac{k_T^4}{k_T^2 - k_L^2} \quad (2-21)$$

et la vitesse de phase du mode S_0 , constante au voisinage de $fd=0$, prend la valeur c_{PL} dite "vitesse de plaque" :

$$c_{PL} = 2c_T \sqrt{1 - \frac{c_T^2}{c_L^2}} = \sqrt{\frac{C_{11}}{\rho} - \frac{C_{13}^2}{C_{11}\rho}} \quad (2-22)$$

Le mode S_0 présente donc un plateau non dispersif dans le domaine des faibles produits fd (Figure 2-3). De plus, le calcul des composantes du déplacement u à l'aide des relations (2-14) et (2-18) montre que la composante longitudinale u_{1s} est très grande devant la composante transversale u_{3s} . Nous sommes en présence d'un mode presque purement longitudinal, mais se propageant avec une vitesse inférieure à $c_L = \sqrt{C_{11}/\rho}$, la vitesse du mode longitudinal en milieu illimité. Dans le cas de la silice (Figure 2-3), c_{PL} vaut $5,64 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ alors que c_L vaut $5,97 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$.

;

Pour $\xi = \pi/2$, le développement limité de l'équation (2-19) donne :

$$k_a^4 = \frac{3}{d^2} \cdot \frac{k_T^4}{k_T^2 - k_L^2} \quad (2-23)$$

et la vitesse de phase c_a du mode A_0 est fonction du produit fd :

$$(c_a)_{f,d \rightarrow 0} = \sqrt{\frac{\pi}{\sqrt{3}}} c_{PL} \cdot (fd)^{1/2} \quad (2-24)$$

Comme nous avons vu précédemment que la vitesse de phase c_{PL} est une constante dans le domaine des faibles produits fréquence-épaisseur, le mode A_0 est dispersif et sa vitesse de phase dans ce même domaine est proportionnelle à la racine carrée de fd . Dans le cas de la Silice, nous représentons en trait plein sur la Figure 2-4 l'approximation basse fréquence de la courbe de dispersion du mode A_0 , déduite de l'expression (2-24), alors que les pointillés sont les solutions de l'équation de dispersion (2-20) pour ce même mode. Quant aux composantes du déplacement, on montre que $(u_{3a})_{fd \rightarrow 0} \gg (u_{1a})_{fd \rightarrow 0}$ donc la polarisation du mode A_0 est transverse verticale : c'est un mode de flexion.

A la limite asymptotique des grands produits fd , les vitesses de phase des modes A_0 et S_0 convergent vers la vitesse des ondes de Rayleigh c_R , qui est légèrement inférieure à la vitesse transversale c_T . Dans l'exemple de la silice, la vitesse des ondes de Rayleigh est $c_R=2,54 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ et la vitesse transversale est $c_T=2,70 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ (Figure 2-2).

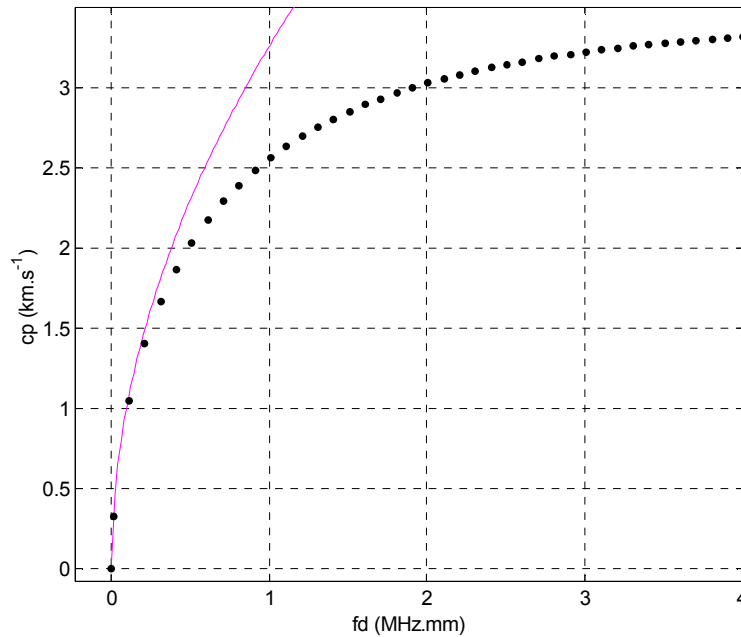


Figure 2-4. Courbe de dispersion du mode A_0 dans la Silice ($\bullet\bullet\bullet$), asymptote basse fréquence prévue par l'expression(2-24) (—)

2.2.3 Modes d'ordres supérieurs

2.2.3.1 Fréquences de coupure

Les conditions aux limites (2-17) sur les contraintes normale et tangentielle imposent l'apparition des fréquences de coupure f_c des modes d'ordres supérieurs (Figure 2-3). Lorsque le produit fd d'un mode de Lamb atteint la valeur critique $f_c d$, il y a établissement d'une onde stationnaire ($k_c=0$) purement longitudinale ou purement transversale. En dessous de $f_c d$, le nombre d'onde devient imaginaire pur et l'on est alors en présence d'un mode évanescent, qui ne se propage pas. On observe seulement un déplacement en phase de la plaque dont l'amplitude décroît exponentiellement des parois vers l'intérieur du solide.

Pour les modes symétriques, on détermine les fréquences de coupure suivantes :

$$\begin{aligned} S_{2n} &: f_c d = n \cdot c_T & n = 1, 2, 3, \dots \\ S_{2n+1} &: f_c d = \left(\frac{2n+1}{2} \right) \cdot c_L & n = 0, 1, 2, \dots \end{aligned} \quad (2-25)$$

Pour les modes antisymétriques, les fréquences de coupure sont données par :

$$\begin{aligned} A_{2n} &: f_c d = n \cdot c_L & n = 1, 2, 3, \dots \\ A_{2n+1} &: f_c d = \left(\frac{2n+1}{2} \right) \cdot c_T & n = 0, 1, 2, \dots \end{aligned} \quad (2-26)$$

Enfin, le nombre de modes symétriques (N_s) et antisymétriques (N_a) pouvant se propager au sein de la plaque pour un produit fd donné s'obtient par les relations^[68-DEM98] :

$$\begin{aligned} N_s &= 1 + \Re\left(\frac{fd}{c_T}\right) + \Re\left(\frac{fd}{c_L} + \frac{1}{2}\right) \\ N_a &= 1 + \Re\left(\frac{fd}{c_L}\right) + \Re\left(\frac{fd}{c_T} + \frac{1}{2}\right) \end{aligned} \quad (2-27)$$

où l'opérateur \Re renvoie l'entier le plus proche de l'opérande.

Les vitesses de phase des modes d'ordre supérieur ou égal à 1 décroissent très rapidement à partir des fréquences de coupure où les vitesses sont supposées infinies (Figure 2-3). Lorsque fd augmente, les vitesses des modes symétriques présentent un palier non dispersif autour de la vitesse longitudinale, avant de tendre tout comme les vitesses des modes antisymétriques vers la vitesse transversale. En fait, ces paliers correspondent au cas limite de la plaque de matériau fluide dans le vide, pour laquelle $c_T = 0$ et les courbes de dispersion des ondes de Lamb ont pour limite asymptotique la vitesse longitudinale c_L .^[69-UBE94]

2.2.3.2 Numérotation des modes

Dans les expressions des fréquences de coupure (2-25) et (2-26), l'indice pair ou impair qualifiant un mode de Lamb correspond au nombre de nœuds de déplacement présents dans l'épaisseur de la plaque à la fréquence de coupure du mode. Les séries géométriques des fréquences de coupure des modes pairs et impairs n'ayant pas les mêmes raisons, l'ordre d'apparition des modes lorsque fd croît ne correspond pas à celui des entiers croissants. Par exemple, sur la Figure 2-3 la fréquence de coupure du mode A_3 est inférieure à celle de A_2 , tout comme celle du mode S_4 est inférieure à celle de S_3 .

En réalité, l'apparition des modes d'ordre supérieur respecte l'ordre des entiers croissant en formant deux séries de modes alternativement symétriques et antisymétriques : $A_1, S_2, A_3, S_4, \text{etc.}$ de raison $\frac{c_T}{2}$ et $S_1, A_2, S_3, A_4, \text{etc.}$ de raison $\frac{c_L}{2}$.

2.3 ONDES DE LAMB DANS LES MATERIAUX ANISOTROPES

2.3.1 Position du problème

Afin d'étudier la nature des différents modes guidés susceptibles de se propager dans des plaques de matériaux composites, on cherche à résoudre le problème de la propagation d'ondes ultrasonores dans un milieu homogène anisotrope, illimité dans les directions 1 et 2, et d'épaisseur finie d suivant 3. Par-là, on généralise le concept d'ondes de Lamb décrit dans les matériaux homogènes isotropes. Nous nous restreindrons à des échantillons découpés de sorte que les axes 1' et 2' du repère cristallographique sont contenus dans le plan médian, l'axe 3' étant normal à la plaque (Figure 2-5). Nous verrons qu'il apparaît des modes de vibration symétriques (S_n) et antisymétriques (A_n), que nous appellerons modes de Lamb par abus de langage, et qui sont le plus souvent couplés avec des modes transverses horizontaux (TH_n).

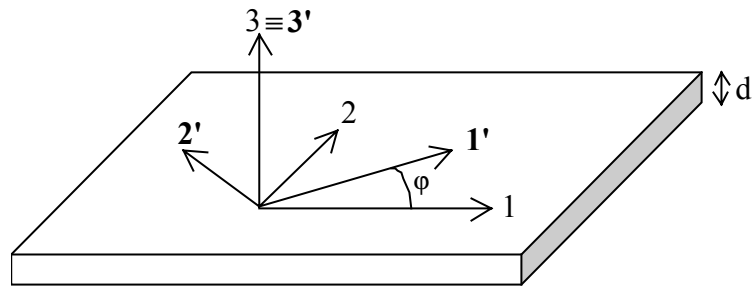


Figure 2-5. Repère principal (1, 2, 3) et repère de référence (1', 2', 3')

Pour la résolution de l'équation différentielle du mouvement (2-9), on adopte la méthode proposée par A. Nayfeh [70-NAY89, 71-NAY95]. La direction de propagation coïncide avec l'axe 1. Dans le cas le plus général, cette direction de propagation n'est pas une direction principale, et le repère de référence (1, 2, 3) utilisé pour étudier la propagation se déduit du repère principal (1', 2', 3') par la rotation d'angle φ autour de l'axe 3 (Figure 2-5). Néanmoins, la réponse élastique de la plaque étant indépendante du système de coordonnées, le principe fondamental de la dynamique (2.8) et la loi de Hooke (2.2) restent

inchangés dans le repère (1, 2, 3) à condition modifier les composantes du tenseur d'élasticité C'_{ijkl} par la transformation :

$$C'_{ijkl} = \beta_{im} \beta_{jn} \beta_{ko} \beta_{lp} C_{mnop} \quad (2-28)$$

où β_{im} est le cosinus directeur du couple de coordonnées (im).

Le nombre de constantes élastiques non-nulles du nouveau tenseur peut ainsi être plus important, par exemple, pour un angle φ quelconque, le tenseur représentatif d'un matériau orthotrope se transforme en un tenseur représentatif d'un matériau fictif de type monoclinique.

On conduira l'analyse dans le nouveau repère, dans lequel la propagation des ondes conserve sa propriété d'indépendance par rapport à la coordonnée 2. Ainsi, les déplacements qui satisfont l'équation différentielle de propagation (2-9) ont des composantes de la forme :

$$u_j = U_j e^{ik(x_1 + \alpha x_3 - ct)} \quad j = 1, 2, 3 ; i = \sqrt{-1} \quad (2-29)$$

où k est le nombre d'onde selon la direction x_1 , $\alpha = k_{x_3}/k$ est le rapport des nombres d'onde selon x_1 et x_3 et c est la vitesse de phase. Substituant l'expression (2-29) dans l'équation (2-9) on obtient un système de trois équations couplées pour les déplacements u_j que l'on regroupe sous la forme matricielle :

$$K \cdot U = 0 \quad (2-30)$$

où K est la matrice symétrique 3×3 dont les éléments sont, en notation contractée :

$$\begin{aligned} K_{11} &= C_{11} - \rho c^2 + 2 C_{15} \alpha + C_{55} \alpha^2 \\ K_{12} &= C_{16} + (C_{14} + C_{56}) \alpha + C_{45} \alpha^2 \\ K_{13} &= C_{15} + (C_{13} + C_{55}) \alpha + C_{35} \alpha^2 \\ K_{22} &= C_{66} - \rho c^2 + 2 C_{46} \alpha + C_{44} \alpha^2 \\ K_{23} &= C_{56} + (C_{36} + C_{45}) \alpha + C_{34} \alpha^2 \\ K_{33} &= C_{55} - \rho c^2 + 2 C_{35} \alpha + C_{33} \alpha^2 \end{aligned} \quad (2-31)$$

et U est le vecteur amplitude de déplacement. L'existence de solutions non triviales pour U requiert l'annulation du déterminant de K , ce qui produit une équation polynomiale du sixième degré en α . Pour toute valeur de c il existe donc six solutions distinctes α_q . Chaque composante du déplacement des modes de plaque est la superposition de six ondelettes obtenues pour chaque α_q :

$$(u_1, u_2, u_3) = \sum_{q=1}^6 (1, V_q, W_q) U_{1q} e^{ik(x_1 + \alpha_q x_3 - ct)} \quad (2-32)$$

V_q et W_q sont les rapports des amplitudes de déplacement dans les directions 2 et 3 et de l'amplitude U_{1q} . En substituant l'expression (2-32) dans l'équation (2-30) en tenant compte des K_{mn} exprimés en (2-31), on calcule les rapports :

$$V_q \equiv \frac{U_{2q}}{U_{1q}} = \frac{K_{11}(\alpha_q)K_{23}(\alpha_q) - K_{13}(\alpha_q)K_{12}(\alpha_q)}{K_{13}(\alpha_q)K_{22}(\alpha_q) - K_{12}(\alpha_q)K_{23}(\alpha_q)} \quad (2-33)$$

$$W_q \equiv \frac{U_{3q}}{U_{1q}} = \frac{K_{11}(\alpha_q)K_{23}(\alpha_q) - K_{13}(\alpha_q)K_{12}(\alpha_q)}{K_{12}(\alpha_q)K_{33}(\alpha_q) - K_{23}(\alpha_q)K_{13}(\alpha_q)} \quad (2-34)$$

Enfin, en introduisant les solutions (2-32) des déplacements dans la définition des déformations (2-4), la loi de Hooke (2-2) liant contraintes et déformations permet d'exprimer les contraintes sur les facettes 3 en fonction des amplitudes de déplacement :

$$(T_{33}, T_{13}, T_{23}) = \sum_{q=1}^6 ik(D_{1q}, D_{2q}, D_{3q})U_{1q} e^{ik(x_1 + \alpha_q x_3 - ct)} \quad (2-35)$$

où

$$\begin{aligned} D_{1q} &= C_{13} + \alpha_q C_{35} + (C_{36} + \alpha_q C_{34})V_q + (C_{35} + \alpha_q C_{33})W_q \\ D_{2q} &= C_{15} + \alpha_q C_{55} + (C_{56} + \alpha_q C_{45})V_q + (C_{55} + \alpha_q C_{35})W_q \\ D_{3q} &= C_{14} + \alpha_q C_{45} + (C_{46} + \alpha_q C_{44})V_q + (C_{45} + \alpha_q C_{34})W_q \end{aligned} \quad (2-36)$$

On peut donc écrire les conditions aux limites de la plaque libre, c'est-à-dire l'annulation des contraintes sur les surfaces $T_{33}(\pm d/2)$, $T_{13}(\pm d/2)$ et $T_{23}(\pm d/2)$, qui conduisent à un système de 6 équations sur les amplitudes U_{11}, \dots, U_{16} . L'existence de solutions non triviales exige l'annulation du déterminant D :

$$D \equiv \begin{vmatrix} D_{11}E_1 & D_{12}E_2 & D_{13}E_3 & D_{14}E_4 & D_{15}E_5 & D_{16}E_6 \\ D_{21}E_1 & D_{22}E_2 & D_{23}E_3 & D_{24}E_4 & D_{25}E_5 & D_{26}E_6 \\ D_{31}E_1 & D_{32}E_2 & D_{33}E_3 & D_{34}E_4 & D_{35}E_5 & D_{36}E_6 \\ D_{11}E_1^* & D_{12}E_2^* & D_{13}E_3^* & D_{14}E_4^* & D_{15}E_5^* & D_{16}E_6^* \\ D_{21}E_1^* & D_{22}E_2^* & D_{23}E_3^* & D_{24}E_4^* & D_{25}E_5^* & D_{26}E_6^* \\ D_{31}E_1^* & D_{32}E_2^* & D_{33}E_3^* & D_{34}E_4^* & D_{35}E_5^* & D_{36}E_6^* \end{vmatrix} = 0 \quad (2-37)$$

où $E_q^* = E_q^{-1} = e^{-ik\alpha_q d/2}$, $q=1,2,\dots,6$.

2.3.2 Cas général : le matériau triclinique

La relation (2-37) représente les équations de dispersion. Jusqu'ici, nous nous situons dans le cas le plus général du matériau triclinique, dont les 21 constantes

élastiques sont non-nulles et indépendantes. La résolution complète du problème dans ce cadre très général est complexe. Aussi, il est d'usage de reprendre la démarche du paragraphe 2.3.1, en tenant compte de l'éventuelle symétrie des matériaux. Cela conduit à des simplifications d'autant plus importantes que la symétrie augmente, c'est-à-dire que le degré d'anisotropie diminue. On s'intéressera en premier lieu au cas du matériau monoclinique pour lequel l'existence d'un plan de symétrie réduit le nombre de constantes d'élasticité indépendantes à treize.

Puis, on étudiera le cas d'un matériau orthotrope, dans lequel l'existence d'un second plan de symétrie orthogonal au premier entraîne obligatoirement l'existence d'un troisième plan de symétrie orthogonal aux deux premiers, ainsi que la réduction du nombre de constantes indépendantes à neuf.

On étudiera également le cas du matériau transverse isotrope qui possède cinq constantes élastiques indépendantes du fait de l'existence d'une invariance des propriétés élastiques autour d'un axe de rotation.

Enfin, on retrouvera par cette méthode les propriétés des ondes de Lamb dans un matériau isotrope qui possède deux constantes d'élasticité indépendantes.

2.3.3 Cas du matériau monoclinique

L'existence d'un plan de symétrie (1',2') à l'intérieur du matériau entraîne l'annulation des constantes de rigidité $C'_{14}, C'_{24}, C'_{34}, C'_{15}, C'_{25}, C'_{35}, C'_{46}$ et C'_{56} . Le matériau ne possède plus que treize constantes indépendantes. En utilisant la relation de passage du repère principal au repère de référence (2-28), on peut montrer que les constantes correspondantes $C_{14}, C_{24}, C_{34}, C_{15}, C_{25}, C_{35}, C_{46}$ et C_{56} sont nulles quelle que soit la valeur de l'angle φ . Cela va permettre de simplifier les relations écrites au paragraphe (2.3.2). En particulier, les coefficients de la matrice K introduits dans la relation (2-31) deviennent :

$$\begin{aligned}
 K_{11} &= C_{11} - \rho c^2 + C_{55} \alpha^2 \\
 K_{12} &= C_{16} + C_{45} \alpha^2 \\
 K_{13} &= (C_{13} + C_{55}) \alpha \\
 K_{22} &= C_{66} - \rho c^2 + C_{44} \alpha^2 \\
 K_{23} &= (C_{36} + C_{45}) \alpha \\
 K_{33} &= C_{55} - \rho c^2 + C_{33} \alpha^2
 \end{aligned} \tag{2-38}$$

Dans l'équation polynomiale du sixième degré en α produite par l'annulation du déterminant de K, les coefficients des puissances impaires de α disparaissent. On obtient

donc une équation du troisième degré en α^2 :

$$A_0\alpha^6 + A_1\alpha^4 + A_2\alpha^2 + A_3 = 0 \quad (2-39)$$

Les coefficients A_i sont donnés en Annexe A2-1. L'équation (2-39) admet donc six solutions deux à deux opposées : $\alpha_1 = -\alpha_2$, $\alpha_3 = -\alpha_4$, et $\alpha_5 = -\alpha_6$. De plus, en tenant compte de cette propriété dans les relations (2-32) à (2-36), on obtient les simplifications suivantes pour les rapports d'amplitudes horizontaux et verticaux :

$$V_{j+1} = V_j, \quad W_{j+1} = -W_j \quad j = 1,3,5 \quad (2-40)$$

et pour les coefficients introduits dans l'expression des contraintes (2-35) :

$$D_{1,j+1} = D_{1,j}, \quad D_{2,j+1} = -D_{2,j}, \quad D_{3,j+1} = -D_{3,j} \quad j = 1,3,5 \quad (2-41)$$

où

$$\begin{aligned} D_{1q} &= C_{13} + C_{36}V_q + C_{33}\alpha_q W_q \\ D_{2q} &= C_{55}(\alpha_q + W_q) + C_{45}\alpha_q V_q, \quad q = 1,2,\dots,6 \\ D_{3q} &= C_{45}(\alpha_q + W_q) + C_{44}\alpha_q V_q \end{aligned} \quad (2-42)$$

Ces simplifications ont pour conséquence importante la possibilité de faire apparaître le déterminant de l'équation (2-37) sous la forme suivante :

$$D \equiv \begin{vmatrix} D_{11}\tilde{C}_1 & D_{13}\tilde{C}_3 & D_{15}\tilde{C}_5 & 0 & 0 & 0 \\ D_{21}\tilde{S}_1 & D_{23}\tilde{S}_3 & D_{25}\tilde{S}_5 & 0 & 0 & 0 \\ D_{31}\tilde{S}_1 & D_{33}\tilde{S}_3 & D_{35}\tilde{S}_5 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & D_{11}\tilde{S}_1 & D_{13}\tilde{S}_3 & D_{15}\tilde{S}_5 \\ 0 & 0 & 0 & D_{21}\tilde{C}_1 & D_{23}\tilde{C}_3 & D_{25}\tilde{C}_5 \\ 0 & 0 & 0 & D_{31}\tilde{C}_1 & D_{33}\tilde{C}_3 & D_{35}\tilde{C}_5 \end{vmatrix} = 0 \quad (2-43)$$

où $\tilde{C}_q = \cos(k\alpha_q(d/2))$ et $\tilde{S}_q = \sin(k\alpha_q(d/2))$, $q=1, 3, 5$.

On obtient donc deux équations caractéristiques distinctes provenant de chacun des deux sous-déterminants :

$$D_{11}H_1\tilde{C}_1 + D_{13}H_3\tilde{C}_3 + D_{15}H_5\tilde{C}_5 = 0 \quad (2-44)$$

$$D_{11}H_1\tilde{S}_1 + D_{13}H_3\tilde{S}_3 + D_{15}H_5\tilde{S}_5 = 0 \quad (2-45)$$

où $H_1 = D_{23}D_{35} - D_{33}D_{25}$, $H_3 = D_{31}D_{25} - D_{21}D_{35}$ et $H_5 = D_{21}D_{33} - D_{31}D_{23}$.

Les équations (2-44) et (2-45) représentent respectivement les modes que l'on nommera symétriques et antisymétriques généralisés, du fait de leur couplage avec les modes transverses horizontaux.

2.3.4 Cas du matériau orthotrope

Un matériau orthotrope possède trois plans de symétrie orthogonaux deux à deux. Par rapport au cas du matériau monoclinique, on constate la disparition des constantes $C'_{16}, C'_{26}, C'_{36}$ et C'_{45} . Le matériau orthotrope est donc caractérisé par neuf constantes d'élasticité indépendantes. Dans le cas général où la valeur de l'angle φ est quelconque, cela n'a pas de conséquence sur la matrice des constantes élastiques C_{ij} exprimées dans le repère de référence, qui reste semblable à celle d'un matériau monoclinique. Par contre, dans le cas d'une propagation suivant un axe principal, c'est-à-dire lorsque l'angle φ vaut 0 ou 90 degrés, on montre par la transformation (2-28) que les constantes C_{16}, C_{26}, C_{36} et C_{45} sont nulles également. En conséquence, les coefficients K_{12} et K_{23} de l'expression (2-38) s'annulent et l'équation polynomiale du sixième degré en α (2-39) se factorise en :

$$(A\alpha^4 + B\alpha^2 + C) \cdot (\alpha^2 + D) = 0 \quad (2-46)$$

Les coefficients A, B, C et D pour $\varphi = 0$ sont donnés en Annexe A2-2. L'équation (2-45) admet pour solutions :

$$\alpha_1 = -\alpha_2 = \sqrt{\frac{-B + \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A}}, \quad \alpha_3 = -\alpha_4 = \sqrt{\frac{-B - \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A}} \quad \text{et} \quad \alpha_5 = -\alpha_6 = \sqrt{D}.$$

Cela met en évidence le découplage entre les modes de Lamb et les modes transverses horizontaux. Les coefficients α_q ($q=1, \dots, 4$) sont associés aux modes de Lamb tandis que les valeurs α_5 et α_6 se rapportent aux modes TH. Les modes TH sont polarisés suivant la direction 2. Pour les modes de Lamb, polarisés elliptiquement dans le plan sagittal (1,3), les rapports d'amplitudes $W_q \equiv U_{3q}/U_{1q}$ deviennent :

$$W_q = \frac{\rho c^2 - C_{11} - C_{55}\alpha_q^2}{(C_{13} + C_{55})\alpha_q} \quad q=1, \dots, 4 \quad (2-47)$$

et les coefficients de (2-42) se simplifient en :

$$\begin{aligned} D_{1q} &= C_{13} + C_{33}\alpha_q W_q \\ D_{2q} &= C_{55}(\alpha_q + W_q) \end{aligned} \quad q=1, \dots, 4 \quad (2-48)$$

pour les modes de Lamb et :

$$D_{36} = -D_{35} = C_{44}\alpha_5 \quad (2-49)$$

pour les modes TH.

Ces simplifications ont pour conséquence importante la possibilité de faire apparaître le déterminant de l'équation (2-37) sous la forme suivante :

$$D \equiv \begin{vmatrix} D_{11}\tilde{C}_1 & D_{13}\tilde{C}_3 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ D_{21}\tilde{S}_1 & D_{23}\tilde{S}_3 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & D_{11}\tilde{S}_1 & D_{13}\tilde{S}_3 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & D_{21}\tilde{C}_1 & D_{23}\tilde{C}_3 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & D_{35}\tilde{S}_5 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_{35}\tilde{C}_5 \end{vmatrix} = 0 \quad (2-50)$$

où \tilde{C}_q et \tilde{S}_q , ($q=1,3,5$) ont été définis en (2-43).

On obtient donc trois équations caractéristiques distinctes provenant de chacun des trois sous-déterminants de D :

$$D_{11}D_{23}\tilde{S}_3\tilde{C}_1 - D_{13}D_{21}\tilde{S}_1\tilde{C}_3 = 0 \quad (S) \quad (2-51)$$

$$D_{11}D_{23}\tilde{S}_1\tilde{C}_3 - D_{13}D_{21}\tilde{S}_3\tilde{C}_1 = 0 \quad (A) \quad (2-52)$$

$$\tilde{S}_5\tilde{C}_5 = 0 \quad (TH) \quad (2-53)$$

pour les modes symétriques (S), antisymétriques (A) et transverse horizontaux (TH) respectivement.

Ces équations resteront valables pour tout matériau de classe de symétrie supérieure, dans l'hypothèse où la direction de propagation est colinéaire à un axe principal.

2.3.5 Cas du matériau transverse isotrope

Dans un matériau transverse isotrope, il y a invariance des constantes élastiques autour d'un axe de rotation, dit axe sénnaire dont le vecteur directeur est porté par la normale au plan d'isotropie. Dans ce plan, les propriétés élastiques sont indépendantes de la direction considérée. Si l'axe sénnaire est porté par la direction 1', et que la direction de propagation coïncide avec 1', les relations de dispersion des modes de Lamb (2-51) et (2-52) s'appliquent en tenant compte des conditions imposées par la symétrie :

$$C'_{33} = C'_{22}, \quad C'_{13} = C'_{12}, \quad C'_{66} = C'_{55}, \quad C'_{44} = \frac{C'_{22} - C'_{23}}{2} \quad (2-54)$$

Le matériau ne possède donc plus que cinq constantes indépendantes. Ce cas correspond par exemple à un composite unidirectionnel dont la direction des fibres est portée par 1' et présentant une répartition aléatoire des fibres dans le plan (2',3'). Pour une

propagation hors de l'axe principal, les constantes élastiques non primées C_{ij} ne vérifient pas la relation (2-54) et l'on doit résoudre le problème à l'aide du modèle correspondant au matériau monoclinique.

Dans le cas où l'axe sénaire est porté par l'axe 3', c'est-à-dire que le plan d'isotropie est parallèle au plan médian de la plaque, les conditions imposées par la symétrie s'écrivent :

$$C'_{22} = C'_{11}, \quad C'_{23} = C'_{13}, \quad C'_{55} = C'_{44}, \quad C'_{66} = \frac{C'_{11} - C'_{12}}{2} \quad (2-55)$$

La matrice élastique C'_{ij} est invariante par rotation autour de l'axe 3, c'est-à-dire par la relation de passage du repère principal au repère de référence (2-28). Quelle que soit la valeur de l'angle φ (Figure 2-5), les constantes élastiques non primées C_{ij} sont ainsi identiquement égales aux C'_{ij} et vérifient par conséquent les relations (2-55). On pourra donc appliquer le modèle correspondant à la propagation selon un axe principal d'un matériau orthotrope (paragraphe 2.3.4) quelle que soit la direction de propagation considérée à l'intérieur de la plaque, en tenant compte bien entendu des relations supplémentaires entre les constantes d'élasticité (2-55). On étudiera dans le cadre de ce mémoire un matériau possédant cette symétrie.

2.3.6 Cas du matériau cubique

En plus de posséder les propriétés de symétrie de la classe orthorhombique (matériau orthotrope), les axes principaux d'un matériau cubique sont interchangeables. En conséquence les constantes élastiques C'_{ij} vérifient les relations :

$$C'_{11} = C'_{22} = C'_{33}, \quad C'_{12} = C'_{13} = C'_{23}, \quad C'_{44} = C'_{55} = C'_{66} \quad (2-56)$$

Cela implique qu'un tel matériau est caractérisé par trois constantes d'élasticité indépendantes, par exemple C_{11} , C_{12} et C_{44} . Nous rencontrerons par la suite un matériau dont les propriétés appartiennent sous certaines hypothèses à cette classe de symétrie. Comme dans le paragraphe précédent, l'étude des équations de dispersion des ondes de Lamb se fera par la résolution des équations propres au matériau orthotrope dans le cas d'une propagation selon un axe principal. Dans le cas d'une propagation dans une direction quelconque, la rotation de la matrice d'élasticité fait réapparaître des constantes élastiques et l'on sera amené à considérer le problème comme celui de la propagation des ondes

suivant l'axe principal d'un matériau monoclinique.

2.3.7 Cas du matériau isotrope

Les constantes élastiques d'un matériau isotrope vérifient les mêmes propriétés que celles d'un matériau cubique (2-56), et de plus elles observent la relation :

$$C'_{55} = \frac{C'_{11} - C'_{12}}{2} \quad (2-57)$$

Cela réduit donc le nombre de constantes indépendantes à deux, qui peuvent être par exemple C_{11} et C_{55} comme au paragraphe 2.2, ou les constantes de Lamé $\lambda=C_{12}$ et $\mu=C_{55}$. Si l'on s'intéresse uniquement aux modes de Lamb, en substituant les relations (2-56) et (2-57) dans les équations de dispersion (2.51) et (2-52), on retrouve les équations de dispersion (2-20) exprimées dans le cas du matériau isotrope par la méthode des potentiels.

2.4 ONDES DE LAMB DANS LES MATERIAUX MULTICOUCHES

Historiquement, Thomson^[72-THO50] en 1950 fut le premier auteur à proposer une méthode de résolution du problème de la propagation d'ondes dans un milieu stratifié composé d'un nombre arbitraire de couches isotropes. Reprise et corrigée par Haskell^[73-HAS53] en 1953, la méthode consiste à exprimer dans une matrice dite matrice de transfert, les déplacements et contraintes à la surface inférieure d'une couche en fonction de ces mêmes grandeurs à la surface supérieure de la couche. Coupler les matrices de chaque couche successivement permet de décrire les champs de déplacements et de contraintes du système total, en tenant compte des conditions aux limites aux interfaces entre couches et sur les surfaces libres du multicouche. Dans le cadre plus général d'un empilement de couches de matériaux anisotropes, nous utiliserons la formulation de Nayfeh^[74-NAY91, 71-NAY95]. Il s'agit simplement d'utiliser le formalisme des ondes de Lamb généralisées présenté dans le paragraphe précédent, en tenant compte du degré de symétrie de chaque couche ainsi que l'orientation de son repère principal $(1_i', 2_i', 3_i')$ par rapport au repère de référence $(1, 2, 3)$ (Figure 2-6). Nous choisissons l'origine des x_3 du repère de référence sur le plan médian de la plaque. Les courbes de dispersion seront représentées en fonction du produit fréquence épaisseur fd , où l'épaisseur totale d de la plaque est la somme des épaisseurs $d^{(k)}$ pour $k=1,..n$.

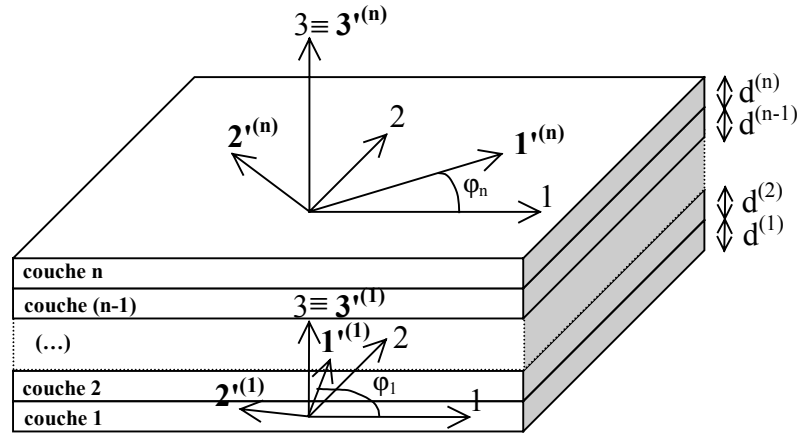


Figure 2-6. Schéma de principe du matériau multicouche

2.4.1 Cas de couches de matériau monoclinique

Nous avons vu précédemment (relation 2-32) que chaque composante du vecteur déplacement u peut s'écrire comme la somme de six ondelettes dont les valeurs du rapport α_q entre le nombre d'onde dans la direction de propagation (axe 1) et la direction de la normale à la plaque (axe 3) sont deux à deux complexes conjugués. Pour la couche numéro k , les composantes de déplacement $u_i^{(k)}$ sont donc :

$$(u_1^{(k)}, u_2^{(k)}, u_3^{(k)}) = \sum_{q=1}^6 (1, V_q^{(k)}, W_q^{(k)}) U_{1q}^{(k)} e^{ik(x_1 + \alpha_q^{(k)} x_3 - ct)} \quad (2-58)$$

où les rapports d'amplitude V_q et W_q sont ceux exprimés dans les relations (2-33) et (2-34). L'attention du lecteur est ici attirée sur le fait qu'il n'y a pas d'ambiguïté entre le nombre d'onde k et l'exposant entre parenthèse (k) désignant les grandeurs relatives à la k -ième couche. Pour des raisons de simplification d'écriture, l'expression (2-34) des contraintes liées à ces déplacements peut être réécrite :

$$(T_{33}^{(k)}, T_{13}^{(k)}, T_{23}^{(k)}) = \sum_{q=1}^6 (\tilde{D}_{1q}^{(k)}, \tilde{D}_{2q}^{(k)}, \tilde{D}_{3q}^{(k)}) U_{1q}^{(k)} e^{ik(x_1 + \alpha_q^{(k)} x_3 - ct)} \quad (2-59)$$

où

$$\begin{aligned} \tilde{D}_{1q}^{(k)} &\equiv ikD_{1q}^{(k)} = ik(C_{13}^{(k)} + C_{36}^{(k)}V_q^{(k)} + C_{33}^{(k)}\alpha_q^{(k)}W_q^{(k)}) \\ \tilde{D}_{2q}^{(k)} &\equiv ikD_{2q}^{(k)} = ik(C_{55}^{(k)}(\alpha_q^{(k)} + W_q^{(k)}) + C_{45}^{(k)}\alpha_q^{(k)}V_q^{(k)}), \quad q = 1, 2, \dots, 6 \\ \tilde{D}_{3q}^{(k)} &\equiv ikD_{3q}^{(k)} = ik(C_{45}^{(k)}(\alpha_q^{(k)} + W_q^{(k)}) + C_{44}^{(k)}\alpha_q^{(k)}V_q^{(k)}) \end{aligned} \quad (2-60)$$

dans le cas d'une couche de matériau monoclinique.

Les équations (2-58) et (2-59) peuvent être regroupées dans l'expression matricielle

suiuante :

$$P^{(k)} \equiv \begin{bmatrix} u_1^{(k)} \\ u_2^{(k)} \\ u_3^{(k)} \\ T_{33}^{(k)} \\ T_{13}^{(k)} \\ T_{23}^{(k)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ V_1^{(k)} & V_1^{(k)} & V_3^{(k)} & V_3^{(k)} & V_5^{(k)} & V_5^{(k)} \\ W_1^{(k)} & -W_1^{(k)} & W_3^{(k)} & -W_3^{(k)} & W_5^{(k)} & -W_5^{(k)} \\ \tilde{D}_{11}^{(k)} & \tilde{D}_{11}^{(k)} & \tilde{D}_{13}^{(k)} & \tilde{D}_{13}^{(k)} & \tilde{D}_{15}^{(k)} & \tilde{D}_{15}^{(k)} \\ \tilde{D}_{21}^{(k)} & -\tilde{D}_{21}^{(k)} & \tilde{D}_{23}^{(k)} & -\tilde{D}_{23}^{(k)} & \tilde{D}_{25}^{(k)} & -\tilde{D}_{25}^{(k)} \\ \tilde{D}_{31}^{(k)} & -\tilde{D}_{31}^{(k)} & \tilde{D}_{33}^{(k)} & -\tilde{D}_{33}^{(k)} & \tilde{D}_{35}^{(k)} & -\tilde{D}_{35}^{(k)} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} U_{11}^{(k)} E_1^{(k)} \\ U_{12}^{(k)} E_2^{(k)} \\ U_{13}^{(k)} E_3^{(k)} \\ U_{14}^{(k)} E_4^{(k)} \\ U_{15}^{(k)} E_5^{(k)} \\ U_{16}^{(k)} E_6^{(k)} \end{bmatrix} \quad (2-61)$$

où $E_q^{(k)} = e^{ik\alpha_q^{(k)}x_3}$, $q=1,2,\dots,6$, afin d'obtenir un vecteur d'état $P^{(k)}$ qui exprime les déplacements et contraintes à l'intérieur de la couche considérée. On utilise la relation matricielle (2-61) pour relier le vecteur d'état $P_+^{(k)}$ sur la surface supérieure de la couche k en fonction du vecteur d'état $P_-^{(k)}$ sur la surface inférieure de cette même couche :

$$P_+^{(k)} = A^{(k)} P_-^{(k)} \quad (2-62)$$

où $A^{(k)}$ est appelée matrice de transfert de la k -ième couche monoclinique. En éliminant les amplitudes $U_{1q}^{(k)}$ communes aux vecteurs $P_+^{(k)}$ et $P_-^{(k)}$, on montre que

$$A^{(k)} = X^{(k)} D^{(k)} \bar{X}^{(k)} \quad (2-63)$$

où $X^{(k)}$ est la matrice 6×6 de l'équation (2-61), $D^{(k)}$ est la matrice diagonale 6×6 des $E_q^{(k)}(x_3 = d^{(k)})$ et $\bar{X}^{(k)}$ est la matrice transposée de $X^{(k)}$. En appliquant les relations de continuité des contraintes et des déplacements aux interfaces entre couches successives

$$P_-^{(k)} = P_+^{(k-1)} \quad k = 1, 2, \dots, (n-1), \quad (2-64)$$

on montre que la matrice $A = A^{(1)} A^{(2)} \dots A^{(n)}$, dite matrice de transfert globale, relie le vecteur d'état P_+ de la surface supérieure ($x_3 = d/2$) au vecteur d'état P_- de la surface inférieure de la plaque ($x_3 = -d/2$)

$$P_+ = A P_- \quad (2-65)$$

c'est-à-dire

$$\begin{bmatrix} u_1(d/2) \\ u_2(d/2) \\ u_3(d/2) \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{13} & A_{14} & A_{15} & A_{16} \\ A_{21} & A_{22} & A_{23} & A_{24} & A_{25} & A_{26} \\ A_{31} & A_{32} & A_{33} & A_{34} & A_{35} & A_{36} \\ A_{41} & A_{42} & A_{43} & A_{44} & A_{45} & A_{46} \\ A_{51} & A_{52} & A_{53} & A_{54} & A_{55} & A_{56} \\ A_{61} & A_{62} & A_{63} & A_{64} & A_{65} & A_{66} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} u_1(-d/2) \\ u_2(-d/2) \\ u_3(-d/2) \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2-66)$$

Dans l'équation (2-66), la forme des vecteurs d'état P_+ et P_- exprime à nouveau les

conditions aux limites de la plaque libre c'est-à-dire l'annulation des contraintes sur les surfaces inférieure et supérieure de l'échantillon. Cette équation possède des solutions non triviales si et seulement si :

$$\begin{vmatrix} A_{41} & A_{42} & A_{43} \\ A_{51} & A_{52} & A_{53} \\ A_{61} & A_{62} & A_{63} \end{vmatrix} = 0 \quad (2-67)$$

On obtient ainsi l'équation caractéristique des ondes de Lamb généralisées dans un matériau multicouche de la matrice de transfert globale A. Contrairement au cas d'un matériau monocouche monoclinique, cette méthode ne permet pas de dégager deux équations caractéristiques distinctes pour les modes symétriques et antisymétriques généralisés.

2.4.2 Cas de couches de matériau orthotrope

Il est possible de simplifier l'écriture du problème lorsque les couches possèdent une symétrie orthotrope ou d'ordre supérieur, à l'instar des simplifications décrites dans le cas du matériau monocouche (paragraphe 2.3.4). La disparition des constantes $C_{16}^{(k)}$, $C_{26}^{(k)}$, $C_{36}^{(k)}$ et $C_{45}^{(k)}$ entraîne, dans le cas où la valeur de l'angle $\varphi^{(k)}$ est 0 ou 90 degrés, l'annulation des coefficients $K_{12}^{(k)}$ et $K_{23}^{(k)}$ de l'expression (2-38). Pour un empilement de plis orthotropes orientés à 0° et 90°, et dans le cas d'une propagation suivant un axe principal, tous les $\varphi^{(k)}$ valent 0 ou 90 degrés et il y a découplage entre les modes transverses horizontaux et les modes de Lamb du système multicouche^[75-CHI89]. L'équation (2-61) se scinde en deux systèmes indépendants. En ne considérant pas les modes TH, les solutions relatives aux modes de Lamb généralisés sont :

$$\begin{bmatrix} u_1^{(k)} \\ u_3^{(k)} \\ T_{33}^{(k)} \\ T_{13}^{(k)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ W_1^{(k)} & -W_1^{(k)} & W_3^{(k)} & -W_3^{(k)} \\ \tilde{D}_{11}^{(k)} & \tilde{D}_{11}^{(k)} & \tilde{D}_{13}^{(k)} & \tilde{D}_{13}^{(k)} \\ \tilde{D}_{21}^{(k)} & -\tilde{D}_{21}^{(k)} & \tilde{D}_{23}^{(k)} & -\tilde{D}_{23}^{(k)} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} U_{11}^{(k)} E_1^{(k)} \\ U_{12}^{(k)} E_2^{(k)} \\ U_{13}^{(k)} E_3^{(k)} \\ U_{14}^{(k)} E_4^{(k)} \end{bmatrix} \quad (2-68)$$

où $E_q^{(k)} = e^{ik\alpha_q^{(k)}x_3}$ ($q=1,\dots,4$), les rapports d'amplitudes $W_q^{(k)} \equiv U_{3q}^{(k)} / U_{1q}^{(k)}$ sont ceux définis en (2-47), et $\tilde{D}_{jq}^{(k)} \equiv ik(D_{jq}^{(k)})$ ($j=1,2$) avec les coefficients $D_{1q}^{(k)}$ et $D_{2q}^{(k)}$ définis en (2-48).

Les matrices de transfert des plis sont calculées par la relation (2-63), où la matrice X est la matrice 4×4 de la relation (2-68). L'équation caractéristique des ondes de Lamb correspond à nouveau à l'annulation du sous-déterminant extrait de la matrice de transfert globale A de dimension 4×4. On obtient :

$$\begin{vmatrix} A_{31} & A_{32} \\ A_{41} & A_{42} \end{vmatrix} = 0 \quad (2-69)$$

2.4.3 Exemple : composite stratifié composé de plis isotropes transverses

Etudions le cas d'un composite carbone/epoxy constitué d'un empilement symétrique de 12 plis unidirectionnels croisés. Les couches ont toutes la même épaisseur et leur séquence d'empilement est la suivante : [0° 90° 0° 90° 0° 90° / 90° 0° 90° 0° 90° 0°], sachant que la direction notée 0° correspond à l'axe 1 du repère de référence. Le pli unitaire est un composite unidirectionnel, qui appartient à la symétrie transverse isotrope selon l'axe 1. Nous admettons qu'il possède les constantes d'élasticité Cij suivantes, dont nous verrons par la suite qu'elles sont représentatives de celle du pli unitaire d'un composite stratifié que nous utiliserons expérimentalement :

$$C = \begin{pmatrix} 129,6 & 6,0 & 6,0 & 0 & 0 & 0 \\ 6,0 & 16,1 & 4,4 & 0 & 0 & 0 \\ 6,0 & 4,4 & 16,1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 5,8 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 7,8 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 7,8 \end{pmatrix} \text{ GPa} \quad (2-70)$$

Comme nous l'avons exposé précédemment dans le cas des milieux homogènes, le calcul des courbes de dispersion utilisera donc le formalisme propre aux plis orthotropes (équation 2-69), en utilisant simplement les constantes élastiques de (2-70). Nous représentons sur la Figure 2-7 les courbes de dispersion obtenues lorsque la direction de propagation considérée coïncide avec la direction des fibres du pli supérieur (à 0°). Il n'est pas possible de connaître a priori la nature symétrique ou antisymétrique des modes, du fait même de la méthode utilisée pour l'obtention de l'unique équation caractéristique.

La symétrie des modes solutions du problème sera déterminée a posteriori par le calcul des champs de déplacement et de contrainte à l'intérieur du matériau multicouche.

Les modes TH n'apparaissent pas car le modèle simplifié du multicouche de plis orthotropes nous a permis de découpler leur vibration de celles des modes de Lamb dans cette direction particulière (paragraphe 2.4.2).

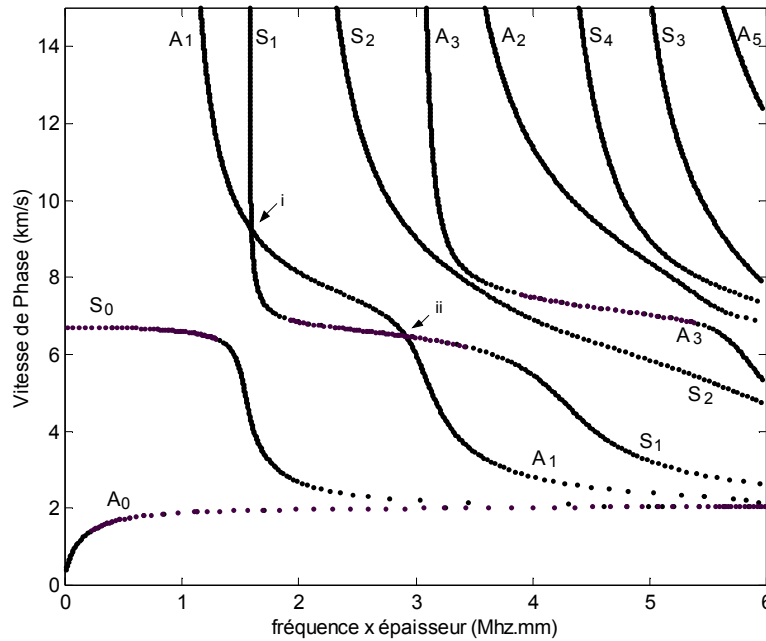


Figure 2-7. Courbes de dispersion dans la direction 0° du composite carbone/epoxy (CFRP 12 couches croisées à 0° et 90°)

S'agissant d'un empilement *symétrique* par rapport au plan médian de l'échantillon de 12 couches croisées orthogonalement, la séquence d'empilement de ce composite peut également s'écrire $[[0^\circ, 90^\circ]_3]_s$. Nous exposerons dans le paragraphe suivant et nous discuterons les conditions de validité d'une hypothèse d'homogénéisation qui permet de définir un matériau homogène équivalent dont la matrice d'élasticité est la moyenne terme à terme des matrices de chacun des plis. En appelant C_m la matrice d'élasticité du matériau homogénéisé et en considérant une masse volumique de $\rho=1,58\text{g/cm}^3$, la vitesse de phase

du mode S_0 à la limite basse fréquence est $c_{PL} = \sqrt{\frac{C_{m11}}{\rho} - \frac{C_{m13}^2}{C_{m33}\rho}} = 6,71 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, alors

que la vitesse des ondes longitudinales est $c_L= 6,80 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$.

De plus, chaque mode pourrait être dénommé A_i ou S_i selon son type de vibration ou par l'analogie des fréquences de coupure avec celles des modes de Lamb décrits sous l'hypothèse d'homogénéisation du matériau, où chaque mode est identifiable a priori du fait

du découplage des équations de dispersion. A l'instar de la situation décrite dans le cas des matériaux homogènes isotropes, la numérotation des modes dans le cas d'une propagation selon un axe principal de cet empilement de couches transverses isotropes correspond au nombre de nœuds de vibration à la fréquence de coupure des modes. En conséquence, les fréquences de coupure forment deux séries géométriques imbriquées :

$fd|_{S_n \text{ impair}, A_n \text{ pair}} = (n/2) \sqrt{C_{m33}/\rho}$ et $fd|_{A_n \text{ impair}, S_n \text{ pair}} = (n/2) \sqrt{C_{m55}/\rho}$. Il n'est donc pas étonnant de constater par exemple sur la Figure 2-8 que la fréquence de coupure de A_3 est inférieure à celle de A_2 .

2.4.4 Hypothèse d'homogénéisation des composites stratifiés

Dans le but de réduire la durée du calcul qui peut s'avérer d'autant plus longue que le nombre de couches dans le matériau sera grand, il vient l'idée de considérer la matrice d'élasticité globale du matériau comme la moyenne des matrices d'élasticité des différents plis. Comme cela a été montré par d'autres auteurs, nous pouvons nous attendre à ce que ce procédé dit "d'homogénéisation" des constantes élastiques donne des résultats semblables au calcul multicouche en matière de vitesses de phase, au moins pour les premiers modes S_0 et A_0 ^[68-DEM98].

Dans le cas du matériau choisi au paragraphe précédent pour lequel le nombre de plis orientés à 0° est égal au nombre de plis orientés à 90° , l'hypothèse d'homogénéisation considère donc une plaque homogène dont la matrice d'élasticité est la moyenne de la matrice d'élasticité (2-70) et de la matrice déduite de celle-ci par une rotation de $\pi/2$ radians par rapport à l'axe 3 (normale à la plaque). Ce matériau "homogénéisé" appartient au système de symétrie quadratique, et sa matrice d'élasticité est la suivante :

$$C_m = \begin{pmatrix} 72,9 & 6,0 & 5,2 & 0 & 0 & 0 \\ 6,0 & 72,9 & 5,2 & 0 & 0 & 0 \\ 5,2 & 5,2 & 16,1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 6,8 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 6,8 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 7,8 \end{pmatrix} \text{ GPa} \quad (2-71)$$

Sous cette hypothèse d'homogénéisation des constantes d'élasticité, le calcul des courbes de dispersion pour une propagation dans la direction de l'axe 1 se fait donc selon le modèle du matériau monocouche homogène orthotrope (paragraphe 2.3.4), avec la

matrice d'élasticité (2-71). Les courbes obtenues sont les courbes en trait plein (modes symétriques) et en trait pointillé (modes antisymétriques) de la Figure 2-8, que l'on superpose aux courbes précédemment calculées dans le cas où le matériau est défini de manière rigoureuse comme l'empilement de 12 couches unidirectionnelles croisées orthogonalement.

Il apparaît que pour des produits fréquence épaisseur en deçà d'environ 1MHz·mm, les deux modélisations donnent des résultats sensiblement équivalents en matière de vitesse de phase quel que soit le mode de Lamb considéré. Au-delà, les vitesses de phase du mode S_0 calculées par les deux méthodes s'éloignent légèrement dans la partie dispersive du mode. A haute fréquence, les vitesses de phase des modes d'ordre zéro convergent vers la vitesse des ondes de Rayleigh, tout comme les vitesses estimées par le modèle multicouche.

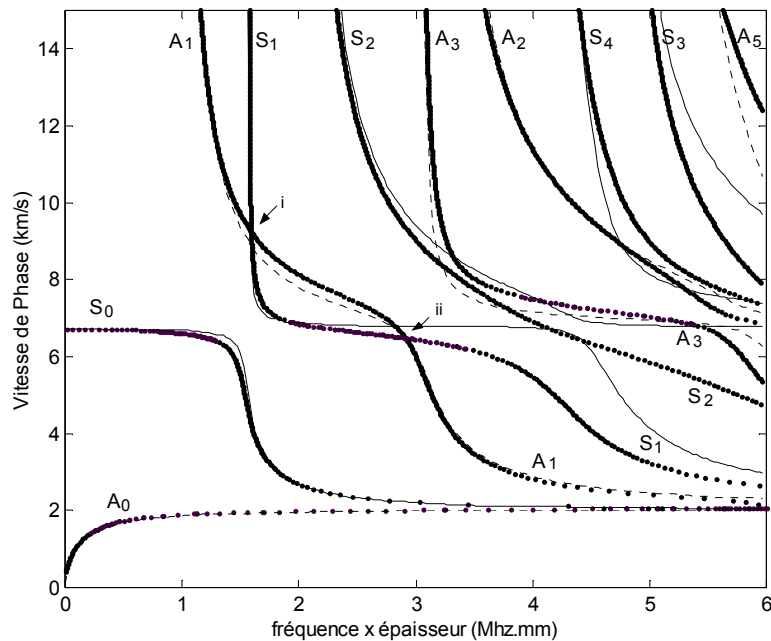


Figure 2-8. Courbes de dispersion du CFRP homogénéisé (traits pleins et pointillés) et du CFRP multicouche (points)

En ce qui concerne les modes d'ordre supérieur, les fréquences de coupure données par le modèle du matériau homogénéisé restent les mêmes que dans le cas exact, mais des différences importantes apparaissent. Les modes symétriques du modèle homogénéisé présentent des plateaux très horizontaux à la vitesse longitudinale, qui n'existent

manifestement pas dans le cas réel¹. Il est également important de remarquer de nettes divergences dans le croisement des courbes de dispersion des modes d'ordre élevé. En particulier, les deux premières intersections des courbes de dispersion des modes S_1 et A_1 d'une part (zones i et ii de la Figure 2-8) et des modes S_2 et A_3 d'autre part, prévues dans le cas du matériau homogénéisé, n'existent pas dans le cas réel.

Il est donc impératif de limiter le recours à l'homogénéisation aux limites asymptotiques basse et haute fréquence des seuls modes A_0 et S_0 ou aux grandes valeurs de vitesse de phase c_p , pour lesquelles les fréquences de coupure des modes de Lamb sont identiques à celles du cas réel. Il y a en effet un bon accord des estimations des vitesses de phase à basse fréquence et/ou à grande vitesse de phase car dans ces deux cas la longueur d'onde des modes de Lamb est sensiblement plus grande que l'épaisseur des plis, dont l'influence est par conséquent réduite. Par ailleurs, nous montrerons au paragraphe suivant que lorsque la longueur d'onde devient grande devant l'épaisseur du multicouche, les champs de déplacement et de contrainte ont une forme identique à celle décrite dans le matériau homogénéisé, et par conséquent la sensibilité des ondes de Lamb à la séquence d'empilement disparaît.

Quoi qu'il en soit, nous verrons par la suite que dans le cas le plus général, seule la modélisation rigoureuse de l'empilement des plis croisés, permet de décrire correctement les champs de déplacement et de contrainte à l'intérieur du matériau multicouche même lorsqu'il s'agit des modes fondamentaux.

2.5 CHAMPS DE DEPLACEMENT ET DE CONTRAINTE

Pour évaluer l'état vibratoire des modes de Lamb dont nous avons précédemment déterminé la position dans le plan (c_p, fd) par la résolution des équations de dispersion, nous devons estimer les champs de contrainte et de déplacement particulière à l'intérieur de la plaque. Pour cela, nous ne nous contentons plus seulement d'exprimer les conditions d'existence des solutions aux systèmes d'équations linéaires provenant des conditions aux limites des systèmes étudiés, mais nous en déterminons les coefficients. Dans tous les cas le système possède, en plus de la solution identiquement nulle, une infinité de solutions. Il

¹ Dans cette partie, nous appellerons "cas réel" la situation dans laquelle la nature multicouche du matériau est rigoureusement prise en compte dans la modélisation.

convient donc de fixer le coefficient relatif à l'une des ondelettes et de déduire les rapports des coefficients restants.

Dans le cas d'un matériau monocouche, les conditions aux limites sont celles de la relation (2-17), qui donnent un système linéaire de deux équations à deux inconnues pour chaque type de mode. Il suffit donc de calculer le rapport des deux inconnues pour chaque lieu c'est-à-dire pour chaque couple de valeurs (c_p, fd) de la courbe dispersion.

Dans le cas d'un matériau multicouche composé de n plis monocliniques, il faut déterminer les valeurs des coefficients $U_{1q}^{(k)}$ ($q = 1, \dots, 6$; $k = 1, \dots, n$) présents dans les expressions des déplacements (2-58) et des contraintes (2-59). Ils sont au nombre de $6n$. Les conditions aux limites d'annulation des contraintes sur les surfaces libres du multicouche produisent chacune 3 équations, et les conditions de continuité des déplacements et des contraintes donnent 6 équations à chaque interface. On a donc un système de $6n$ équations aux $6n$ inconnues $U_{1q}^{(k)}$. La recherche des poids relatifs des solutions se fera de façon numérique et sera d'autant plus longue que le nombre de plis sera important.

2.5.1 Exemple

Nous revenons ici au matériau composite carbone/epoxy introduit au paragraphe 2.4.3. L'état vibratoire des modes de Lamb est déduit des profils de déplacement et de contrainte dans l'épaisseur du matériau. La Figure 2-9a représente les profils de déplacement pour un mode S_0 à $fd=2\text{MHz}\cdot\text{mm}$ dans l'hypothèse d'homogénéisation, donc en présence d'un matériau monocouche de symétrie quadratique alors que la Figure 2-9b représente ces déplacements dans le cas réel du multicouche de 12 plis isotropes transverses. La propagation se faisant dans un axe principal du matériau, il y a découplage des vibrations dans le plan sagittal et des modes transverses horizontaux. Ainsi, s'intéressant aux modes de Lamb, la dimension du système d'équation à résoudre se réduit à $4n=48$.

On constate que sur les surfaces extérieures de la plaque l'amplitude maximale de la composante u_3 est nettement supérieure à celle de u_1 , ce qui confère au mode S_0 une polarisation en surface essentiellement verticale à ce produit fréquence-épaisseur. La polarisation du mode évolue en fonction de la profondeur dans l'échantillon. De plus, nous observerons plus loin que la polarisation du mode S_0 évolue également le long de sa courbe de dispersion. Il est en effet bien connu que, par exemple à la limite des très basses

fréquences, la composante normale u_3 a une amplitude négligeable devant la composante u_1 dont le profil est symétrique et quasiment constant dans l'épaisseur de la plaque. Le mode S_0 est donc un mode de compression, à la polarisation essentiellement longitudinale.

La comparaison des Figure 2-9a et b, montre que le profil de la composante u_3 n'est pas sensible à la présence de couches orthogonales. Cela provient du fait que la constante d'élasticité C_{33} est invariante dans l'épaisseur du multicouche. En revanche, u_1 est sensible à la séquence d'empilement et comme nous l'avions évoqué précédemment, seule la Figure 2-9b décrit fidèlement le profil du déplacement longitudinal dans l'épaisseur du matériau réel. Les Figures 2-10a et 2-10b, représentent les profils de contrainte normale et tangentielle dans le matériau homogénéisé et réel respectivement. Là encore, seule la Figure 2-10b est fidèle à la réalité des champs de contraintes à l'intérieur du matériau stratifié. On peut remarquer que la contrainte normale T_{33} n'est que légèrement influencée par la séquence d'empilement. La contrainte de cisaillement T_{13} l'est bien davantage. Outre les ruptures de pente aux interfaces entre plis orthogonaux, il est à noter par exemple que T_{13} ne s'annule pas seulement sur les surfaces libres et dans le plan médian de la plaque mais qu'elle est également quasiment nulle aux interfaces entre les plis 5 et 6 et entre les plis 7 et 8. On peut donc penser que ce mode ne serait pas influencé par la présence d'un délaminage à ces interfaces contrairement à ce que pourrait laisser croire l'examen du profil de T_{13} dans le cas homogénéisé.

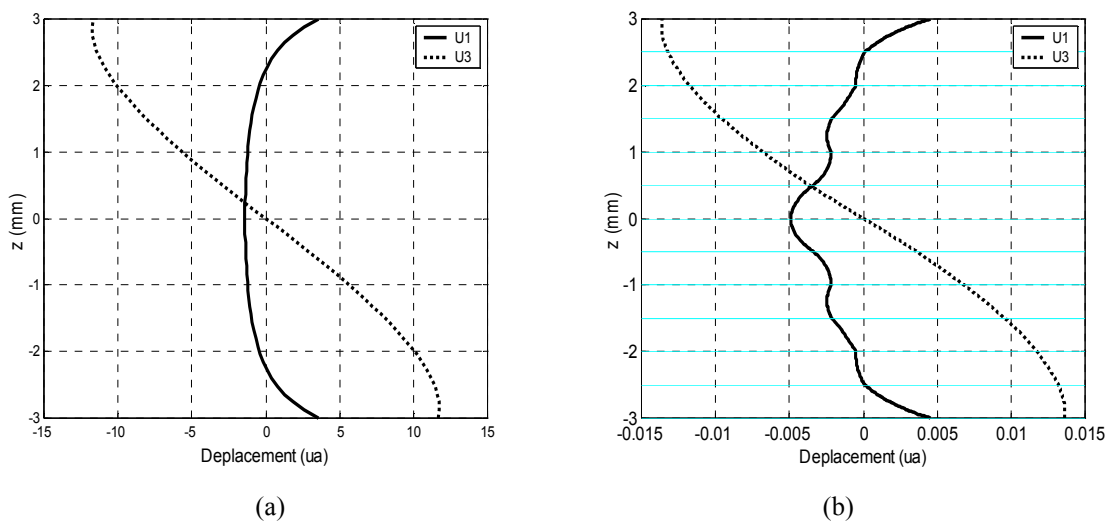


Figure 2-9. Profils de déplacement normal u_3 et tangential u_1 dans l'épaisseur de la plaque de CFRP pour le mode S_0 ($fd=2,0\text{MHz}\cdot\text{mm}$). Cas du matériau homogénéisé (a), cas du matériau multicouche (b)

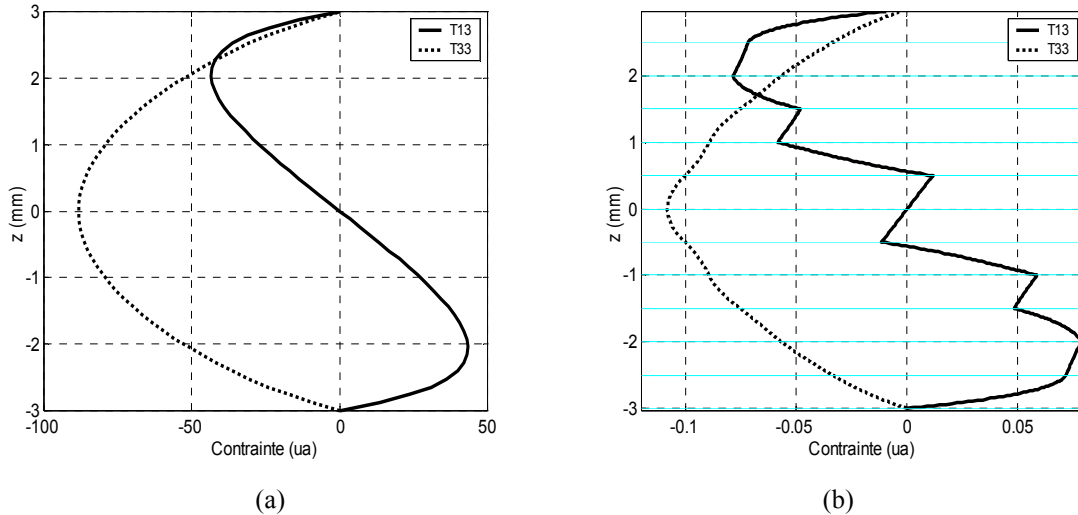


Figure 2-10. Profils de contraintes normale T_{33} et tangentielle T_{13} dans l'épaisseur de la plaque de CFRP pour le mode S_0 ($fd=2,0\text{MHz}\cdot\text{mm}$). Cas du matériau homogénéisé (a), cas du multicouche (b)

2.5.2 Modes fondamentaux

2.5.2.1 Le mode symétrique d'ordre 0 : S_0

La Figure 2-11 représente une succession de profils de déplacement et de contrainte à l'intérieur du matériau stratifié de 12 plis orthogonaux d'épaisseur 6mm pour des produits fréquence épaisseur allant de $0,9\text{MHz}\cdot\text{mm}$ à $3\text{MHz}\cdot\text{mm}$. A basse fréquence, c'est-à-dire dans la région où le mode S_0 est non dispersif (Figure 2-11a), le déplacement particulière est dominé par la composante longitudinale u_1 et la contrainte de cisaillement T_{13} présente des extrema aux interfaces entre plis orthogonaux. Dans la région dispersive du mode S_0 (Figure 2-11b), la vitesse de phase décroît rapidement et la vibration change de conformation : la composante u_1 du déplacement décroît jusqu'à laisser la composante transversale u_3 dominer le mode de vibration. De même, la contrainte de cisaillement T_{13} diminue au profit de la contrainte normale T_{33} relativement.

Dans la zone moins dispersive, c'est-à-dire au-delà d'environ $3\text{MHz}\cdot\text{mm}$, le déplacement reste dominé par sa composante normale u_3 et les contraintes T_{13} et T_{33} ont des amplitudes comparables (Figure 2-11c et Figure 2-11d). La contrainte normale T_{33} est de plus en plus influencée par la séquence d'empilement des couches. La contrainte de cisaillement T_{13} est quant à elle très sensible à la présence des plis orthogonaux dans tout le domaine de fréquence précité.

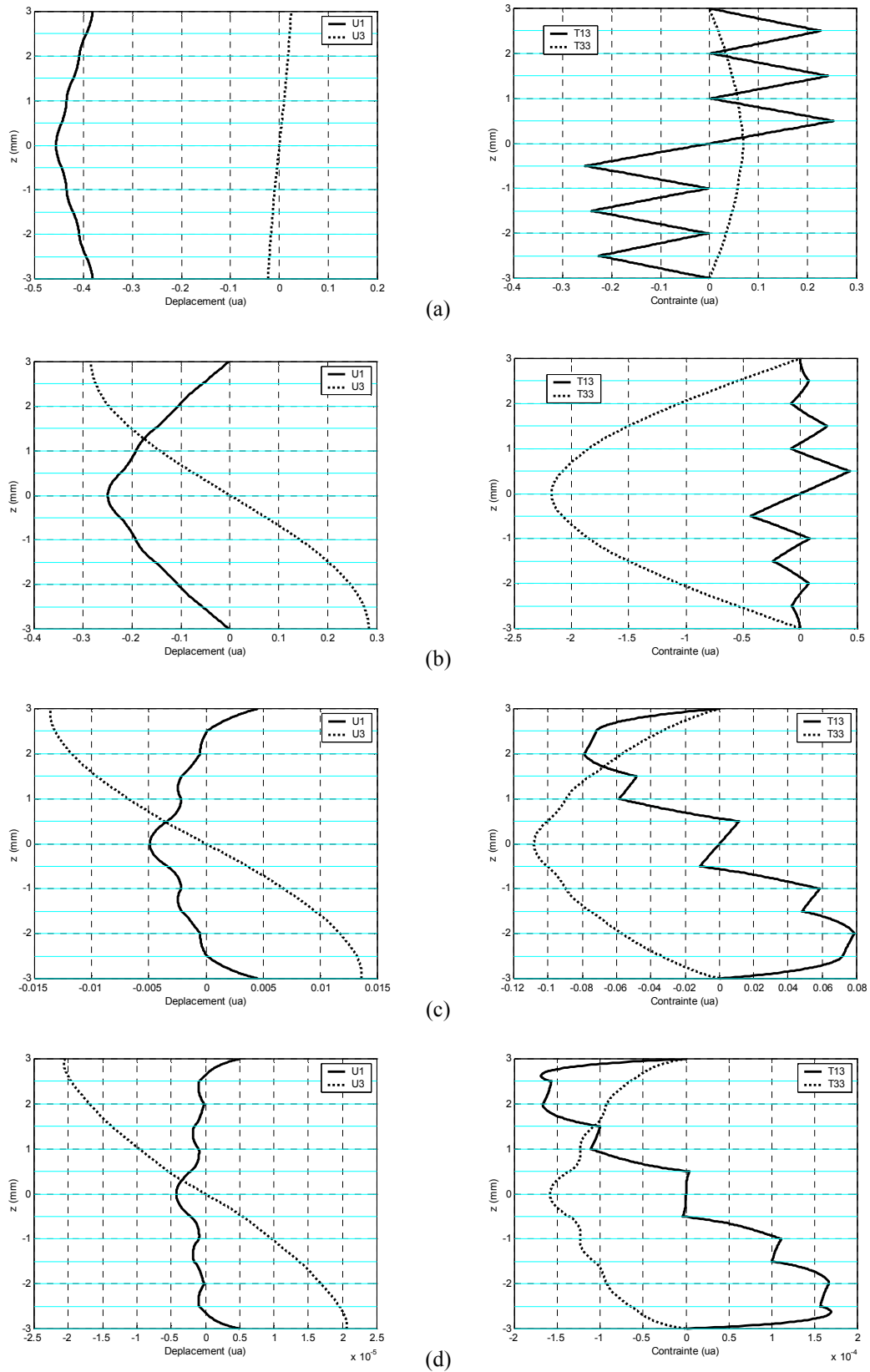


Figure 2-11. Déplacements et contraintes pour le mode S_0 dans le CFRP à $fd=0,9\text{MHz}\cdot\text{mm}$ (a), $fd=1,5\text{MHz}\cdot\text{mm}$ (b), $fd=2,0\text{MHz}\cdot\text{mm}$ (c) et $fd=3,0\text{MHz}\cdot\text{mm}$ (d)

Guo et Cawley^[47-GUO93] ont montré que des délaminations situées sur des interfaces pour lesquelles la contrainte de cisaillement T_{13} est nulle ne peuvent être détectées par le mode de Lamb S_0 , car ces délaminations n'ont pas suffisamment de retentissement sur la propagation du mode guidé. On peut voir que cette situation apparaît dans le matériau étudié à $fd=0,9\text{MHz}\cdot\text{mm}$ aux interfaces entre les plis 2 et 3, 4 et 5, 6 et 7, 8 et 9 et 10 et 11 (Figure 2-11a). Pour améliorer la sensibilité de la détection de délaminages à ces interfaces il serait donc nécessaire d'augmenter la fréquence d'excitation, au risque de générer un mode plus dispersif, contrairement aux cas du matériau unidirectionnel ou de l'empilement quasi isotrope pour lesquels la contrainte T_{13} s'annule uniquement dans le plan médian de la plaque.

Quoi qu'il en soit, un défaut réel comme celui engendré par un impact basse-vitesse, que nous étudierons ultérieurement, se présente comme une succession de délaminations sur plusieurs interfaces. En conséquence, le fait que la propagation du mode S_0 ne soit pas affectée par certaines de ces délaminations ne devrait pas compromettre les chances de détection d'un tel défaut.

2.5.2.2 *Le mode antisymétrique d'ordre 0 : A_0*

En ce qui concerne le mode fondamental antisymétrique A_0 , le rapport entre les composantes longitudinale et transversale du déplacement reste quasiment inchangé tout au long de sa courbe de dispersion. Il y a toujours prédominance du déplacement normal u_3 sur le déplacement u_1 , ce qui confère à ce mode un caractère transversal tout au long de sa courbe de dispersion. Aux très faibles produits fréquence épaisseur fd , u_3 est important et constant dans toute l'épaisseur de la plaque alors que u_1 est faible et varie quasiment linéairement avec la profondeur (Figure 2-12).

A mesure que fd augmente, les déplacements subissent de plus en plus l'influence de la séquence d'empilement : u_3 s'incurve en gardant une continuité de sa pente aux interfaces entre plis, tandis que u_1 reste faible et présente des ruptures de pente aux interfaces (Figure 2-13). De même le rapport entre l'amplitude globale des contraintes normale T_{33} et tangentielle T_{13} reste quasiment inchangé quel que soit le produit fréquence épaisseur : l'amplitude maximale de T_{13} est très supérieure à celle de T_{33} . Lorsque fd augmente, T_{33} reste faible mais conserve la continuité de sa dérivée avec la profondeur, alors que T_{13} reste prédominante et présente des ruptures de pente aux interfaces entre plis

d'orientation différente. Pour une propagation dans la direction notée 0° , les amplitudes de la contrainte de cisaillement T_{13} sont légèrement inférieures dans les plis orientés à 90° que dans les plis orientés à 0° , de manière relative (Figure 2-13).

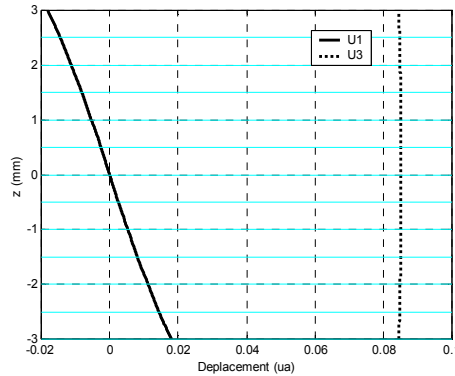


Figure 2-12. Déplacements pour le mode A_0 dans le CFRP à $fd=0,09\text{MHz}\cdot\text{mm}$

Aux fréquences habituelles de travail, le mode A_0 a une distribution de la contrainte de cisaillement uniforme en première approximation dans toute l'épaisseur de la plaque. La détection de délaminages aux interfaces entre les plis doit être possible quelle qu'en soit la position en profondeur. Cependant, A_0 s'est avéré être un moins bon candidat que S_0 du fait de son caractère plus dispersif. En effet, sur de grandes distances la dispersion de la vitesse de phase de A_0 entraîne une perte d'amplitude associée à l'étalement temporel du paquet d'onde. A titre d'exemple, W. Percival et A. Birt^[76-PER97] ont mesuré des niveaux d'atténuation du mode A_0 jusqu'à 8 fois supérieurs à ceux de S_0 dans un composite carbone/epoxy quasi-isotrope. Cet important effet d'atténuation de l'amplitude transmise imposerait l'emploi de davantage de capteurs pour couvrir la même zone d'investigation.

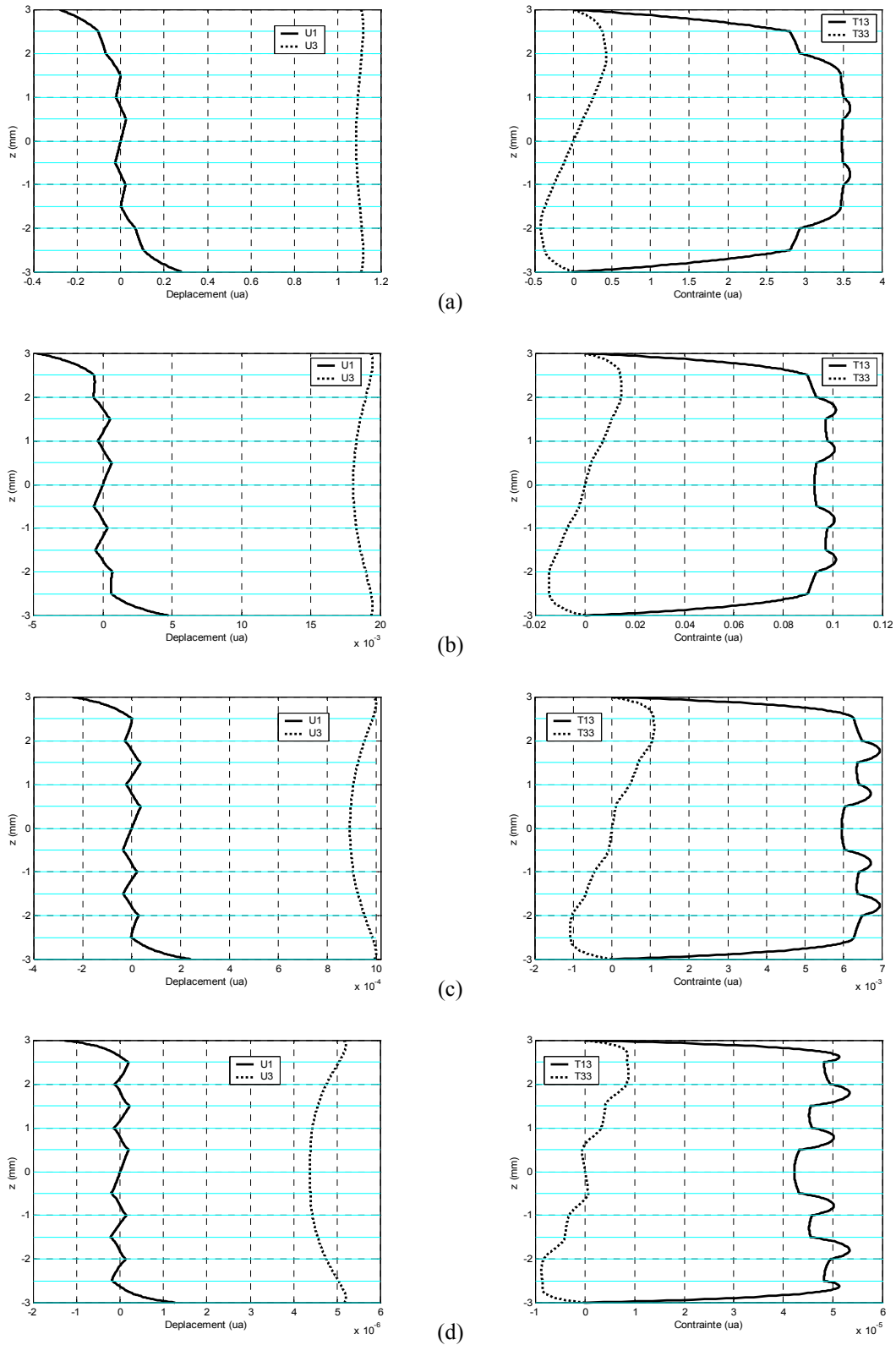


Figure 2-13. Déplacements et contraintes pour le mode A_0 dans le CFRP à $fd=0,9\text{MHz}\cdot\text{mm}$ (a), $fd=1,5\text{MHz}\cdot\text{mm}$ (b), $fd=2,0\text{MHz}\cdot\text{mm}$ (c) et $fd=3,0\text{MHz}\cdot\text{mm}$ (d)

2.6 INFLUENCE DE L'ORIENTATION DES PLIS : MATERIAUX PRESENTANT UN EMPILEMENT DEFAILLANT

Nous allons désormais nous intéresser à l'influence de la séquence d'empilement sur les modes de plaques présents à l'intérieur du matériau, tant en matière de vitesse de phase qu'en matière de symétrie ou de polarisation des modes. Pour simplifier l'étude et pouvoir utiliser le modèle simplifié d'un empilement de couches orthotropes, on ne considérera que des couches orientées à 0° ou 90° . Cela constitue un cas particulier de mauvais alignement lors de l'élaboration du matériau mais évite l'apparition du couplage des modes dits de Lamb et des modes transverses horizontaux si l'on faisait intervenir une couche ou plusieurs couches désorientées d'un angle quelconque.

2.6.1 Croisement, répulsion et conversion de modes

Pour définir ces concepts, nous nous intéressons tout d'abord au cas du matériau sain². Il est notable sur la Figure 2-7 que les vitesses de phase des modes A_1 et S_1 se croisent par deux fois, à $fd = 1,596\text{MHz}\cdot\text{mm}$ (i) et à $fd = 2,915\text{MHz}\cdot\text{mm}$ (ii). L'examen approfondi des profils de déplacements de chacun des modes de part et d'autre de ces deux produits fd particuliers montre qu'il s'agit bien d'un *croisement* des modes, c'est-à-dire que la nature symétrique ou antisymétrique des modes est conservée. En effet, la Figure 2-14 représente les profils de déplacement des modes d'ordre 1 à $fd=1,59\text{MHz}\cdot\text{mm}$. Il apparaît clairement que le mode le plus rapide (Figure 2-14a) est le mode symétrique S_1 alors que le mode le plus lent est A_1 (Figure 2-14b). Immédiatement après le croisement des branches des courbes de dispersion, la Figure 2-15a et la Figure 2-15b représentent respectivement les profils de déplacement du mode le plus rapide et du mode le plus lent à $fd=1,61\text{MHz}\cdot\text{mm}$. On constate que cette fois le mode le plus rapide est antisymétrique donc qu'il s'agit du mode A_1 et le mode le plus lent est le mode symétrique S_1 . Il y a donc croisement des modes tant en matière de vitesse de phase qu'en matière de symétrie. Il en va de même pour le second croisement des modes d'ordre 1 dont les profils de déplacement de part et d'autre du produit $fd=2,915\text{MHz}\cdot\text{mm}$ sont représentés en Annexe A2-3.

² Dans cette partie, la dénomination "matériau sain" fait référence au composite stratifié dont la séquence d'empilement symétrique de 12 couches croisées orthogonalement est correcte et s'écrit : $[[0^\circ, 90^\circ]_3]_s$.

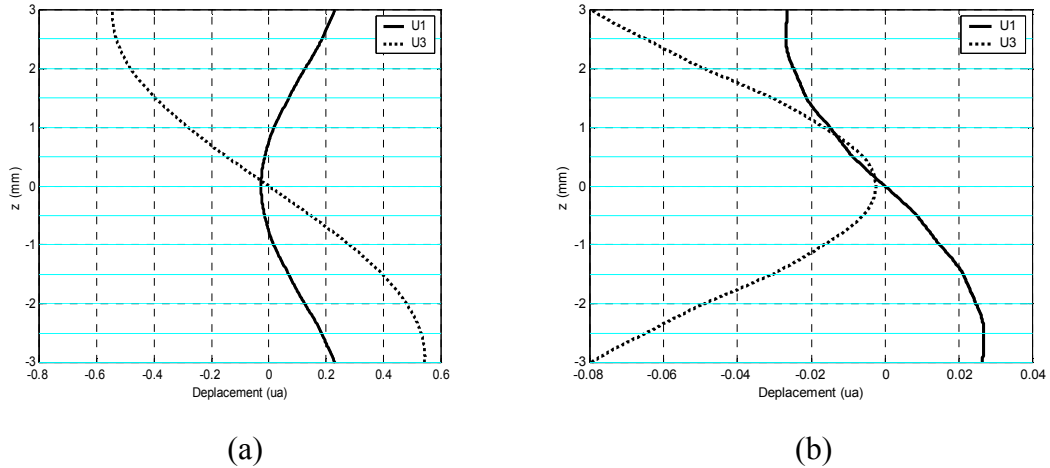


Figure 2-14. Profils de déplacement des modes S_1 et A_1 à $fd=1,59\text{MHz}\cdot\text{mm}$. Mode le plus rapide (a) et le plus lent (b) avant le croisement

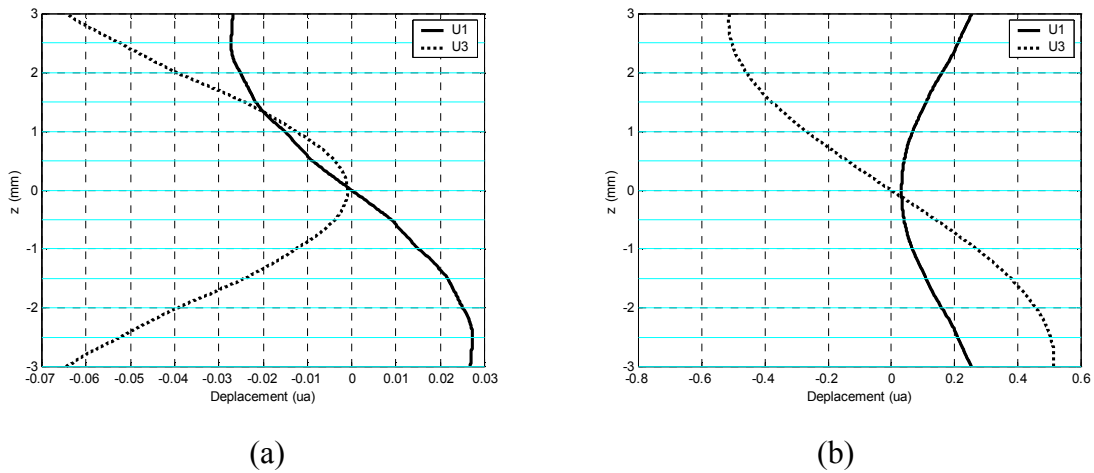


Figure 2-15. Profils de déplacement des modes A_1 et S_1 à $fd=1,61\text{MHz}\cdot\text{mm}$. Mode le plus rapide (a) et le plus lent (b) après le croisement

Par la suite, nous procéderons de manière similaire pour identifier les éventuels changement de nature des modes lors de croisements ou de répulsions des courbes de dispersion. Lors de la répulsion de deux courbes de vitesse de phase, nous parlerons de *répulsion des modes* si la nature des modes reste inchangée sur chacune des branches en question, et nous parlerons de *conversion des modes* si les modes échangent leur symétrie de part et d'autre de la zone de répulsion des courbes de dispersion. Par exemple, dans le cas de ce matériau multicouche, lors de la répulsion des vitesses de phase des modes S_2 et A_3 autour de $fd=3,4\text{MHz}\cdot\text{mm}$ il y a bien répulsion des modes car les profils de déplacement présentés en Annexe A2-4 permettent d'observer la conservation de la symétrie des modes le long de chacune des branches étudiées.

2.6.2 Interversion symétrique de deux couches

Nous nous intéressons ici au cas où deux couches successives auraient été interverties de manière symétrique de part et d'autre du plan médian de la plaque, conduisant à la nouvelle séquence d'empilement du matériau suivante : $[0^\circ 0^\circ 90^\circ 90^\circ 0^\circ 90^\circ]_S$. Bien qu'il soit très improbable qu'elle apparaisse accidentellement, cette situation a l'avantage pour l'étude de conserver à la fois la matrice d'élasticité moyenne C_m et la nature symétrique du matériau, à l'instar du cas sain. Du fait de cette conservation de C_m , nous observons sur les courbes de dispersion de la Figure 2-16 que les fréquences de coupure des modes de Lamb ainsi que la vitesse de plaque c_{PL} du mode S_0 restent inchangées. L'emploi de l'appellation modes de Lamb est ici rigoureux car les propriétés élastiques du matériau possèdent toujours le plan médian de la plaque comme plan de symétrie.

Cependant, certaines différences importantes apparaissent. La vitesse de phase du mode S_0 décroît légèrement plus rapidement avec fd pour rejoindre l'asymptote de la vitesse de Rayleigh, ce qui offre une gamme de fréquence moins importante pour exploiter le palier non dispersif de ce mode. Le mode A_0 est quant à lui quasiment inchangé, seule une très faible augmentation de la vitesse de phase dans la zone la plus dispersive est observée.

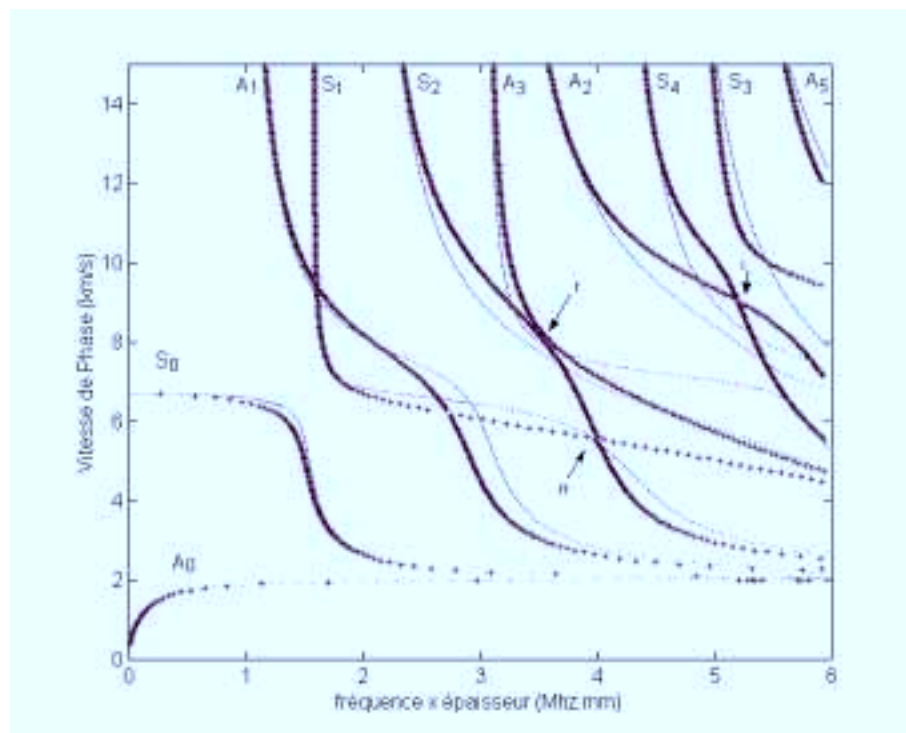


Figure 2-16. Courbes de dispersion du composite CFRP sain (---) et après interversion des couches 2 et 3 et 10 et 11 (+++)

Les modes symétriques et antisymétriques d'ordre 1 continuent de se croiser par deux fois comme dans le cas sain, bien que la décroissance plus rapide de A_1 amène la seconde intersection des modes vers $fd=2,7\text{MHz}\cdot\text{mm}$ au lieu de $fd=2,915\text{MHz}\cdot\text{mm}$ (zone (i) sur la Figure 2-8). Concernant les modes d'ordres supérieurs, on note sur la Figure 2-16 que la zone de répulsion (r) des modes S_2 et A_3 se situe autour de $3,5\text{MHz}\cdot\text{mm}$ et est plus étroite que dans le cas sain.

Il est également important de remarquer que la courbe représentative de la vitesse de phase du mode S_2 est repoussée dans la zone (rr) par la présence du mode S_1 alors qu'elle tente d'emprunter la courbe de dispersion du mode S_1 dans le cas du matériau sain. L'agrandissement proposé sur la Figure 2-17 montre clairement la répulsion de S_2 et de S_1 dans cette zone, en vertu du principe bien connu de répulsion des vitesses de phases des modes de même symétrie^[77-LEN93].

En revanche, il n'y a pas d'obstacle pour que la vitesse du mode A_3 emprunte la courbe de dispersion du mode S_2 dans le cas sain. Enfin, le même phénomène peut être observé pour le mode S_4 , dont la vitesse de phase vient prendre comme asymptote la courbe de dispersion du mode A_3 correspondant au cas sain (au delà de $fd=5,5\text{MHz}\cdot\text{mm}$ sur la Figure 2-16). Pour cela, la courbe de dispersion de S_4 croise celle de A_2 dans la zone (i).

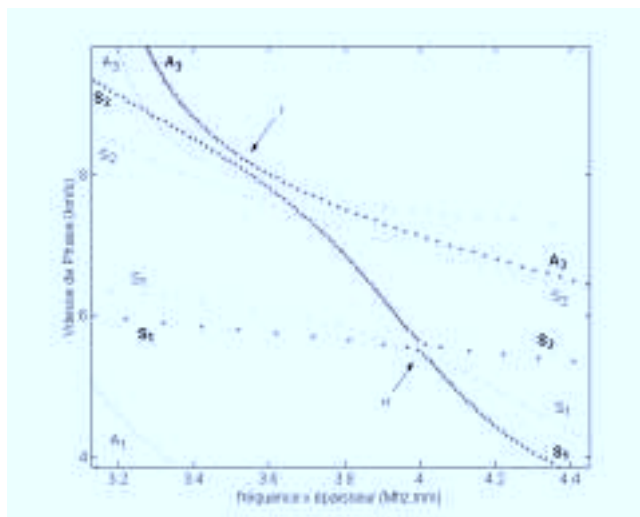


Figure 2-17. *Détail des courbes de dispersion du composite CFRP sain (A_i, S_i : ---) et après intervention des couches 2 et 3 et 10 et 11 (A_i, S_i : +++)*

La véracité de cette affirmation est confirmée a posteriori par le calcul des profils de déplacement de part et d'autre du produit fd correspondant à l'intersection des modes. En effet, les Figures 2-18a à 2-18d montrent, par le tracé des modes les plus rapides et les plus

lents aux produits fd immédiatement inférieur et supérieur à celui de (i), qu'il y a conservation de la symétrie des branches après le croisement. Les modes sont donc identifiés conformément aux natures symétriques et antisymétriques pressenties intuitivement par l'examen des courbes de dispersion.

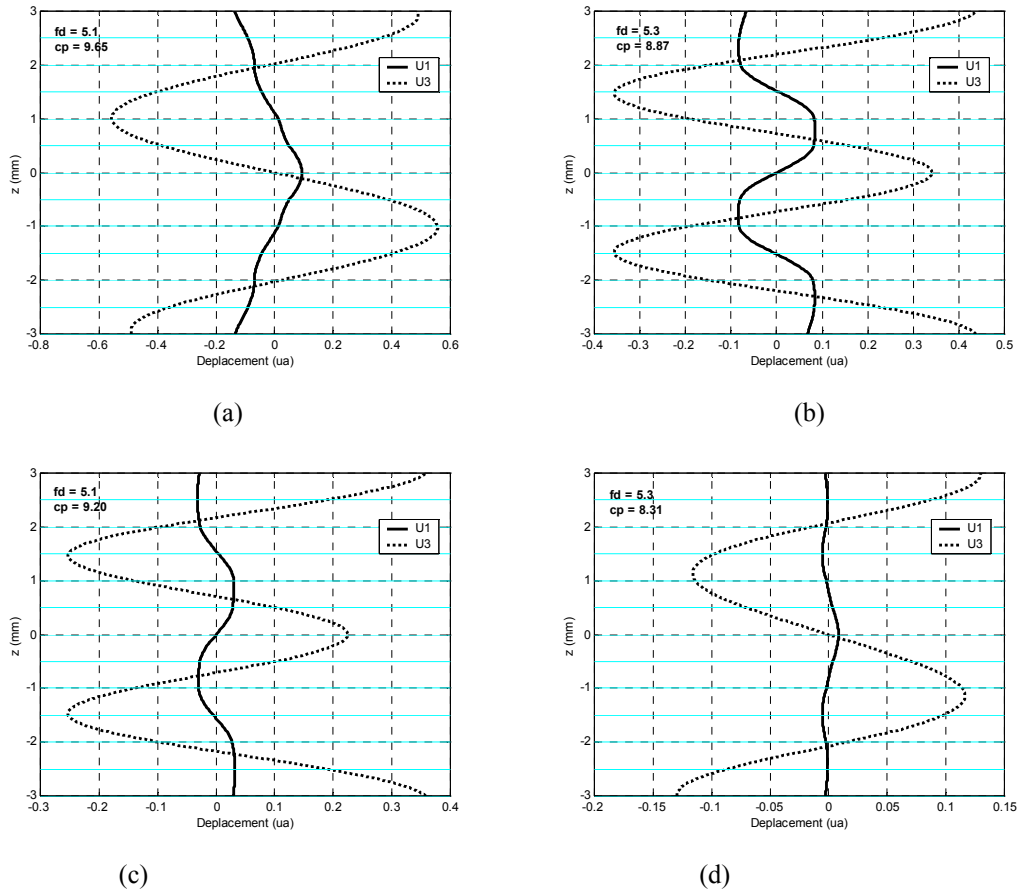


Figure 2-18. Déplacements longitudinaux u_1 et normaux u_3 des modes A_2 (a) et S_4 (b) à $fd=5,1\text{MHz}\cdot\text{mm}$ et des modes S_4 (c) et A_2 (d) à $fd=5,3\text{MHz}\cdot\text{mm}$

2.6.3 Mauvaise orientation symétrique d'une couche

On s'intéresse ici au cas où une couche aurait été mal orientée, et ce à nouveau de manière symétrique de part et d'autre du plan médian de la plaque. On obtient donc un matériau dont la séquence d'empilement s'écrit $[0^\circ \mathbf{0}^\circ 0^\circ 90^\circ 0^\circ 90^\circ]_S$. De nouveau, cette situation a peu de chance de se produire dans un contexte industriel de production de composites mais il est important, pour la compréhension des phénomènes, de conserver la nature symétrique du matériau. Par-là, nous sommes toujours en présence de véritables modes de Lamb.

La Figure 2-19 représente les courbes de dispersion des ondes de Lamb dans ce

matériau, en comparaison avec celles obtenues dans le cas du matériau correctement élaboré. Du fait de la présence de 8 plis orientés à 0° contre seulement 4 plis orientés à 90° , il n'y a plus conservation de C_m mais une rigidification globale du matériau dans la direction 0° . Cette direction coïncidant avec la direction de propagation, on observe naturellement une augmentation globale des vitesses de phases. Soit C'_m la matrice d'élasticité moyenne du matériau dont les couches numérotées 2 et 11 sont mal orientées, les variations relatives des constantes d'élasticité par rapport au cas sain sont :

$$\Delta C'_m = \begin{pmatrix} +26.0 & 0 & +4.9 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -26.0 & -4.9 & 0 & 0 & 0 \\ +4.9 & -4.9 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -4.8 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & +4.8 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \%$$

En particulier, la vitesse de plaque c_{PL} vaut désormais $7,55 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ ce qui représente une augmentation de 12,4% principalement due à l'augmentation de 26% de C_{11} par rapport au cas sain. La vitesse longitudinale $c'_L = \sqrt{(C'_{m11}/\rho)}$ augmente de 12,2% alors que la vitesse transversale $c'_T = \sqrt{(C'_{m55}/\rho)}$ n'augmente que de 2,4%. On observe donc une élévation des vitesses de phase des "plateaux" correspondant à la transition des modes autour de c'_L , tandis que les modes d'ordre supérieur ou égal à 1 gardent pratiquement la même vitesse asymptotique c'_T pour les grandes valeurs de fd .

Certaines des fréquences de coupure des modes de Lamb évoluent également. En effet, dans le cas d'une propagation dans la direction d'un axe principal du matériau, les fréquences de coupure des modes symétriques impairs (resp. pairs) et des modes antisymétriques pairs (resp. impairs) sont proportionnelles à $\sqrt{(C'_{m33}/\rho)}$ (resp. c'_T). Donc seules les fréquences de coupure de S_1 , S_3 et A_2 sont rigoureusement conservées. Les fréquences de coupure des modes S_2 , S_4 , A_1 , A_3 et A_5 quant à elles augmentent légèrement.

De manière générale, les courbes de dispersion ont donc tendance à se rapprocher de celles du matériau unidirectionnel dont les fibres sont orientées dans la direction 1 (Annexe A2-5). En particulier, on peut noter que les branches A_3 et S_2 présentent deux intersections, que les branches A_2 et S_4 retrouvent leur première intersection et que la branche A_5 a

tendance à disparaître du domaine d'étude, la situation se rapprochant ainsi du cas du matériau unidirectionnel où les couples de branches (A_3, S_2) et (A_2, S_4) ont deux intersections et où la courbe de dispersion du mode A_5 est rejetée hors du domaine étudié. De plus, les premières intersections de ces modes ainsi que celle du couple (A_1, S_1), se produisent pour des vitesses de phase plus élevées et tendent vers le cas unidirectionnel où elles se produisent autour de $12,5 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$.

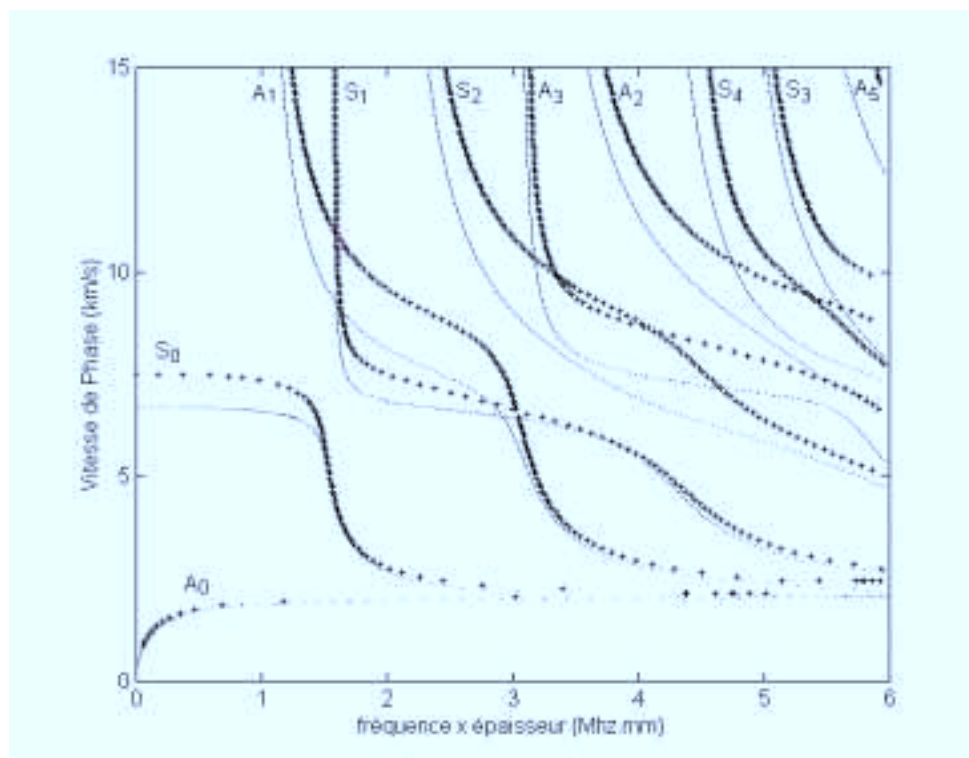


Figure 2-19. Courbes de dispersion du composite CFRP sain (---) et après mauvaise orientation des couches 2 et 11 (+++)

Enfin, on note la tendance à l'apparition de paliers faiblement dispersifs autour de la vitesse longitudinale de plus en plus prononcés pour les modes symétriques d'ordre supérieurs à 1.

2.6.4 Interspersion de deux couches

On s'intéresse ici au cas où deux couches successives auraient été interverties de manière accidentelle lors de l'élaboration du matériau. Ce genre de situation se rencontre assez couramment et conduit logiquement à la disqualification du matériau. On considère un échantillon dont la séquence d'empilement est la suivante : $[0^\circ \mathbf{0^\circ} \mathbf{90^\circ} 90^\circ 0^\circ 90^\circ / 90^\circ 0^\circ 90^\circ 0^\circ 90^\circ 0^\circ]$. Si cette situation à l'avantage de conserver la matrice d'élasticité moyenne C_m du matériau, elle rompt la symétrie de l'empilement de part et d'autre du plan

médian de la plaque. On ne pourra donc plus observer des modes de Lamb à proprement parler. Les composantes des déplacements ou des contraintes des modes guidés solutions de l'équation de dispersion de ce multicouche auront des profils quasi-pairs ou quasi-impairs dans l'épaisseur de l'échantillon. Les notations A'_i et S'_i seront utilisées pour dénoter les modes de nature quasi-antisymétrique ou quasi-symétrique respectivement. La Figure 2-20 représente les courbes de dispersions des modes guidés à l'intérieur de ce matériau, en comparaison avec les modes de Lamb dans le matériau sain.

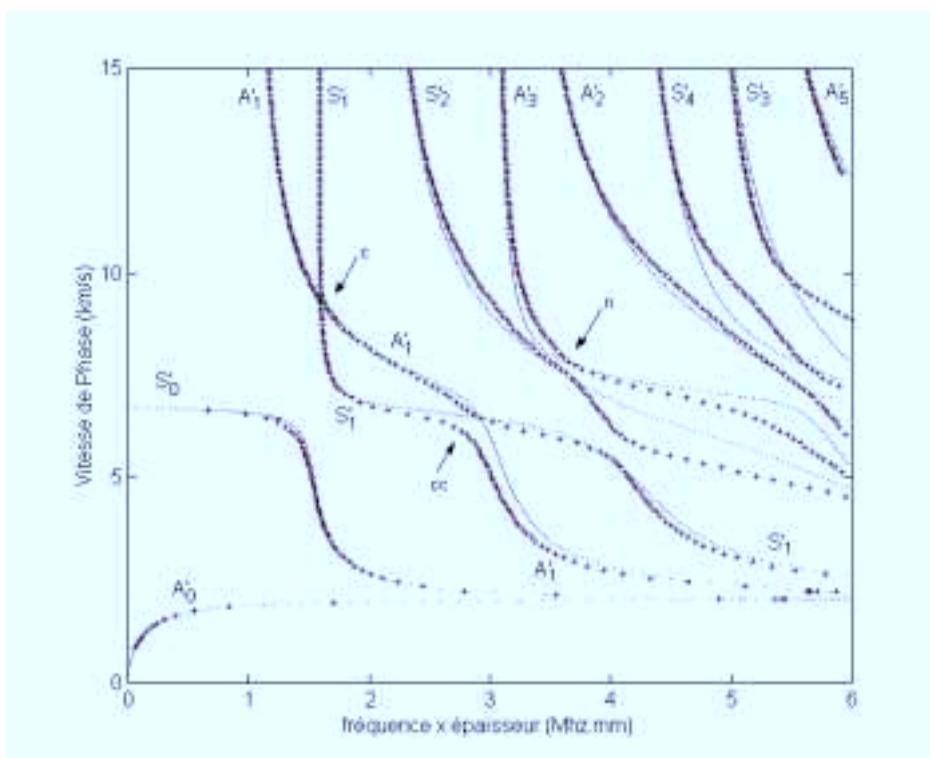


Figure 2-20. Courbes de dispersion du composite CFRP sain (---) et après intervention des couches 2 et 3 (+++)

Du fait de la conservation des constantes d'élasticités moyennes par rapport au cas sain, les fréquences de coupure sont conservées ainsi que la vitesse de plaque de S'_0 et les vitesses asymptotiques pour les grands produits fd . Par contre, la rupture de la symétrie des propriétés élastiques du matériau par rapport au plan médian a pour conséquence la répulsion systématique de toutes les branches des courbes de dispersion.

Alors que les courbes de dispersion des modes d'ordre 1 se croisaient par deux fois dans le cas sain, nous observons une répulsion en matière de vitesse de phase des modes A'_1 et S'_1 dans les zones (c) (Figure 2-21) et (cc) (Figure 2-20). Par rapport au cas présenté au paragraphe 2.6.2 dans lequel l'inversion de deux couches se produisait de part et d'autre du plan médian, donc avec conservation de modes de Lamb "purs", nous sommes en

présence ici de modes dont la nature n'est pas rigoureusement apparentée à l'une des deux classes distinctes. Bien que faible, il existe un couplage entre les modes quasi-symétriques et quasi-antisymétriques qui interdit le croisement des courbes de dispersion. De plus, il se produit dans les zones (c) et (cc) une *conversion* de la nature des modes, déduite des profils de déplacement présentés en Annexe A2-6 et A2-7. En effet, pour fd inférieur à la première répulsion (c), le mode le plus rapide (resp. lent) est quasi-symétrique (resp. quasi-antisymétrique) donc baptisé S'_1 (resp. A'_1). Pour des produits fd compris entre (c) et (cc), la situation est inversée et nous en témoignons par la notation des branches des courbes de la Figure 2-21 dans cette zone. Au-delà de (cc), la situation s'inverse à nouveau, ce qui signifie que dans chacune des zones de *répulsion des vitesses de phases*, se produit toujours un *échange des symétries des modes*. En d'autres termes, le long de la courbe de dispersion, la répulsion des vitesses de phase entraîne la conversion des modes par un changement de leur nature physique.

La *répulsion* des branches des courbes de dispersion peut également se faire sans changement de la nature quasi-symétrique et quasi-antisymétrique des modes, comme pour S'_2 et A'_3 dans la zone notée (n) de la Figure 2-20. Nous notons au passage que cette situation semble peu différer de celle rencontrée dans le cas sain, mais qu'il s'agit bien ici d'une répulsion des modes alors que dans le cas sain, les branches de S_2 et de A_3 n'avaient pas de raison particulière de se repousser dans cette zone. Un jeu de constantes élastiques du pli unitaire différent aurait pu entraîner les croisement de ces modes de symétrie opposée.

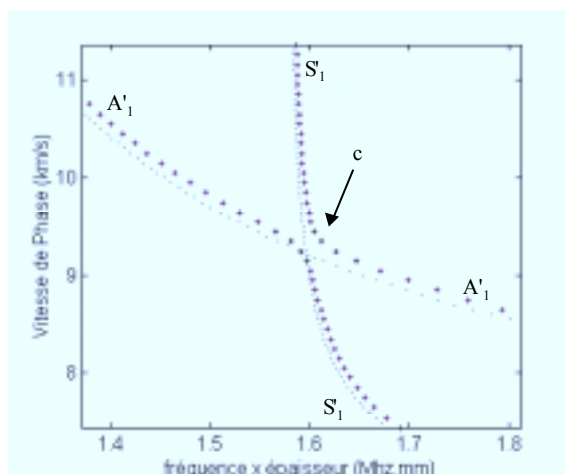


Figure 2-21. Répulsion des vitesses de phase des modes S'_1 et A'_1

Dans le cas d'un matériau possédant un plan de symétrie, Uberall^[69-UBE94] a mis en évidence le même type de phénomène lors de la répulsion des courbes de dispersion, en

s'intéressant à la polarisation du mode lorsque l'on se déplace sur la courbe de dispersion. Lors des répulsions des vitesses de phase, les modes de plaque passent d'une polarisation majoritairement longitudinale à une polarisation essentiellement transversale en fonction du segment de la courbe de dispersion sur lequel ils se trouvent.

2.6.5 Mauvaise orientation d'une couche

On s'intéresse ici au cas où l'orientation d'une couche aurait été faussée lors de l'élaboration du matériau. Cette erreur simple est probablement la plus susceptible de se produire dans la réalité mais elle engendre du point de vue théorique une situation dans laquelle ni la matrice d'élasticité moyenne C_m du matériau ni la symétrie de l'empilement par rapport au plan médian de la plaque ne sont conservées. Nous supposons que la deuxième couche de l'échantillon est mal orientée, ce qui conduit à la séquence d'empilement suivante : $[0^\circ 0^\circ 0^\circ 90^\circ 0^\circ 90^\circ / 90^\circ 0^\circ 90^\circ 0^\circ 90^\circ 0^\circ]$.

A nouveau, on utilisera les notations A'_i et S'_i pour dénoter les modes de nature quasi-antisymétrique ou quasi-symétrique respectivement. La Figure 2-22 représente les courbes de dispersion des modes guidés à l'intérieur de ce matériau, en comparaison avec les modes de Lamb dans le matériau sain.

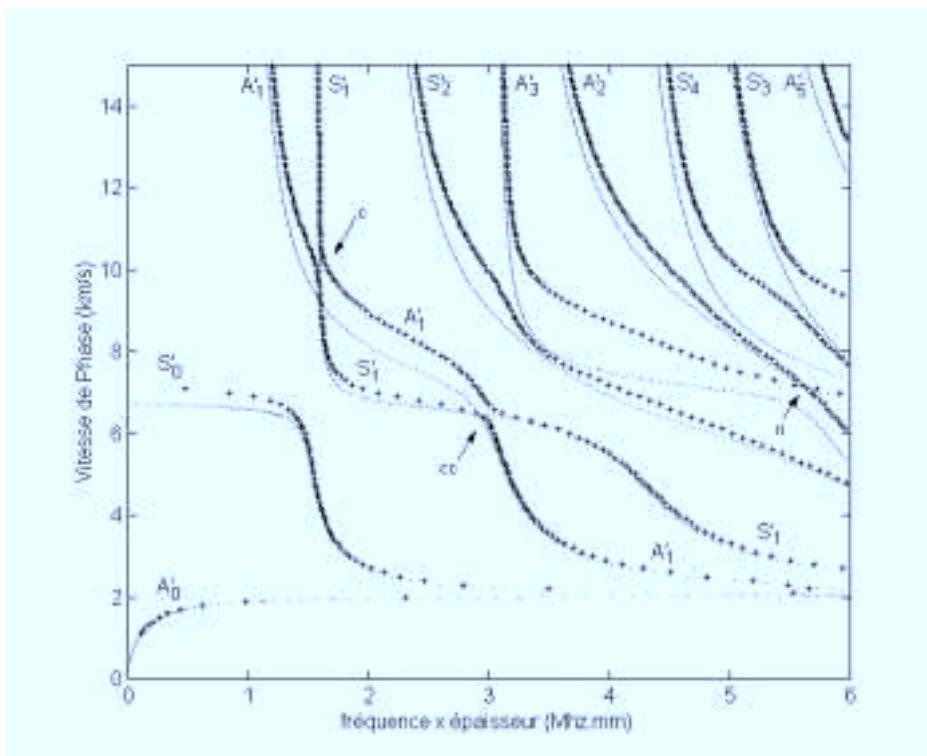


Figure 2-22. Courbes de dispersion du composite CFRP sain (---) et après mauvaise orientation de la couche 2 (....)

Ce matériau rassemble les deux désagréments décrits dans les deux paragraphes précédents, qui entraînent ici les mêmes conséquences. Du fait de la non-conservation de la matrice de rigidité moyenne C_m , on observe une augmentation globale des vitesses de phases et de certaines des fréquences de coupure. Ici, l'écart ΔC_m entre C_m et C'_m la matrice d'élasticité moyenne du matériau dont la couche numéro 2 est mal orientée, est deux fois plus faible qu'au paragraphe 2.6.3. En conséquence, on note une vitesse de plaque c_p en augmentation de 6,4% par rapport au cas sain. La vitesse longitudinale c'_L augmente de 6,3% alors, la vitesse transversale c'_T de 1,2% et la vitesse des ondes de Rayleigh de 1,3%. Par conséquent, les fréquences de coupure des modes quasi-symétriques impairs et des modes quasi-antisymétriques pairs sont conservées, alors que les fréquences de coupure des modes quasi-antisymétriques impairs et des modes quasi-symétriques pairs augmentent de 1,2%, ce qui est assez faible.

A nouveau, la rupture de la symétrie des propriétés élastiques du matériau par rapport au plan médian entraîne la répulsion des courbes de dispersion quelle que soit la nature dominante des modes considérés. En particulier, on observe à nouveau la répulsion en matière de vitesse de phase des modes A'_1 et S'_1 dans les zones (c) et (cc) de la Figure 2-22. Comme au paragraphe 2.6.4 pour lequel il y avait inversion des couches numérotées 2 et 3, il se produit entre les deux zones de répulsion une conversion de la nature des modes. En général, le comportement des courbes de dispersion en matière de vitesse de phase comme en matière de quasi-symétrie des modes est semblable à celui décrit dans le paragraphe 2.6.4. Une différence survient cependant autour de $fd=5,6\text{MHz}\cdot\text{mm}$ (zone (n) de la Figure 2-22), où les courbes de dispersion des modes A'_2 et A'_3 semblent se croiser, en violation de la remarque faite précédemment sur la répulsion systématique de tous les modes. En réalité il y a bien répulsion, comme le montre l'agrandissement en Figure 2-23.

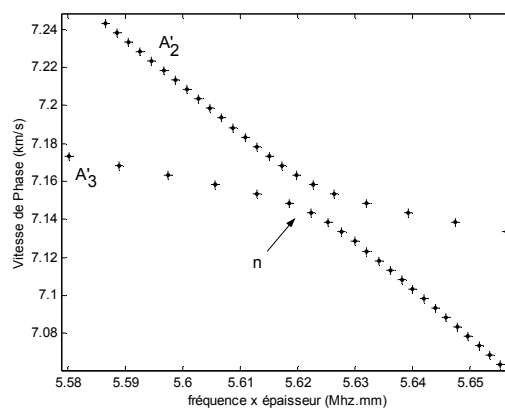


Figure 2-23. Courbes de dispersion du CFRP avec mauvaise orientation de la couche 2 (détail)

2.6.6 Matériau antisymétrique

On s'intéresse ici au cas où les deux demi-épaisseurs de part et d'autre du plan médian sont identiques, conduisant à un matériau aux propriétés élastiques antisymétriques avec la profondeur. La séquence d'empilement peut s'écrire $[90^\circ 0^\circ 90^\circ 0^\circ 90^\circ 0^\circ]_2$. La matrice d'élasticité moyenne C_m du matériau est conservée par rapport au cas sain, donc comme nous l'avons déjà exposé, il y a conservation des fréquences de coupure et des valeurs asymptotiques basse et haute fréquence des vitesses de phase. Aux fréquences de coupure des modes, les profils sont identiques à celui du matériau homogénéisé.

La Figure 2-24 représente les courbes de dispersion des modes guidés à l'intérieur de ce matériau, que nous avons calculées dans la direction des fibres du pli supérieur, en comparaison avec les modes de Lamb dans le matériau sain.

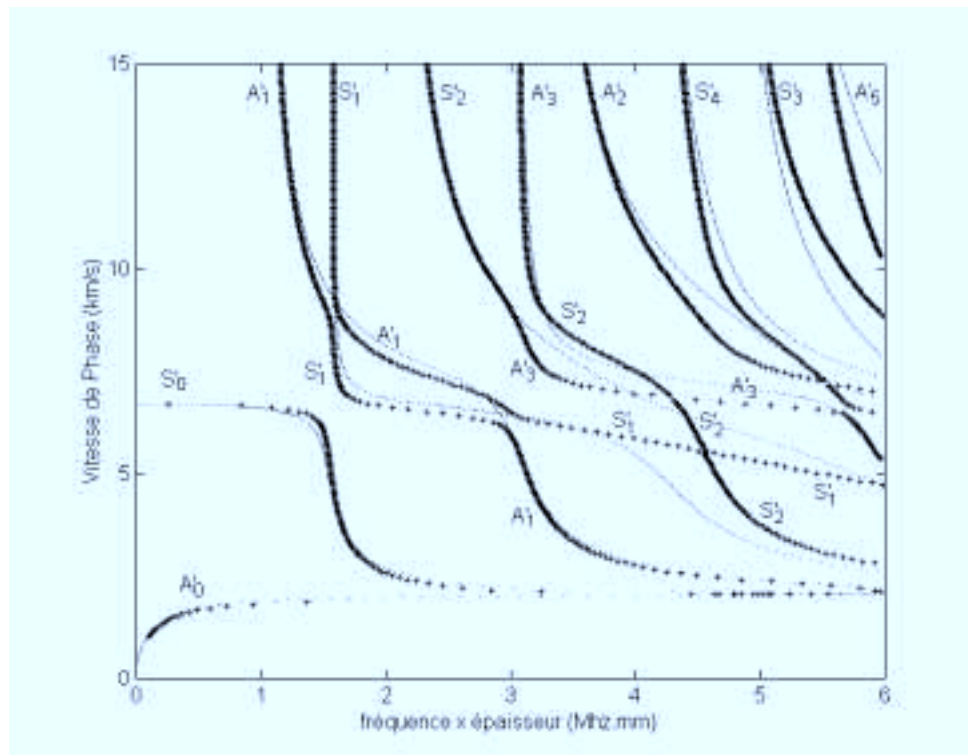


Figure 2-24. Courbes de dispersion du composite sain (---) et antisymétrique (+++)

2.6.6.1 Modes fondamentaux

Contrairement aux cas présentés précédemment pour lesquels il y avait également conservation du tenseur des rigidités moyen C_m , la décroissance du mode S'_0 entre le palier non-dispersif à basse fréquence et la vitesse de Rayleigh se fait pour un produit fd légèrement plus grand que dans le cas sain, offrant une zone non dispersive plus

importante pour ce mode, et la vitesse de phase A'_0 est dans ce cas légèrement inférieure à celle observée dans le cas sain.

Les profils de déplacement et de contrainte des modes fondamentaux ne sont similaires à ceux des modes de Lamb dans le cas sain qu'à la limite des très basses fréquences, où l'on retrouve un mode A'_0 de flexion et un mode S'_0 de compression.

En dehors de cette limite asymptotique, la nature des modes est difficilement prévisible comme on pourra le constater sur les profils de déplacement et de contrainte du mode S'_0 entre $fd=0,9\text{MHz}\cdot\text{mm}$ et $fd=3,0\text{MHz}\cdot\text{mm}$ en Annexe A2-8. Par exemple, à $fd=0,9\text{MHz}\cdot\text{mm}$ (Figure 2-25), les profils de contrainte normale T_{33} et de déplacement normal u_3 possèdent une quasi-parité et une quasi-imparité respectivement, ce qui est conforme à un mode quasi-symétrique et provient de l'invariance de $C_{33}^{(k)}$ dans l'épaisseur du multicouche. Par contre, la composante longitudinale u_1 du déplacement n'est plus quasi-paire et la contrainte de cisaillement T_{13} n'est plus quasi-impair, bien qu'elle continue de présenter des extrema aux interfaces entre plis orthogonaux. Enfin, il n'y a plus prépondérance des composantes u_1 et T_{13} sur les composantes u_3 et T_{33} respectivement, en comparaison avec les profils de S_0 dans le cas sain (Figure 2-11a).

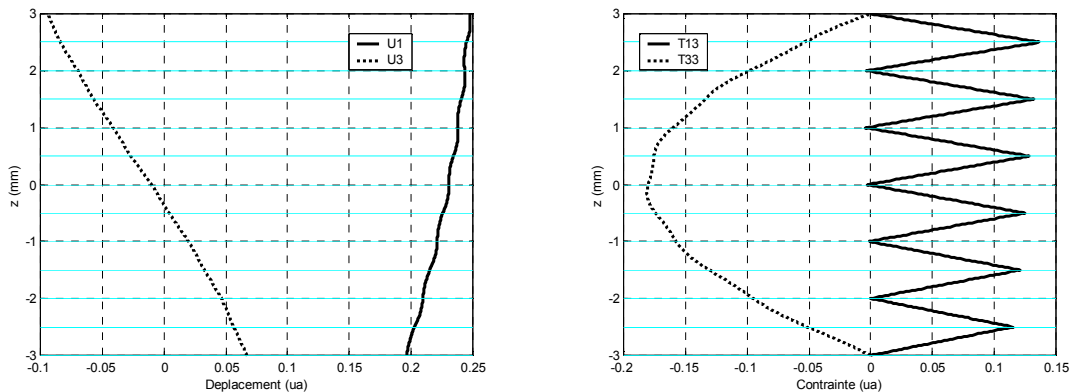


Figure 2-25. *Déplacements et contraintes du mode S'_0 à $fd=0,9\text{MHz}\cdot\text{mm}$ (CFRP antisymétrique)*

A première vue, on pourrait penser que la situation de ce matériau antisymétrique est plus qu'une perturbation de la situation du matériau sain et donc qu'elle n'impose aux composantes des déplacements et des contraintes des modes guidés aucune parité avec l'épaisseur. Il est à noter que la structure du stratifié offre néanmoins une symétrie "locale" par rapport au plan médian des plis numérotés 6 ou 7, du fait que ces plis sont situés de part et d'autre du plan médian de la plaque. Par exemple, nous observons sur la Figure 2-26

que le profil de contrainte de cisaillement T_{13} est une fonction localement impaire par rapport au plan médian du pli numéro 7 (sans la présence du pli numéro 1, nous serions en présence d'un empilement symétrique de 11 plis). Ceci reflète bien la nature quasi-symétrique du mode S'_0 , mais le respect des conditions aux limites de nullité de T_{13} sur les surfaces supérieure et inférieure du composite empêche bien évidemment le profil du mode de présenter une véritable parité. Du point de vue de la détection de délaminage, cette situation possède l'avantage suivant : la contrainte T_{13} n'est plus nulle dans le *plan médian* de la plaque, contrairement au mode de Lamb S_0 présenté au paragraphe 2.5.2.1, mais au *milieu d'un pli* où aucun délaminage n'est censé apparaître. De plus, s'agissant dans ce cas précis du seul nœud de contrainte de cisaillement, le mode S'_0 sera a priori sensible à toute délamination quelle que soit sa position dans l'épaisseur de l'échantillon. Nous ne serons donc pas nécessairement tenus d'avoir recours à plusieurs modes différents pour tester efficacement la présence de délaminages dans ce type de matériau.

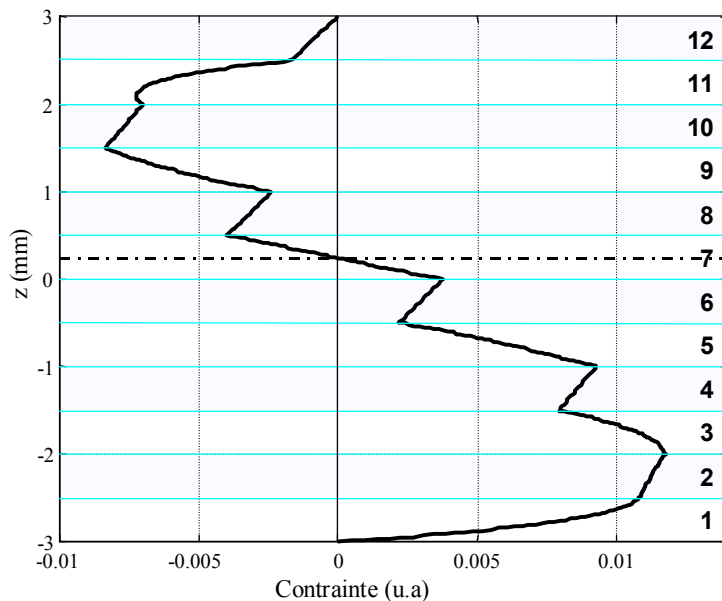


Figure 2-26. *Contraite de cisaillement du mode S'_0 dans le CFRP antisymétrique à $fd=2,0\text{MHz}\cdot\text{mm}$*

2.6.6.2 Modes d'ordre supérieur

La conservation de la matrice d'élasticité moyenne C_m du matériau par rapport au cas sain entraîne la conservation des fréquences de coupure et des valeurs asymptotiques des vitesses de phase pour les grands produits fd .

A l'instar des deux cas précédents où l'on avait introduit une rupture de la symétrie

des propriétés élastiques du matériau par rapport au plan médian, on observe toujours par deux fois une *répulsion en matière de vitesse de phase* des modes A'_1 et S'_1 , avec *croisement des modes en matière de symétrie*. Donc il se produit toujours ce que l'on avait appelé une *conversion de mode*. De même, on observe ce phénomène entre les modes S'_2 et A'_3 autour de $fd=3,14\text{MHz}\cdot\text{mm}$ et entre S'_1 et S'_2 autour de $fd=4,55\text{MHz}\cdot\text{mm}$ (Figure 2-24).

Enfin, nous observons à nouveau des croisements de mode véritables, c'est-à-dire à la fois en matière de vitesse de phase et de quasi-symétrie. C'est le cas pour le croisement de S'_2 et A'_3 autour de $fd=4,29\text{MHz}\cdot\text{mm}$ et pour celui de A'_2 et S'_4 autour de $fd=5,25\text{MHz}\cdot\text{mm}$ (Figure 2-24). L'existence de telles situations peut probablement être attribuée à la nature antisymétrique de l'empilement des plis.

2.6.7 Discussion

Après l'étude de ces quelques exemples, nous constatons par l'observation des courbes de dispersion que la vitesse de phase des ondes de plaque est globalement plus perturbée par la non-conservation du tenseur d'élasticité moyen que par la rupture de symétrie du matériau. En ce qui concerne les modes fondamentaux, cette remarque s'applique plus particulièrement au mode quasi-symétrique dont la vitesse de phase asymptotique à basse fréquence augmente avec le nombre de plis dont les fibres sont orientées dans la direction de propagation de l'onde. Inversement, les profils de déplacement et de contrainte dans l'épaisseur de la plaque de S'_0 sont plus perturbés par la rupture de symétrie du matériau au sens qu'ils perdent leur parité par rapport au plan médian de la plaque (Annexe A2-9) : à la même profondeur, un délaminage n'a pas la même probabilité d'être détecté selon qu'il est situé d'un côté ou de l'autre du plan médian de la plaque.

Les situations pour lesquelles la plaque conserve un plan de symétrie, mais où la séquence d'empilement n'est pas régulière, comme par exemple le cas de l'interversion symétrique de deux couches (paragraphe 2.6.2), posent également quelques difficultés de détection. Sur la Figure 2-27, les extrema de la contrainte tangentielle T_{13} situés aux interfaces entre les plis 2&3 et 10&11 sont plus importants que ceux situés entre les plis 5&6 et 7&8. Pour peu que l'on tente de détecter des délaminations de petite taille sur ces interfaces, il peut s'avérer comme l'a montré Birt^[78-BIR98] que le mode S'_0 soit efficace pour détecter celles situées sur les interfaces où T_{13} présente une forte valeur, mais qu'il soit insensible aux délaminations situées aux interfaces où T_{13} est plus faible.

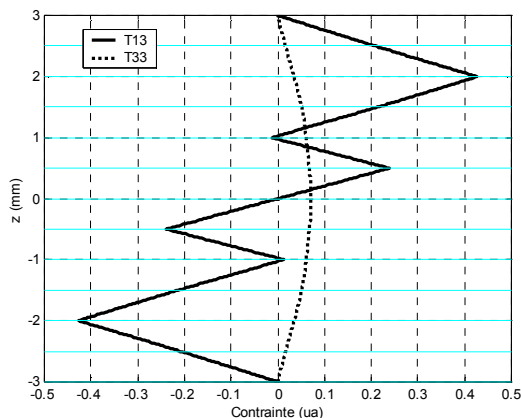


Figure 2-27. *Contraintes normales et tangentielles du mode S'_0 à $fd=0,9\text{MHz}\cdot\text{mm}$ dans le cas de l'intersion symétrique de deux couches*

Le mode fondamental quasi-antisymétrique est quant à lui beaucoup moins influencé en matière de vitesse de phase par les modifications de la séquence d'empilement. En ce qui concerne les profils de contrainte et de déplacement, cela reste vrai tout du moins aux produits fd pour lesquels il est couramment utilisé, c'est-à-dire en deçà de la première fréquence de coupure des modes d'ordre supérieur. Nous avons représenté en Annexe 2-10 ces grandeurs à $fd=0,9\text{MHz}\cdot\text{mm}$ pour tous les types d'empilement défailants exposés dans ce chapitre. Nous ne pouvons distinguer que de faibles perturbations des composantes u_1 et T_{13} , au voisinage des plis dont les orientations varient. Particulièrement importante pour la sensibilité du mode aux délaminations, la contrainte T_{13} montre toujours un profil quasiment constant avec une forte amplitude dans toute l'épaisseur de l'échantillon. Une seule exception est à noter : dans le cas du matériau antisymétrique, la première interface en partant d'une des surfaces extérieures de la plaque présente une valeur relativement faible de T_{13} qui risquerait de rendre le mode A'_0 moins sensible à une unique délamination à cette profondeur dans ce type de matériau.

2.7 CONCLUSION

Nous avons décrit de manière détaillée la méthode utilisée pour l'établissement des équations de dispersion des ondes de Lamb généralisées, qui proviennent du respect des conditions aux limites de la plaque libre, aussi complexes que puissent être les propriétés du matériau étudié. Par l'étude de la propagation des ondes de Lamb dans les matériaux homogènes isotropes, nous avons dégagé les principales propriétés des modes

fondamentaux symétrique et antisymétrique, qui resteront valables dans des matériaux anisotropes sous certaines conditions (comme par exemple lorsque la direction de propagation coïncide avec un axe principal du matériau).

La généralisation du modèle des ondes de Lamb aux matériaux anisotropes appartenant à des systèmes de symétrie de plus en plus élevée nous a donné les moyens de résoudre les équations des ondes de Lamb dans un matériau de symétrie quelconque. La méthode de la matrice de transfert globale permet également d'étendre le champ d'investigation au problème des matériaux multicouches. Dans le chapitre suivant, nous serons amenés à nous intéresser à des échantillons transverses isotropes, quadratiques et multicouches orthotropes. Le fait que le composite carbone/epoxy stratifié dont nous disposerons présente un défaut d'empilement de ses plis nous a poussé à mener une étude détaillée de l'influence de ce type de défaut d'élaboration sur les caractéristiques des modes guidés.

Dans la perspective de la mise en œuvre d'une procédure de contrôle non-destructif basée sur les ondes de Lamb, nous nous sommes plus particulièrement intéressés aux modes fondamentaux. En effet, une telle méthode gagne en simplicité en restreignant la bande de fréquence utilisée pour l'interrogation de la structure au domaine basse fréquence dans lequel seuls les deux modes fondamentaux peuvent coexister. En sus de l'étude de la dispersion des modes de Lamb, nous nous sommes appuyés de manière originale sur l'étude des champs de déplacement et de contrainte internes pour l'identification des modes et de leur interactions. Par l'observation des caractéristiques de ces modes, nous avons essayé d'apprécier leurs sensibilités relatives. Ces propositions seront confrontées par la suite à plusieurs types d'endommagements dans des configurations expérimentales variées.

CHAPITRE 3

3 MISE EN ŒUVRE EXPERIMENTALE DU CONTROLE DE SANTE DES PLAQUES DE COMPOSITE

INTRODUCTION

Nous nous consacrons désormais à la description des techniques retenues pour la mise en œuvre expérimentale du contrôle de santé des plaques de composite.

Dans un premier temps, nous décrirons les différents matériaux étudiés dans cette thèse. Il s'agit de plaques relativement minces de matériaux composites à matrice polymère renforcée de fibres de verres ou de carbone. Par nos partenariats industriels, l'opportunité nous sera donnée de travailler sur trois matériaux composites qui diffèrent par la nature des résines polymères employées et par l'agencement des fibres de renfort. Chacun des composites étudiés sera caractérisé soit par l'emploi des méthodes ultrasonores disponibles au laboratoire lorsque la combinaison de ses dimensions et de ses propriétés viscoélastiques le permet, soit par d'autres approches notamment à l'aide d'ondes guidées.

Cette détermination des constantes élastiques permet l'utilisation des modèles présentés au chapitre précédent, et ce dans le but de calculer les courbes de dispersion des ondes Lamb en fonction de l'anisotropie et/ou des propriétés géométriques spécifiques de chacun des différents matériaux étudiés. Nous rencontrerons le cas particulier d'un matériau composite carbone/epoxy stratifié dont la séquence d'empilement des plis unidirectionnels présente un défaut. Cependant, sous certaines conditions que nous justifierons, la détermination des constantes élastiques de ce matériau pourra s'effectuer sous l'hypothèse d'un empilement correct.

Le développement d'un système de contrôle de santé intégré nécessite bien évidemment l'instrumentation des échantillons. Après quelques rappels sur les méthodes couramment employées pour la génération des ondes de plaques, nous justifierons notre choix de capteurs piézo-électriques sous formes de disques minces eu égard à la nature des matériaux et à la stratégie retenue pour l'interrogation de structures de grande étendue. Nous identifierons la nature des modes générés en nous basant sur la description analytique des vitesses de phase des ondes de Lamb généralisées à l'intérieur des matériaux sains. Puis nous présenterons les différentes excitations électriques employées expérimentalement. En

particulier, nous insisterons sur l'usage de trains d'ondes dont l'ajustement des fréquences centrales permet l'optimisation de la génération des modes fondamentaux.

Nous décrirons ensuite le processus qui nous a menés, par l'étude phénoménologique de l'introduction de défauts artificiels simples et donc contrôlés, à la mise en place d'outils de traitement des données spécifiques pour la détection de défauts localisés. Cette étude a abouti en particulier à la définition de paramètres d'endommagements efficaces qui pourraient être incorporés à court terme à un système de détection en temps réel totalement automatisé.

Enfin, nous exposerons la mise en pratique des outils ainsi définis au cas de défauts plus réalistes. Il s'agira des défauts macroscopiques induits par des impacts basse-vitesse. Ce type d'endommagement étant moins contrôlable par l'expérimentateur, il sera utile de le caractériser. Cette étape préliminaire nous donnera également l'opportunité d'utiliser une méthode innovante d'imagerie en ondes de Lamb (L-scan). En plus de la détection des défauts proprement dite, nous tenterons d'éclairer le lecteur sur la sensibilité relative des deux modes de Lamb fondamentaux en fonction du type de défaut rencontré et du type de matériau au sein duquel cet endommagement est susceptible d'apparaître. De plus, nous aborderons la possibilité d'enrichir la méthode par la localisation des défauts au travers de mesures échographiques en ondes de Lamb, qui s'appuient essentiellement sur l'exploitation des lois de dispersion.

3.1 LES MATERIAUX ETUDIES

3.1.1 Composite verre/polyester (SMC)

Le premier composite étudié est constitué d'une matrice de résine polyester, d'une charge de carbonate de calcium, d'un additif thermoplastique et d'un renfort de fibres de verre courtes (~25 mm) orientées aléatoirement parallèlement au plan médian des échantillons. Ce matériau est appelé *Sheet Moulding Compound* (SMC) du fait de son procédé d'élaboration par moulage à chaud de feuilles pré-imprégnées. Il est couramment employé dans l'industrie automobile pour la réalisation de pièces de carrosserie en remplacement du métal car il présente des propriétés mécaniques relativement bonnes et des avantages certains concernant son coût, sa production et sa mise en forme^[79-AYM99]. Les

échantillons ont pour dimension 450 mm par 250 mm pour 3 mm d'épaisseur et la masse volumique du matériau est $\rho = 1926 \pm 6 \text{ kg/m}^3$.

3.1.1.1 *Caractérisation ultrasonore du matériau*

La répartition aléatoire des fibres courtes dans toutes les directions du plan de l'échantillon nous laisse penser que nous nous trouvons en présence d'un matériau transverse isotrope c'est-à-dire que son tenseur des rigidités élastiques appartient au système hexagonal. Les axes 1 et 2 sont contenus dans le plan médian de la plaque et l'axe 3 est normal à la plaque. Tous les plans contenant l'axe 3 sont des plans de symétrie, et il y a invariance des propriétés élastiques du matériau par rotation autour de cet axe. En conséquence, les modules élastiques vérifient les relations (2-55).

La caractérisation complète de ce matériau nécessite donc la détermination de 5 modules élastiques indépendants. On accède à ces grandeurs par la mesure des vitesses de propagation d'ondes ultrasonores de volume à l'intérieur du matériau. Les mesures ont été effectuées par immersion d'un échantillon de SMC. Cette technique se base sur la mesure des vitesses de phase d'ondes ultrasonores en incidence oblique variable dans plusieurs plans sagittaux^[80-DUC98, 81-DUC00]. Elle consiste à générer une onde ultrasonore longitudinale, dont la fréquence centrale est de quelques mégahertz, dans la cuve d'eau à l'intérieur de laquelle l'échantillon est placé. Lorsque cette onde incidente heurte la surface de l'échantillon, des ondes quasi-longitudinale et quasi-transversale sont générées à l'intérieur du matériau à caractériser. Après propagation, ces modes sont ré-émis en ondes de volumes longitudinales par la face arrière de l'échantillon. Les signaux sont captés par un récepteur sous la même incidence que l'émetteur et les vitesses longitudinales et transversales dans le plan considéré sont estimées par intercorrelation avec un signal de référence obtenu dans l'eau en l'absence d'échantillon. Enfin, l'inversion du problème par l'emploi d'une méthode d'optimisation permet la détermination de la plupart des constantes élastiques du matériau. De plus amples détails sur cette méthode peuvent être obtenus par la lecture de la thèse de Damien Ducret^[82-DUC00].

L'équivalence de tous les plans sagittaux sur cet échantillon de SMC de 3mm d'épaisseur ne permet pas la détermination complète du jeu de constantes indépendantes de ce matériau. En particulier, C_{12} et C_{66} ne peuvent être estimées de manière satisfaisante. A ce stade, seules les constantes indépendantes C_{11} , C_{33} , C_{13} et C_{44} ont été déterminées. En conséquence, certaines constantes d'élasticité ont été mesurées par transmission entre deux

transducteurs au contact de la plaque. A l'aide de transducteurs à ondes longitudinales, la mesure de C_{33} au contact est en parfait accord avec celle en immersion. La détermination de C_{66} à l'aide de transducteurs de cisaillement qui exploitent des ondes transversales finit de nous renseigner complètement sur l'élasticité du matériau et ses cinq constantes élastiques indépendantes sont données dans la table 3-1.

C_{ij}	C_{11}	C_{13}	C_{33}	C_{44}	C_{66}
Gpa	21.3 ± 1.2	6.5 ± 0.5	16.2 ± 0.2	4.3 ± 0.3	7.1 ± 0.4

Table 3-1 : Constantes d'élasticité du composite SMC

3.1.1.2 Courbes de dispersion

La Figure 3-1, présente les courbes de dispersion obtenues pour le matériau SMC en résolvant les équations (2-50) et (2-51) dans le domaine $fd < 4,8 \text{MHz}\cdot\text{mm}$ et $c_p < 6,0 \text{km}\cdot\text{s}^{-1}$.

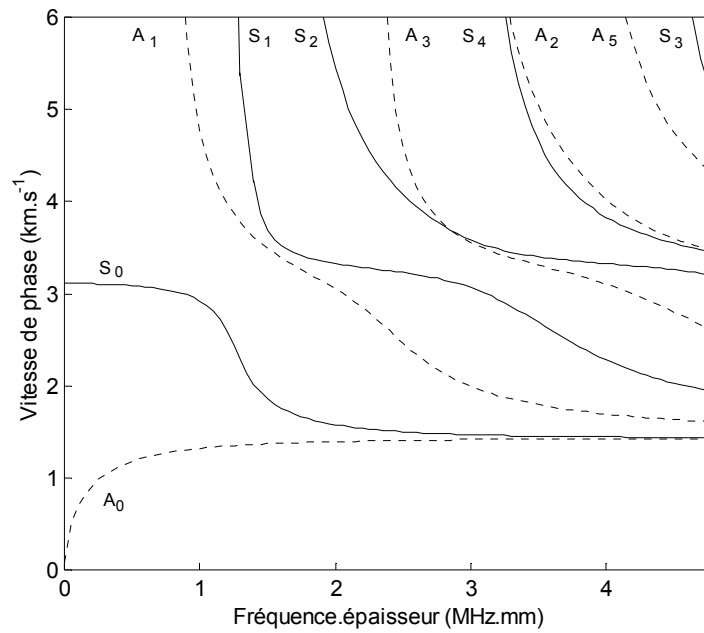


Figure 3-1. Courbes de dispersion dans le matériau SMC

Nous observons un comportement proche de celui décrit dans le cas du matériau isotrope. Dans ce type de matériau comme dans le cas d'une propagation suivant un axe de symétrie d'un matériau orthotrope, il n'existe que deux modes sans fréquence de coupure (S_0 et A_0). Les autres modes sont numérotés suivant l'ordre d'apparition de leurs

fréquences de coupure exprimées par les relations (2-24) et (2-25). En particulier, la première fréquence de coupure est celle du mode A_1 , $f_c d = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{C_{55}}{\rho}} = 0,75 \text{ MHz}\cdot\text{mm}$. Les échantillons ayant une épaisseur de 3mm, nous en déduisons donc que pour rester dans le domaine de fréquence où seuls les modes d'ordre zéro peuvent se propager, il ne faut pas utiliser une fréquence de travail supérieure à 250kHz. Nous notons également que pour ce matériau, les valeurs des constantes élastiques de la table 3-1 imposent un croisement aux modes S_2 et A_3 , alors que les modes A_1 et S_1 ne se croisent pas.

3.1.2 Composite carbone/epoxy (CFRP) (plis tissés)

Ce premier matériau composite constitué d'une matrice epoxy et d'un renfort de fibres carbone comporte 4 plis pré-impregnés (Cytac 777), formés de torons de fibres de carbone tissées orthogonalement. La plaque a subi un cycle de cuisson de 2 heures à la pression de 2 bars et à la température de 95°C. Les dimensions des échantillons sont : $300 \times 300 \text{ mm}^2$ pour 2 mm d'épaisseur et nous avons mesuré la masse volumique $\rho_{\text{CFRP}} = 1575 \pm 8 \text{ kg/m}^3$.

Du fait de son épaisseur, l'échantillon de CFRP n'offre qu'une faible distance de propagation eu égard à l'importance relative de la vitesse des ultrasons dans ce type de matériau, ce qui entraîne la superposition partielle des échos des ondes de volume quasi-longitudinale et quasi-transversale. En conséquence, la méthode de mesure des constantes d'élasticité en immersion que nous avons présentée au paragraphe précédent ne peut être mise en œuvre dans ce cas. Pour la modélisation des courbes de dispersion des modes de Lamb, nous nous sommes inspirés de matériaux décrits dans la littérature. Nayfeh^[71-NAY95] donne par exemple les constantes d'élasticité d'un composite unidirectionnel graphite/epoxy (65% / 35%). Sous l'hypothèse que les plis tissés équivalent à un empilement symétrique de couches unidirectionnelles croisées orthogonalement, nous obtenons la matrice d'élasticité d'un matériau homogénéisé appartenant au système de symétrie quadratique :

$$C_{\text{CFRP}} = \begin{pmatrix} 85,89 & 3,72 & 4,34 & 0 & 0 & 0 \\ 3,72 & 85,89 & 4,34 & 0 & 0 & 0 \\ 4,34 & 3,34 & 16,34 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 6,59 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 6,59 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 7,48 \end{pmatrix} \text{ GPa} \quad (3-1)$$

Les courbes de dispersion théoriques ont été calculées pour les modes de Lamb ainsi que pour les modes transverses horizontaux dans les directions de propagation 0° et 45° (Annexe A3-1).

3.1.3 Composite carbone/epoxy (CFRP) stratifié (plis unidirectionnels croisés)

3.1.3.1 Matériau homogénéisé / matériau stratifié

Le second échantillon de composite carbone/epoxy est cette fois un composite stratifié de 6 mm d'épaisseur. La masse volumique de ce matériau est de $1578 \pm 8 \text{ kg/m}^3$. Il comporte 22 plis unidirectionnels à l'intérieur desquels les fibres sont réparties aléatoirement dans le plan perpendiculaire à l'axe de fibrage (direction 1 ou 2 selon les plis), comme nous pouvons clairement le constater par exemple sur la partie supérieure de la micrographie optique de la Figure 3-2a qui représente l'interface entre deux plis orthogonaux. La micrographie de la Figure 3-2b représente cette même interface, lorsque l'image a été réalisée rigoureusement à la même profondeur mais sur une coupe à 45° .

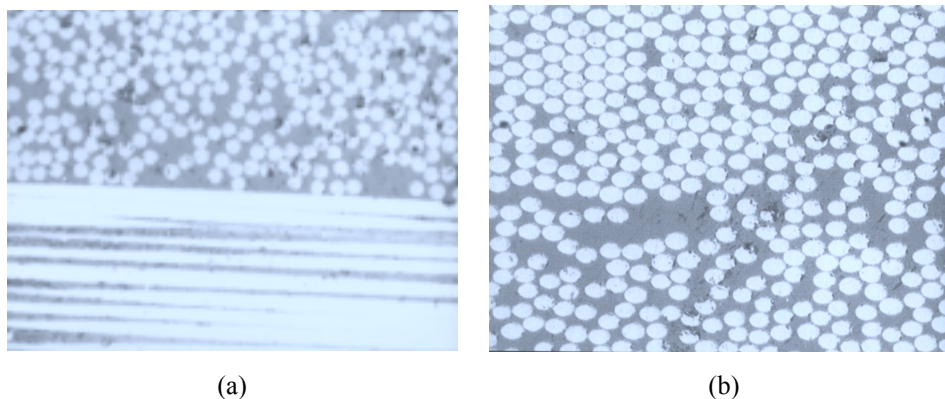


Figure 3-2. *Micrographies optiques de l'interface entre deux plis orthogonaux : coupe à 0° (a) et coupe à 45° (b)*

Sur cette dernière, il n'est pas a priori possible de distinguer l'interface du fait de la similitude d'aspect entre les fibres du pli supérieur qui proviennent d'une direction $+45^\circ$ et les fibres du pli inférieur provenant de la direction -45° , mais l'image montre également la répartition aléatoire des fibres dans le plan de coupe.

La matrice d'élasticité C_{uni} du pli unidirectionnel possède donc la symétrie transverse isotrope par rapport à l'axe 1 (système hexagonal). Les composantes de C_{uni} ont été déterminées par l'inversion de mesures de vitesse de phase expérimentales du mode S_0 à

basse fréquence (palier non dispersif du mode) dans plusieurs directions et sous l'hypothèse d'homogénéisation du matériau. Le processus d'optimisation des constantes élastiques est explicité en Annexe A3-2. Il conduit à la matrice d'élasticité suivante :

$$C_{umi} = \begin{pmatrix} 129,6 & 6,0 & 6,0 & 0 & 0 & 0 \\ 6,0 & 16,1 & 4,4 & 0 & 0 & 0 \\ 6,0 & 4,4 & 16,1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 5,8 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 7,8 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 7,8 \end{pmatrix} \text{ GPa} \quad (3-2)$$

Considérant le matériau *homogène équivalent*, on calcule la moyenne de la matrice d'élasticité C_{umi} et de sa transformée par rotation de $\pi/2$ radians autour de l'axe 3 (normale à la plaque) ; on obtient dans ce cas la matrice d'élasticité, suivante qui appartient à la symétrie quadratique:

$$C_m = \begin{pmatrix} 72,9 & 6,0 & 5,2 & 0 & 0 & 0 \\ 6,0 & 72,9 & 5,2 & 0 & 0 & 0 \\ 5,2 & 5,2 & 16,1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 6,8 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 6,8 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 7,8 \end{pmatrix} \text{ GPa} \quad (3-3)$$

Sous cette hypothèse d'homogénéisation, le calcul des courbes de dispersion pour une propagation dans la direction de l'axe 1 se fait selon le modèle du matériau homogène orthotrope (paragraphe 2.3.4), avec la matrice d'élasticité C_m . Les courbes obtenues sont les courbes en trait plein (modes symétriques) et en trait pointillé (modes antisymétriques) de la Figure 3-3.

La séquence d'empilement des plis est la suivante : $[90^\circ, [0^\circ_2, 90^\circ_2]_{10}, 0^\circ]$, c'est-à-dire que le matériau multicouche est antisymétrique par rapport au plan médian. Dans ce cas où le matériau est défini de manière rigoureuse comme l'empilement de couches unidirectionnelles croisées orthogonalement, les courbes de dispersion sont obtenues par l'annulation du déterminant global reliant les équations de propagation pour chaque pli (paragraphe 2.4.2). On obtient les courbes en points (Figure 3-3) pour lesquelles il n'est pas possible cette fois de distinguer a priori la nature symétrique ou antisymétrique du mode. On constate qu'en deçà des produits fréquence épaisseur de 3MHz·mm les deux

modélisations donnent des résultats sensiblement équivalents en matière de vitesse de phase quel que soit le mode de Lamb considéré. Au-delà, seules les vitesses de phase des modes d'ordre zéro sont estimées de la même façon par les deux méthodes. De plus, la modélisation du matériau multicouche impose une répulsion systématique de toutes les branches des courbes de dispersion dans le domaine de fréquence-épaisseur et de vitesse de phase représenté.

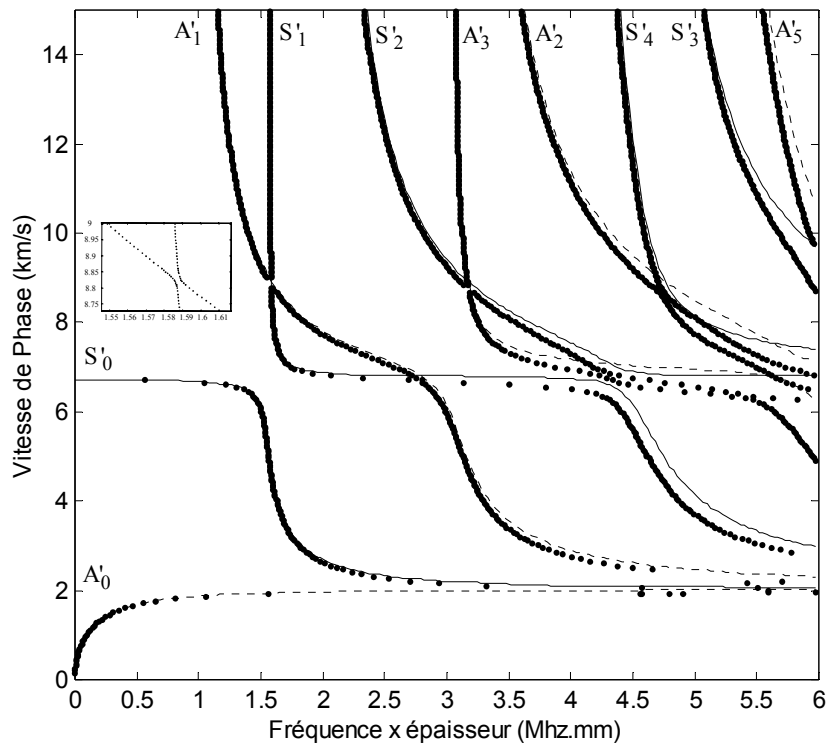


Figure 3-3. Courbes de dispersion du CFRP homogénéisé : modes symétriques (—) et antisymétriques (- - -) et du CFRP multicouche (●●●)

Par exemple, le détail sur la Figure 3-3 met en évidence la première répulsion des courbes de vitesse de phase associées aux modes A'_1 et S'_1 . Comme explicité au chapitre précédent, il s'agit d'une conversion de mode, puisque la répulsion des vitesses de phase se produit ici avec croisement des symétries des modes guidés.

3.1.3.2 Défaut d'empilement

L'analyse micrographique de la tranche complète des échantillons a mis en évidence un défaut d'empilement. Sur la micrographie optique de la Figure 3-4b il apparaît clairement, en comparaison avec une séquence correcte où deux plis de même orientation

succèdent à deux plis orthogonaux (Figure 3-4a), que l'orientation du pli numéro 20 n'est manifestement pas égale à 90° , comme l'aurait exigé l'antisymétrie supposée du composite stratifié.

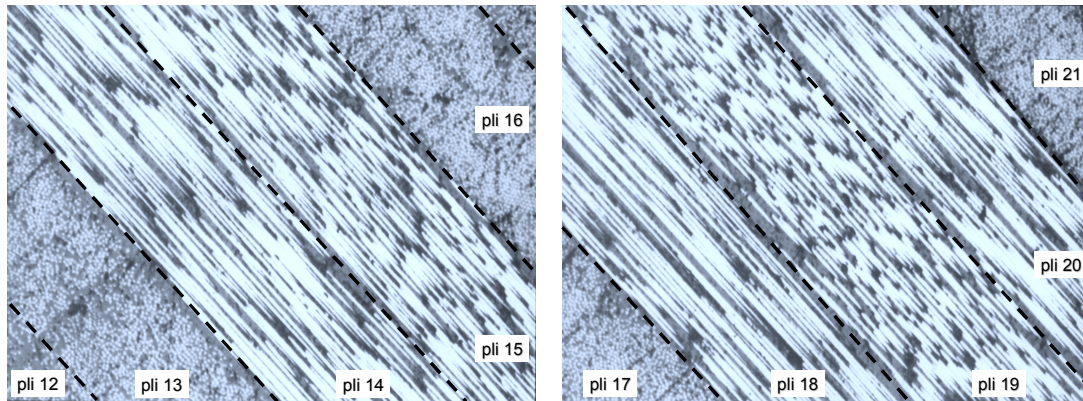


Figure 3-4. *Micrographies optiques d'une coupe à 0° du CFRP stratifié. Séquence normale (a), défaut d'empilement (b)*

La direction exacte des fibres du pli numéro 20 a été déterminée grâce au rapport des axes des ellipses formées par les fibres sur des micrographies effectuées au microscope électronique à balayage. On trouvera en Annexe A3-3 le détail de ces mesures pour les plis numérotés 17 à 20 dans le cas d'une coupe transversale du matériau à 45° . Il en ressort que la direction des fibres du pli numéro 20 diffère de la direction des plis 18 et 19 de moins de 2 degrés. Compte tenu des incertitudes sur les orientations des plis, on considérera donc en première approximation que le pli numéro 20 possède la même orientation que les plis 18 et 19, c'est à dire qu'il est orienté à 0° , au lieu des 90° attendus. En ce sens, nous nous trouvons en présence d'un empilement défaillant par inversion de l'orientation d'une couche entraînant la rupture de l'antisymétrie du stratifié. La séquence d'empilement réelle est donc la suivante : $[90^\circ, 0^\circ, 0^\circ, 90^\circ, 90^\circ, 0^\circ, 0^\circ, 90^\circ, 90^\circ, 0^\circ, 0^\circ / 90^\circ, 90^\circ, 0^\circ, 0^\circ, 90^\circ, 90^\circ, 0^\circ, 0^\circ, 0^\circ, 90^\circ, 0^\circ]$.

La première conséquence de cette situation est la légère *rigidification* du matériau dans la direction 1 du fait du surnombre de plis orientés à 0° par rapport aux plis orientés à 90° . Il en résulte une augmentation de 3,5% de c_{PL} , la vitesse de phase de S'_0 à la limite asymptotique des très basses fréquences (Figure 3-5). De même, l'augmentation relative de la vitesse longitudinale c_L de 3,5% a pour conséquence l'élévation des paliers non-dispersifs des modes d'ordre supérieur ou égal à 1 (Figure 3-5).

Nous observons également que toutes les répulsions de branches des courbes de dispersion se font à plus grande "distance". Par exemple, la première répulsion des vitesses de phase des couples de modes (A_1, S_1), (S_2, A_3) et (A_2, S_4), est facilement identifiable sur la Figure 3-5 sans avoir recours à l'agrandissement des zones correspondantes.

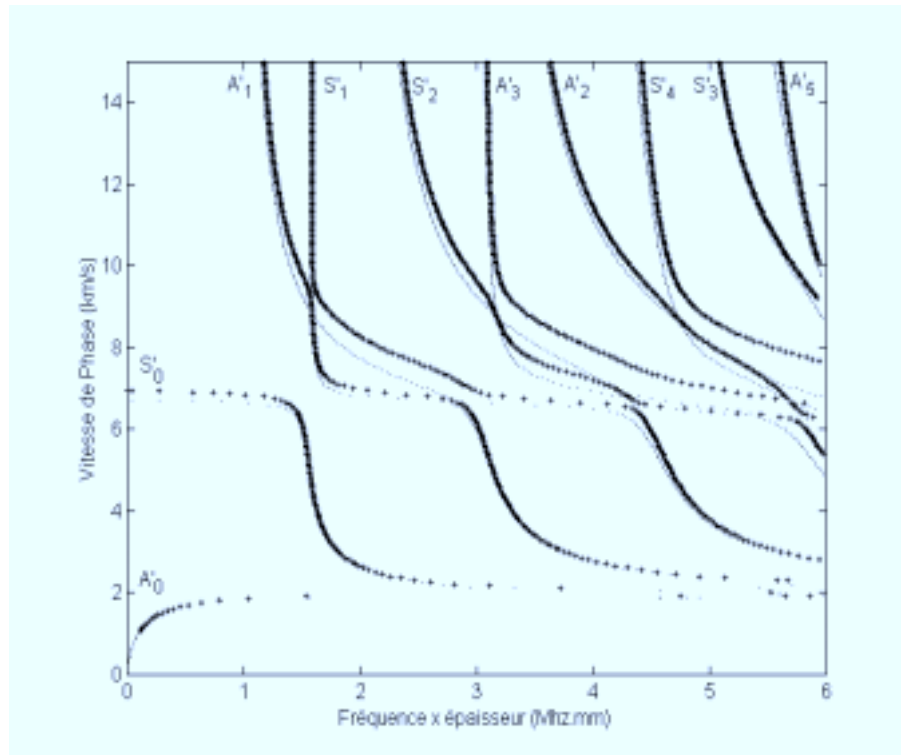


Figure 3-5. Courbes de dispersion dans la direction 1 (0°) du composite CFRP supposé antisymétrique (•••) et du CFRP réel après mauvaise orientation de la couche 20 (+++)

Enfin, nous remarquons que les seules différences relativement notables en matière de vitesse de phase se situent sur les branches des courbes de dispersion au-delà de la vitesse longitudinale. Le mauvais alignement du pli numéro 20 semble beaucoup moins perturber les branches situées entre c_L et c_T .

Expérimentalement, nous n'avons pas eu la possibilité d'observer des modes de Lamb généralisés avec des vitesses de phase notablement supérieures à c_L , et nous pourrions ainsi nous affranchir de tenir compte de ce problème pour l'estimation théorique des vitesses de phase inférieures à c_L . En ce qui concerne les modes fondamentaux, hormis à la limite asymptotique basse fréquence de S'_0 , les vitesses de phase estimées dans l'hypothèse d'un matériau antisymétrique pourront donc être utilisées, en particulier pour la localisation des défauts.

Au sujet des profils de déplacement et de contrainte à l'intérieur de ce matériau multicouche, nous nous intéressons à l'influence du défaut d'empilement pour les modes A'_0 , S'_0 et S'_1 qui ont pu être observés à la fréquence de travail $f=280\text{kHz}$ que nous avons utilisée expérimentalement. A cette fréquence correspond le produit $fd=1,68\text{MHz}\cdot\text{mm}$.

Nous avons représenté, à ce produit fd particulier et pour une propagation suivant la direction 0° , colinéaire à la direction des fibres du pli supérieur de la plaque, les profils de déplacement et de contraintes du mode A'_0 (Figure 3-6) pour lequel $c_p=1,92\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, puis ceux du mode S'_0 (Figure 3-7) pour lequel $c_p=3,58\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, et enfin ceux du mode S'_1 (Figure 3-8) pour lequel $c_p=7,37\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$.

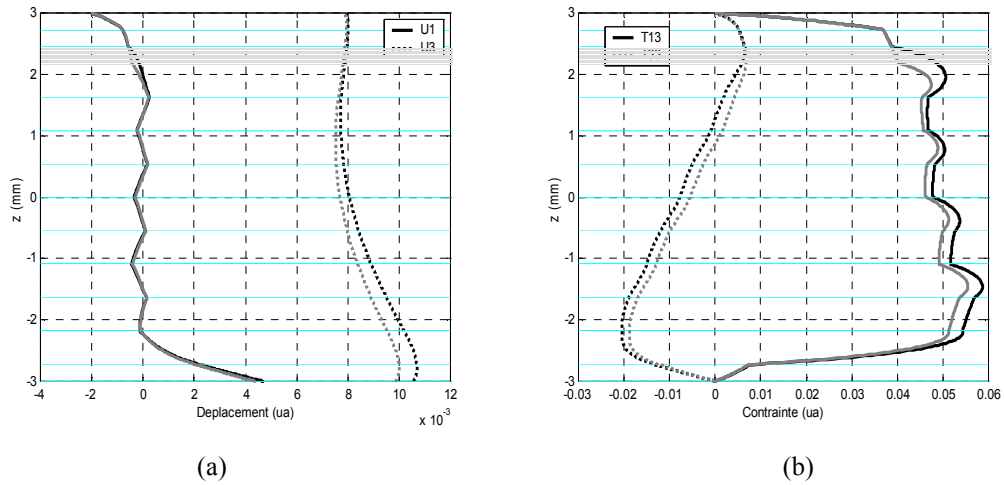


Figure 3-6. Profils des déplacements (a) et des contraintes (b) du mode A'_0 ($fd=1,68\text{MHz}\cdot\text{mm}$) Cas du matériau antisymétrique (gris), cas du matériau réel (noir)

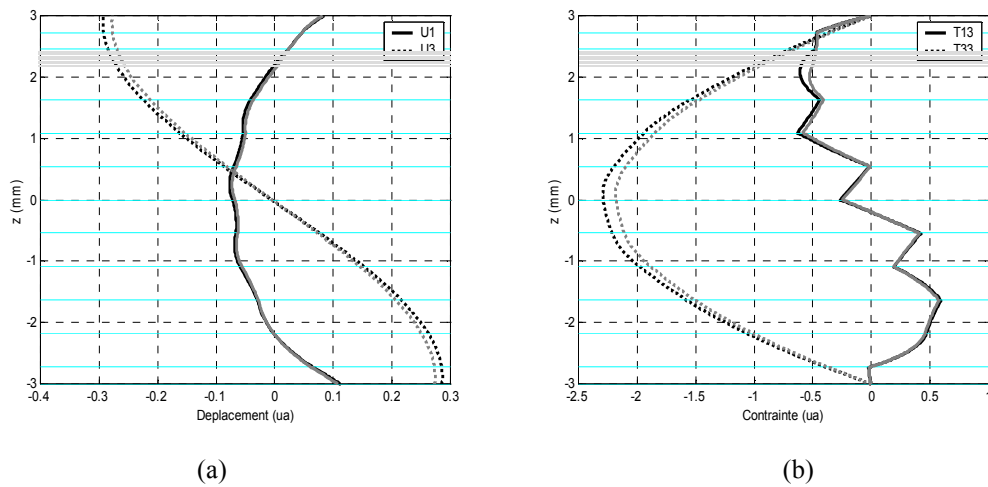


Figure 3-7. Profils des déplacements (a) et des contraintes (b) du mode S'_0 ($fd=1,68\text{MHz}\cdot\text{mm}$) Cas du matériau antisymétrique (gris), cas du matériau réel (noir)

Comme précédemment, les plis sont numérotés par ordre croissant à partir de la surface inférieure de la plaque, si bien que le pli numéro d'orientation défaillante se situe non loin de la surface supérieure des profils représentés. L'influence de la présence du pli mal orienté sur les profils de déplacement et de contrainte des modes fondamentaux est relativement faible. Comme nous l'avons évoqué au chapitre précédent, l'invariance de la constante d'élasticité C_{33} dans l'épaisseur du multicouche quelle que soit la situation (multicouche antisymétrique ou matériau réel) explique la relative insensibilité des composantes de déplacement normal u_3 et de contrainte normale T_{33} à l'empilement défaillant. Nous n'observons qu'une légère modification des profils du déplacement longitudinal u_1 et de la contrainte de cisaillement T_{13} au voisinage du pli numéro 20 (grisé).

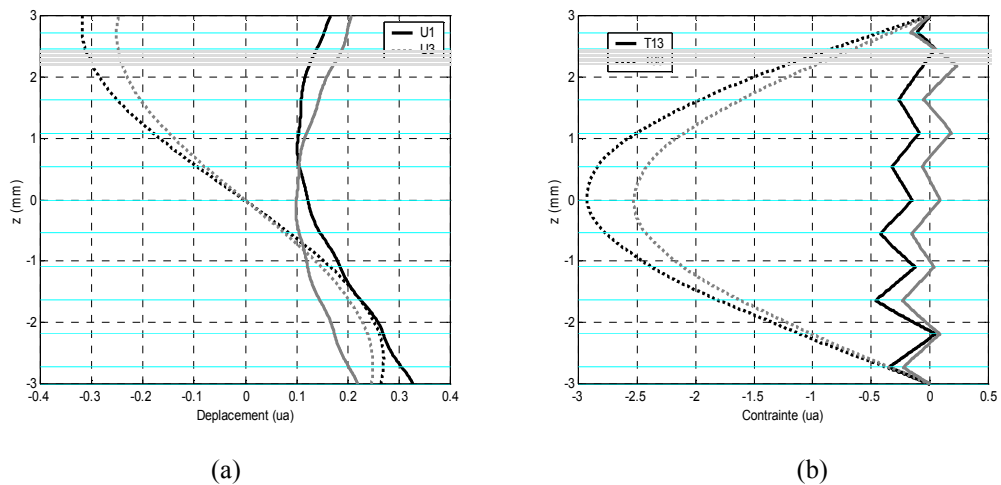


Figure 3-8. Profils des déplacements (a) et des contraintes (b) du mode S'_1 ($fd=1,68\text{MHz}\cdot\text{mm}$)
Cas du matériau antisymétrique (gris), cas du matériau réel (noir)

En ce qui concerne le mode S'_1 , l'influence sur u_1 et T_{13} de la présence du pli mal orienté est un peu plus marquée. Le profil de u_1 n'est plus une fonction quasi-paire de x_3 (noté z sur les figures). Un capteur sensible au déplacement "radial" tel que ceux que nous utilisons ne donnera pas des réponses similaires de part et d'autre de l'échantillon.

Quant à la contrainte T_{13} , elle n'est plus quasi-nulle qu'au voisinage des deuxièmes interfaces en partant des surfaces externes du multicouche réel, ce qui est avantageux du point de vue de la détection de délaminages car ce profil présente moins de "zones d'ombres" que celui de T_{13} pour ce mode particulier et à ce produit fd dans le cas antisymétrique. Cependant, la valeur moyenne de la contrainte de cisaillement reste faible, indiquant que le mode S'_1 n'est toutefois pas un bon candidat pour la mise en évidence de ce type de défauts.

3.2 INSTRUMENTATION DES PLAQUES

3.2.1 La génération d'ondes de plaques

La méthode la plus répandue pour la génération et l'étude des ondes de plaques consiste à utiliser un ou deux transducteurs en incidence oblique sur une plaque immergée^[83-CHI85, 84-BAR98]. L'excitation efficace d'un mode de plaque rayonnant (LLW) est obtenue en ajustant l'angle et la fréquence d'utilisation de l'émetteur. Les coefficients de réflexion et de transmission sont utilisés pour la détermination des vitesses et pour la détection de défauts dans des plaques métalliques immergées dans l'eau. Cependant, la validité de cette méthode est limitée dans le cas des composites à matrice polymère du fait de la moindre rupture d'impédance entre le matériau à tester et le liquide de couplage. De plus, la mise œuvre de la méthode en immersion proscrit son utilisation dans le cadre du contrôle de santé *in situ* de structures composites.

Basée sur la conversion des ondes longitudinales dans un coin de Plexiglas en ondes de Lamb dans le matériau à tester, la méthode du transducteur "sabot"^[85-ALL92] permet de s'affranchir de l'immersion de l'échantillon, mais la grande majorité des transducteurs de ce type disponibles dans le commerce ont été mis au point pour la génération d'ondes de plaques dans les matériaux métalliques. Malheureusement, les limitations dues à la proximité de la vitesse des ondes ultrasonores longitudinales dans le Plexiglas et des vitesses ultrasonores dans certains composites plastiques persistent. Par exemple, dans le matériau SMC étudié au paragraphe 3.1.1, il serait impossible avec un transducteur doté d'un sabot de Plexiglas de générer des ondes à des vitesses inférieures à $2,7 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Or il s'avère que A_0 a précisément une vitesse de phase toujours inférieure à cette valeur, et que pour générer un mode S_0 dans la zone où sa vitesse est supérieure ou égale à cette valeur limite, il faudrait utiliser un angle d'incidence compris entre 62° et 90° , ce qui engendre d'importantes difficultés de mise en œuvre.

Par ailleurs ce type de transducteur est relativement encombrant ce qui freine son intégration dans une structure sensible, et il nécessite l'emploi d'un gel de couplage qui a le désavantage d'introduire des incertitudes sur la reproductibilité des mesures.

Pour s'affranchir des problèmes liés au couplage acoustique, la génération d'ondes de Lamb peut se faire *sans contact* à l'aide par exemple de transducteurs électro-magnéto-acoustiques (EMAT) par l'induction de courants de Foucault à l'intérieur du matériau à tester. Malheureusement, cette méthode reste exclusivement applicable aux matériaux conducteurs. D'autres méthodes plus récentes permettent la génération d'ondes de Lamb

sans contact grâce à des impulsions laser^[86-PIE97] ou des transducteurs aériens^[87-CAS96, 36-SAF96, 37-HAN99b]. Toutefois, les dispositifs actuels n'atteignent pas encore des niveaux d'excitation suffisants pour permettre l'inspection de structures de grande taille.

Aussi, la majorité des études dévolues au développement de matériaux ou de structures sensibles se basent sur l'intégration des transducteurs au sein même de la structure. Ces derniers peuvent être des réseaux d'électrodes interdigitées^[88-ATK97] ou encore des films de polymère piézo-électrique PVDF (polyvinylidene fluoride) mais les meilleurs rendements énergétiques sont obtenus avec des céramiques piézo-électriques (PZT, PT ou PbNb_2O_6) montées en surface^[89-PHI96, 90-MON99] ou insérées à l'intérieur des matériaux^[91-MOU97]. Les matériaux piézo-électriques présentent l'avantage de jouer à la fois le rôle d'émetteur et de récepteur du fait des deux effets piézo-électriques direct et inverse. Les céramiques piézo-électriques possèdent de plus une bonne stabilité dans un vaste domaine de température.

3.2.2 Disques piézo-électriques

Le choix du matériau pour les capteurs utilisés tant en émission qu'en réception s'est porté sur des Titanate Zirconate de Plomb (PZT) à fort couplage électromécanique radial k_{13} . Cela signifie que lorsque la céramique est polarisée suivant la direction 3, elle produit un déplacement important suivant la direction 1 (ou la direction 2 qui lui est équivalente). Nous utiliserons par exemple le PZT Morgan Matroc de type PC5 qui possède un k_{13} de 58% pour une température de Curie T_c de 370°C. A titre de comparaison, nous donnons les caractéristiques d'autres matériaux piézo-électriques dans la table 3-2. La plupart des Métaniobates de Plomb ont un k_{13} inférieur à 10% pour T_c allant jusqu'à 570°C, les Titanates de plomb ont un k_{13} inférieur à un 1% ce qui est trop faible pour l'excitation des modes de Lamb. Le PVDF et les piézo-composites ont également un k_{13} faible. En ce qui concerne le PVDF, il possède une température de Curie trop faible pour l'insertion de capteurs à l'intérieur de la structure avant son élaboration. En effet, les échantillons de CFRP ont par exemple subi un cycle de cuisson de 2 heures à 95°C, qui aurait entraîné une dépoliarisation de ce type de matériaux piézo-électrique. Enfin, lors des cycles de cuisson des composites, l'insertion de capteurs piézo-composites laisserait elle aussi craindre des problèmes de tenue en température de la résine polymère liant les éléments céramiques des capteurs entre eux.

Les céramiques utilisées sont des disques dont l'axe coïncide avec la direction de polarisation (direction 3). Souhaitant disposer d'une fréquence de travail aux alentours de 200kHz, le diamètre des pastilles de PZT est fixé à 10 mm. Ainsi, la fréquence du premier mode de vibration radiale se situe aux alentours de 235kHz dans l'air. Cette fréquence sera légèrement modifiée par le fait de coller la pastille piézo-électrique sur les échantillons de matériaux composites. L'épaisseur des éléments de 0,40 mm fixe la fréquence du premier mode de vibration en épaisseur autour de 5,5MHz. Le rapport entre l'épaisseur et le diamètre des capteurs a été choisi de telle sorte que les domaines de fréquence des modes radiaux et du mode épaisseur soient parfaitement découplés. On préserve ainsi la double fonctionnalité du capteur, qui peut être utilisé à la fois pour le suivi du vieillissement des propriétés viscoélastiques du matériau par l'inversion de la mesure de son impédance acoustique dans le domaine haute fréquence (paragraphe 1.2.3.2), et pour la génération d'ondes de Lamb basse fréquence pour la détection d'endommagements localisés^[92-MON00a].

Matériau	Titanate Zirconate de Plomb (PZT)	Titanate de Plomb (PT)	Métaniobate de Plomb ($P_bN_b_2O_6$)	Polyvinylidene fluoride (PVDF)	Piézo-composite 1-3
k_{13}	0,58	<0,01	<0,1	0,12	~0,1
T_c (°C)	365	350	570	80	100

Table 3-2: Caractéristiques de matériaux piézo-électriques

Enfin, la forme circulaire du capteur a été imposée par la volonté de produire un faisceau divergent de sorte que le transducteur permette l'interrogation d'une large zone de la plaque à tester. L'avantage de disposer d'un capteur mono-élément réside dans la simplicité de mise en œuvre de l'excitation. Cependant, le handicap de ce type de capteur mono-élément provient du fait qu'il n'est pas aisé de sélectionner la génération d'un mode particulier, en comparaison par exemple avec des systèmes de barrettes multi-éléments. Ces derniers permettent une relative sélectivité des modes par l'addition constructive des sollicitations provenant de chacun des éléments, et ce par l'ajustement du déphasage entre les différentes sources. En pratique, le transfert technologique de ce dernier concept n'a pas encore prouvé toute son efficacité du fait des dimensions forcément finies des éléments et du nombre fini d'éléments dans une barrette. De plus, nous verrons par la suite qu'une relative sélectivité dans la génération des modes de Lamb fondamentaux peut également

être obtenue à l'aide du capteur circulaire mono-élément par l'ajustement de la fréquence d'excitation.

3.2.3 Types d'excitation utilisés

L'excitation électrique des capteurs se fera soit en régime impulsionnel soit en train d'ondes. En régime impulsionnel, l'excitation du capteur par une impulsion brève permet une émission relativement large bande. Les ondes mécaniques sont générées dans un large domaine de fréquence, mais le spectre utilisable reste toutefois conditionné par la fonction de transfert en émission et en réception des capteurs collés. La réception du signal transmis sur un capteur identique après sa propagation à l'intérieur d'un échantillon permet de visualiser la fonction de transfert complète du système émetteur/plaque/récepteur.

En train d'ondes, l'excitation consiste en un nombre fini de périodes de sinusoides dont on fixe arbitrairement la pulsation. On obtient donc un signal quasi-monochromatique dont la fréquence centrale est accordée pour optimiser la génération d'un mode particulier.

3.2.4 Identification des modes générés dans le cas sain

Dans un premier temps, nous cherchons à identifier les diverses contributions au signal transmis entre un émetteur et un récepteur identiques. Les pastilles piézo-électriques ont été collées sur les plaques de composite avec de la colle Cyanoacrylate Loctite afin d'assurer un couplage mécanique rigide et parfaitement reproductible.

A titre d'exemple, nous nous intéresserons dans cette partie à l'identification des modes générés dans un échantillon de matériau SMC de forme rectangulaire (Figure 3-9) et d'épaisseur $d=3$ mm.

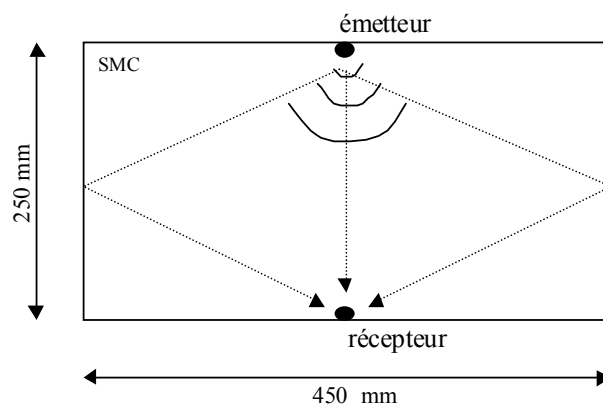


Figure 3-9. Schéma de principe de l'instrumentation des plaques

Après émission d'une impulsion électrique sur l'élément placé au centre d'une grande arête de la plaque, nous recueillons sur l'élément placé au centre de la grande arête opposée le signal présenté sur la Figure 3-10. Nous observons un premier paquet d'onde qui parvient au détecteur après un temps de vol de $75\mu\text{s}$ (zone temporelle A) puis un deuxième paquet d'onde relativement perturbé après un temps de vol de $153\mu\text{s}$ (zone temporelle B). Comme on peut le constater sur les transformées de Fourier rapides (FFT) de ces zones, le contenu spectral du premier paquet d'onde est centré sur 157kHz (Figure 3-11a) alors que celui du second résulte de la superposition probable de plusieurs contributions et présente plusieurs pics centrés sur 263kHz , 130kHz et 37kHz (Figure 3-11b).

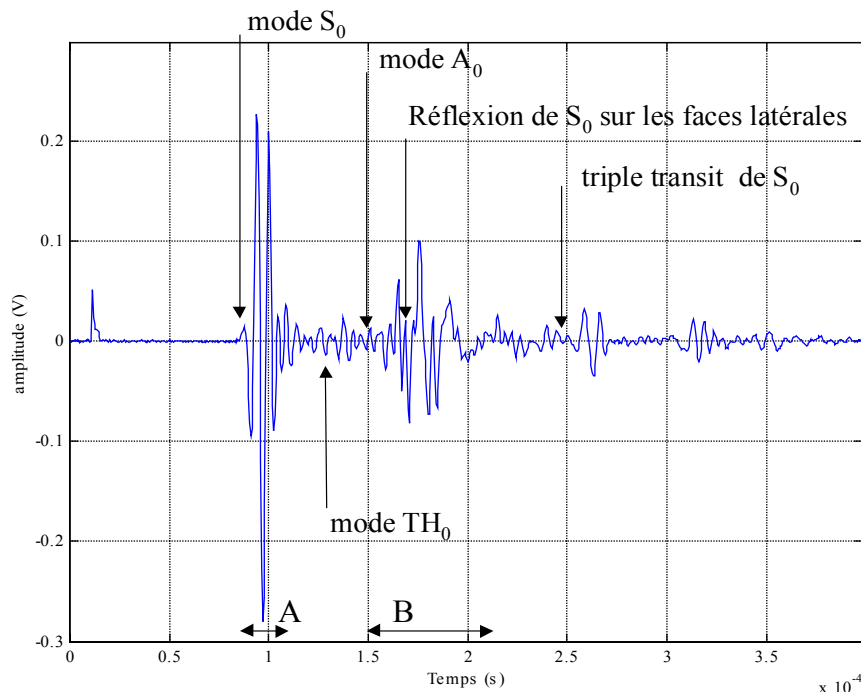


Figure 3-10. Signal transmis en régime impulsionnel sur la plaque SMC

L'identification de ces différentes contributions au signal transmis se fait par la mesure des vitesses de phase des modes en présence. Selon la description de Prosser et Gorman^[93-PRO94], la mesure s'effectue au contact de la plaque à l'aide d'un récepteur mobile, l'émetteur restant fixe. La vitesse du premier mode est mesurée à différentes distances de la source dans la direction de propagation souhaitée. Ce premier mode étant non dispersif aux fréquences observées, le tracé de la distance de propagation en fonction du temps d'arrivée donne une droite dont la pente est la vitesse de phase recherchée. Pour ce mode le plus rapide, nous avons mesuré une vitesse de phase de $3,10 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. D'après les

courbes de dispersion de ce matériau (Figure 3-1) que nous avons calculées à partir des constantes élastiques de la table 3-1, elles-mêmes obtenues par des mesures de vitesse d'ondes de volume en immersion, nous estimons à $3,09 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ la vitesse de phase du mode S_0 à $fd=0,47\text{MHz}\cdot\text{mm}$ (fréquence centrale du premier paquet d'onde de 157kHz et épaisseur de l'échantillon de 3mm). Il est donc possible de conclure sans ambiguïté que le premier signal reçu est le mode de Lamb S_0 .

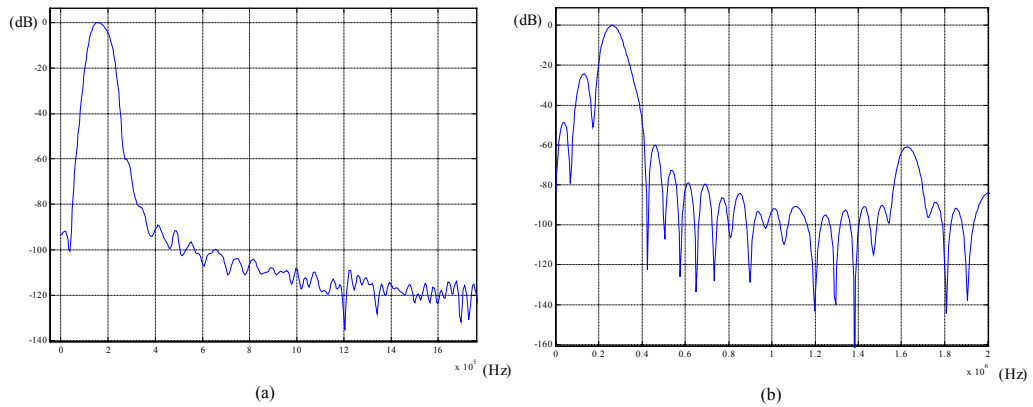


Figure 3-11. Spectres du premier (a) et du second (b) paquet d'onde reçu sur la plaque SMC

L'identification des signaux qui suivent le premier paquet d'onde par la mesure des temps de vol est plus ardue, dès lors qu'il ne s'agit pas du premier signal arrivé. De plus, le caractère dispersif du mode A_0 complique l'estimation de son temps d'arrivée. Enfin, la taille réduite des échantillons implique la superposition de nombreuses contributions dues aux réflexions des différents modes sur les bords de plaque. Cependant, une modélisation simple à l'aide de considérations géométriques nous permet de dissocier les contributions de chacun des modes fondamentaux symétrique, antisymétrique et transverse horizontal ainsi que celles de leurs réflexions. Basé sur la géométrie de la Figure 3-9, le modèle consiste à simuler l'impulsion générée dans l'émetteur et à appliquer à son spectre, pour une distance de propagation D , l'opérateur H suivant :

$$H(\varphi, f, D) = \frac{1}{\sqrt{D}} \left(K^{(S_0)} e^{-2\pi i f \frac{D}{c_p^{(S_0)}(\varphi, f)}} + K^{(A_0)} e^{-2\pi i f \frac{D}{c_p^{(A_0)}(\varphi, f)}} + K^{(TH_0)} e^{-2\pi i f \frac{D}{c_p^{(TH_0)}(\varphi, f)}} \right) \quad (3-4)$$

En principe, H dépend de la direction de propagation φ mais dans l'exemple présenté ici, les lois de dispersion $c_p(\varphi, f)$ des modes de Lamb ne dépendent que de la fréquence f car le matériau SMC est transverse isotrope. Chaque mode possède en

revanche un coefficient de pondération K propre qui rend compte de la conversion électromécanique du signal électrique par les capteurs utilisés. Le signal simulé présenté sur la Figure 3-12 est obtenu par la sommation des contributions directes et des réflexions des modes S_0 , A_0 et TH_0 en considérant les lois de dispersion (Figure 3-1) dans le domaine des produits fd inférieurs ou égaux à $3\text{MHz}\cdot\text{mm}$. On retrouvera en Annexe A3-4 les signatures simulées correspondant aux diverses contributions considérées séparément et dont la courbe annotée de la Figure 3-12 est la somme. Malgré la simplicité du modèle qui ne tient pas compte entre autres des éventuelles conversions de mode lors de la réflexion des ondes de Lamb sur les bords de plaque, on note une bonne similitude du signal expérimental et du signal simulé.

Nous relevons en particulier que le mode transverse horizontal TH_0 est faiblement excité expérimentalement. Le mode symétrique réfléchi S_0^r se superpose au mode antisymétrique direct A_0^d et il est possible d'identifier sans ambiguïté les contributions provenant du triple transit des modes symétriques S_0^t et antisymétrique A_0^t .

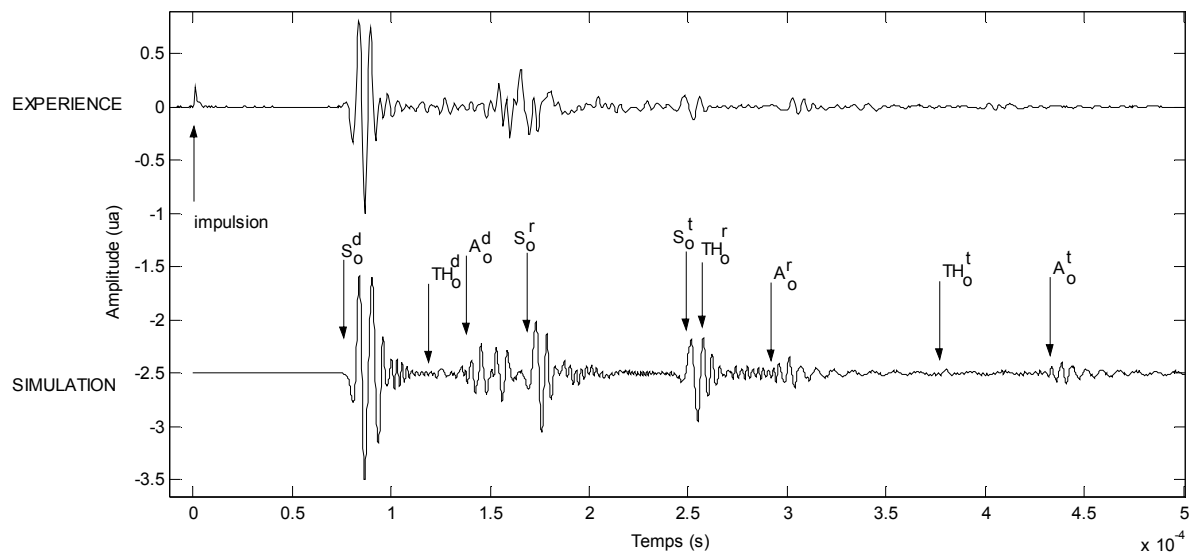


Figure 3-12. Comparaison entre les signaux transmis expérimentaux (haut) et simulés (bas) en régime impulsionnel dans la plaque SMC

On trouvera en Annexe A3-5 les signaux et spectres expérimentaux recueillis en régime impulsionnel lorsque les capteurs piézo-électriques ont été collés parallèlement à l'une des directions de fibrage du matériau CFRP tissé. Dans le cas de ce matériau de symétrie quadratique, l'identification des modes est quelque peu compliquée par

l'anisotropie du milieu de propagation. En particulier, il est apparu que la réflexion du mode TH_0 sur les bords de plaque parvenait au récepteur avant le mode TH_0 direct, du fait d'une vitesse de propagation supérieure dans la direction à 45° de la direction des fibres par rapport à la vitesse dans la direction de la transmission directe (0°), comme on peut le constater sur la troisième figure de l'Annexe A3-1.

3.2.5 Optimisation de la génération des modes fondamentaux

Comme nous l'avons évoqué au paragraphe 3.2.2, le seul moyen dont nous disposons pour optimiser l'excitation d'un mode particulier est l'ajustement de la fréquence d'excitation du capteur en régime train d'onde. Partant des observations effectuées sur les spectres des deux principaux paquets d'onde transmis, dont nous avons déterminé par la suite qu'ils contenaient le mode S_0 direct pour le premier et un mélange de A_0 et de S_0 réfléchi pour le second, le choix des fréquences d'excitation particulières s'est porté sur 157kHz pour la génération optimale de S_0 et sur 37kHz (pic de plus basse fréquence du second spectre) pour A_0 . On vérifie effectivement l'efficacité de la technique sur les signaux de la Figure 3-13 où l'on observe dans le premier cas un mode S_0 quasiment pur et dont l'amplitude est maximale relativement aux contributions des autres modes.

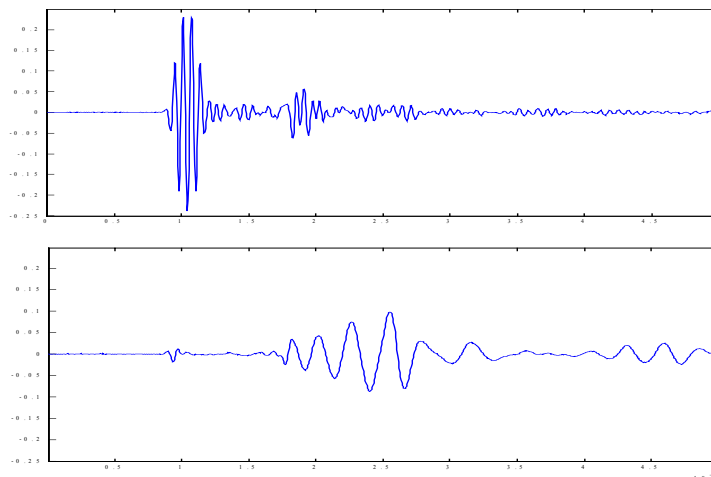


Figure 3-13. *Signaux transmis expérimentalement pour $f=157\text{kHz}$ (haut) et $f=37\text{kHz}$ (bas) (SMC)*

Dans le second cas, le signal transmis (représenté avec la même échelle verticale que le précédent) montre une quasi-extinction du mode S_0 devant le mode A_0 . Le paquet d'onde correspondant au mode A_0 est par ailleurs beaucoup moins déformé que dans le cas impulsif, car l'excitation en train d'onde permet une excursion dans une bande fréquentielle nettement plus étroite.

Les optima d'amplitude des signaux pour ces fréquences particulières ont été confirmés par le balayage de toute la gamme de fréquence à l'intérieur de laquelle la transmission du signal était possible. Par la suite, nous utiliserons principalement cette méthode d'excitation qui autorise un meilleur contrôle de la position des modes générés sur les courbes de dispersion. Un tel mode opératoire facilitera la compréhension des phénomènes d'interaction de ces modes guidés avec différents types de défauts.

3.3 DETECTION DE DEFAUTS LOCALISES A L'AIDE D'ONDES DE LAMB

3.3.1 Définition des outils de détection : défauts artificiels simples

Pour l'estimation préliminaire de la sensibilité des modes guidés à l'apparition d'un défaut localisé de taille croissante, nous avons choisi d'introduire des trous de diamètre contrôlé dans le trajet acoustique entre l'émetteur et le récepteur, et ce dans le cas du matériau SMC comme dans celui du matériau CFRP tissé. Nous avons utilisé diverses techniques d'excitation comme le régime impulsionnel (tant en transmission qu'en écho) ou les régimes en trains d'onde. Le diamètre des trous augmente de 1 à 10 mm par pas de 1mm. Dans le matériau SMC, la fréquence utilisée en train d'onde pour l'optimisation de l'excitation de S_0 (resp. A_0) est $f=160\text{kHz}$ (resp. 50kHz). Dans le cas du CFRP tissé, les fréquences utilisées sont 300kHz pour S_0 et 100kHz pour A_0 .

Dans cette partie, nous nous intéresserons à une expérience par lesquelles les trous ont été introduits dans une plaque de CFRP tissé de dimension $300\times 300\times 2$ mm et dont les axes des fibres croisées orthogonalement correspondent aux bords de plaque. Cet échantillon a été instrumenté avec cinq capteurs piézo-électriques collés en surface, afin de réaliser conjointement trois séries de mesures pour tester différentes configurations Emetteur/défaut/Récepteur en relation avec l'axe des fibres de carbone (Figure 3-14). Dans la configuration ($E3, R3$), que nous nommerons "dans l'axe" par souci de simplification, l'émetteur, les trous de diamètre croissant et le récepteur sont placés sur un même axe qui coïncide avec une direction de fibrage. Dans la configuration ($E1, R2$), nommée "hors de l'axe des fibres", le défaut apparaît dans l'axe formé par les capteurs mais cette direction ne coïncide pas avec une direction de fibrage. Elle s'écarte de l'axe des fibres de 5° . Enfin,

dans la configuration $(E1, R1)$, nommée "hors axe", le défaut apparaît et croît hors de la direction d'interrogation formée par les capteurs.

Pour chacune des configurations représentées sur la Figure 3-14, nous avons testé l'excitation en régime impulsionnel et les excitations en train d'ondes aux fréquences préconisées pour favoriser la transmission de modes S_0 et A_0 quasi purs. Les observations préliminaires des signaux temporels transmis nous ont entre autres permis de constater que les paquets d'ondes transmis au récepteur après interaction avec ce type de défaut voient leur amplitude s'atténuer légèrement (hormis dans le cas du régime impulsionnel hors axe et dans celui du mode S_0 hors axe). De plus, il intervient un léger décalage temporel entre les signaux transmis dans le cas sain et ceux transmis dans le cas endommagé. Dans le cas des trous de plus petit diamètre, ces manifestations peuvent être quasiment imperceptibles si l'on se limite à la simple observation des signaux transmis.

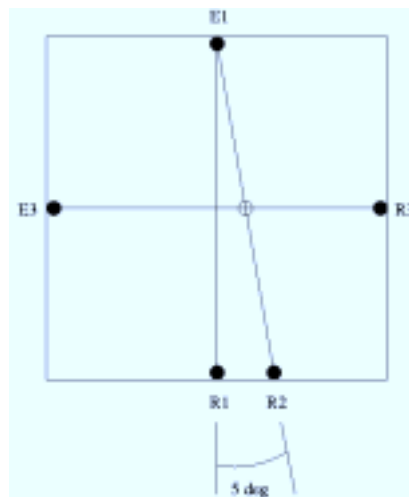


Figure 3-14. *Dispositif expérimental (CFRP tissé)*

Ainsi, nous représentons à titre d'exemple sur la Figure 3-15 le signal de référence correspondant à la transmission du mode S_0 (à la fréquence $f=160\text{kHz}$) dans la plaque saine et les signatures des trous de 1mm, 2mm et 5mm dans la configuration $(E3, R3)$. Bien que cette configuration soit a priori la plus favorable, les signaux transmis pour les trous de 1 et 2mm sont quasiment indissociables du signal de référence et c'est pourquoi nous les avons tracés sur une courbe séparée.

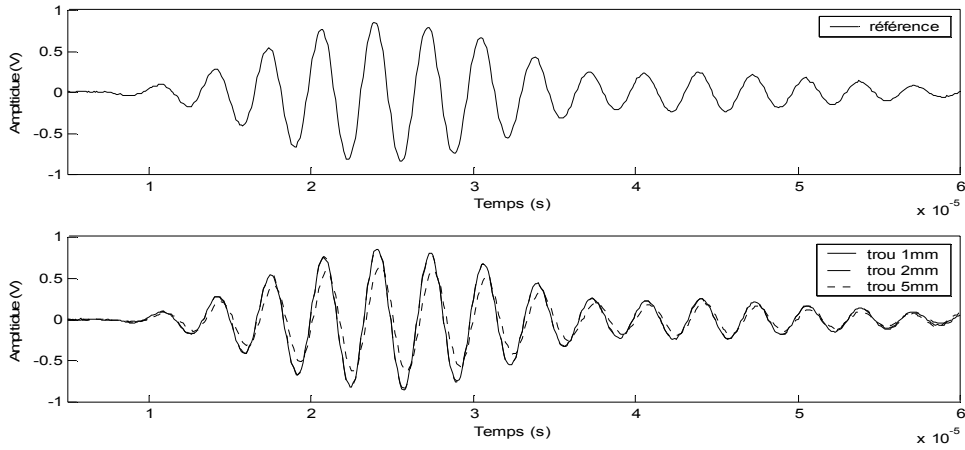


Figure 3-15. *Signaux transmis entre E3 et R3 dans le cas sain (haut), et dans le cas de la plaque endommagée par un trou de 1mm, 2mm et 5mm (bas)*

Dans le but d'augmenter la visibilité de la signature des défauts, nous nous intéressons à l'amplitude et à la phase du spectre des signaux transmis. En particulier, nous observons l'évolution de ces grandeurs à la fréquence du pic maximum du spectre, en fonction du diamètre du trou. Toujours pour ce même exemple, la Figure 3-16a représente l'évolution de l'amplitude maximale du spectre en décibel, en prenant comme niveau de référence la valeur dans le cas sain. Quant à la Figure 3-16b, elle représente l'évolution du décalage temporel déduit du déphasage des spectres des premiers paquets d'onde transmis (mode S_0) dans cet échantillon. Dans ce cas très favorable, on observe une décroissance quasi-linéaire de ces deux grandeurs en fonction du diamètre du trou. L'apparition d'un endommagement est clairement mise en évidence et le comportement quasiment linéaire des indicateurs choisis permet également le dimensionnement du défaut.

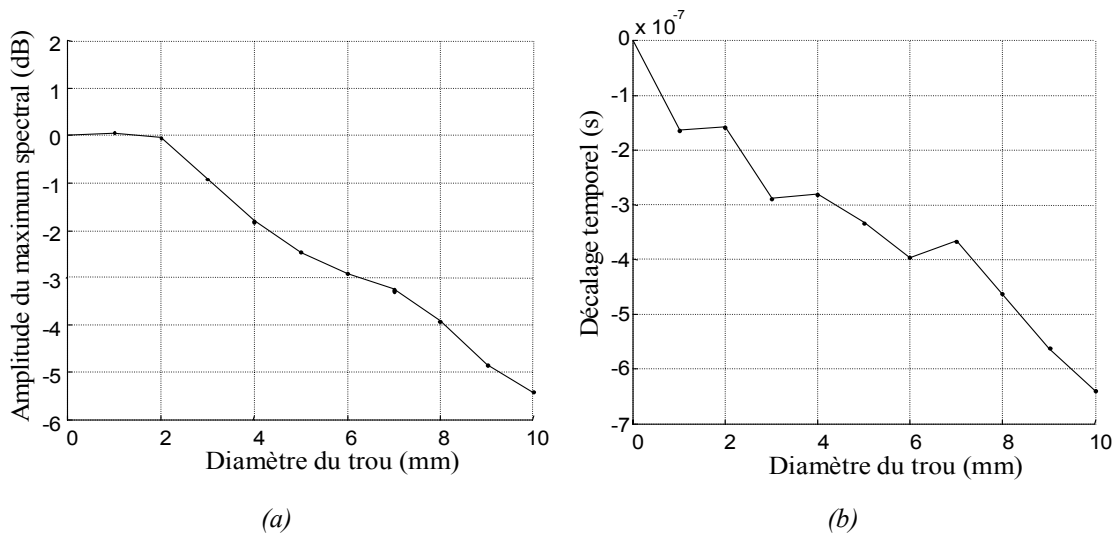


Figure 3-16. *Amplitude (a) et décalage temporel (b) du maximum du spectre du premier paquet d'onde transmis (CFRP tissé)*

Nous interprétons l'origine de ces phénomènes par l'observation de la Figure 3-17, qui provient d'une simulation numérique réalisée par nos partenaires italiens du Politecnico de Torino. Ce travail résulte de l'application de la méthode de calcul LISA^[94-AGO99] (*Local Interaction Simulation Approach*) à la géométrie et à l'excitation utilisée dans le cas d'un des échantillons de SMC testés au cours du programme DAMASCOS. La méthode LISA a une formulation similaire à celle des méthodes classiques de différences finies, mais elle a été développée pour outrepasser les limitations de ces dernières dans le cas des milieux hétérogènes ou dans celui d'interfaces présentant de grandes discontinuités d'impédance acoustique^[95-DEL98].

Nous visualisons ainsi la modification du champ acoustique rayonné dans une plaque de matériau SMC par le transducteur circulaire collé en surface en présence d'un trou de 10mm de diamètre. Les niveaux de gris de la Figure 3-17 représentent l'amplitude de la composante de déplacement normale à la plaque (u_3) peu après l'instant où le front d'onde correspondant au mode A_0 rencontre le défaut. Lorsque le front d'onde acoustique heurte le trou, une partie de l'énergie est réfléchiée en direction de la source, ce qui explique l'atténuation du faisceau transmis. L'interaction entre le front d'onde progressant vers le récepteur et le front d'onde rétrodiffusé introduit un déphasage qui se traduit lors de la recombinaison du faisceau au-delà de l'obstacle par une déformation du front d'onde, qui paraît effectivement "en retard" dans la direction d'interrogation par rapport à la situation rencontrée dans le cas de la plaque non endommagée. Un phénomène analogue peut être observé dans le cas du mode S_0 .

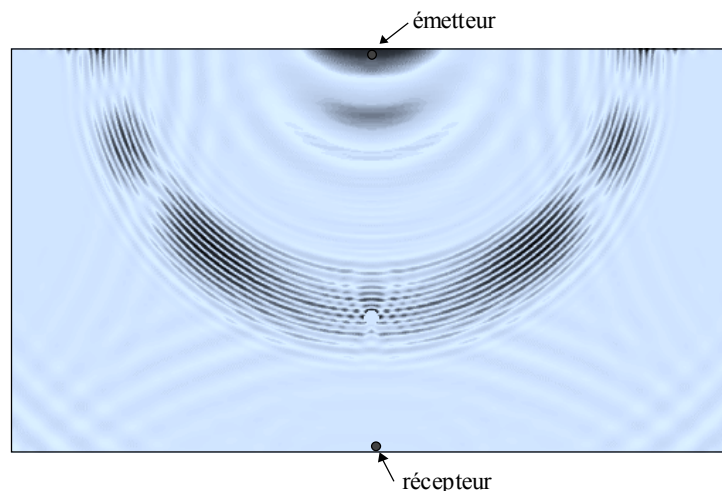


Figure 3-17. Simulation du champ de déplacement normal u_3 pour une excitation en train d'onde à $f= 160$ kHz dans l'échantillon de matériau SMC, d'après V. Agostini^[96-AGO00]

3.3.2 Détection des défauts par l'analyse des modes transmis

3.3.2.1 Représentation graphique dans le plan complexe

Comme nous l'avons évoqué lors de l'étude préliminaire de l'introduction de trous, la simple observation des signaux temporels transmis lors de l'interrogation de la structure par la propagation d'ondes de Lamb ne suffit pas en général à la détection des défauts. Nous avons eu recours à l'analyse de Fourier et avons retenu deux paramètres discriminants à savoir l'amplitude maximale du spectre et la phase mesurée à la fréquence correspondante à ce maximum. Afin de visualiser simultanément l'évolution de ces deux paramètres au cours des processus d'endommagement étudiés, il est judicieux de représenter le maximum du spectre transmis dans le plan complexe. Par exemple, dans le cas de l'introduction de trous de diamètre croissant entre 1mm et 10mm dans un échantillon de CFRP tissé dans la configuration (E3, R3), la Figure 3-18 synthétise les résultats des Figure 3-16a et Figure 3-16b. Chaque point représente le maximum du spectre du signal quasi-monochromatique transmis dans la plaque à la fréquence $f=300\text{kHz}$ pour laquelle un mode S_0 quasi-pur est généré.

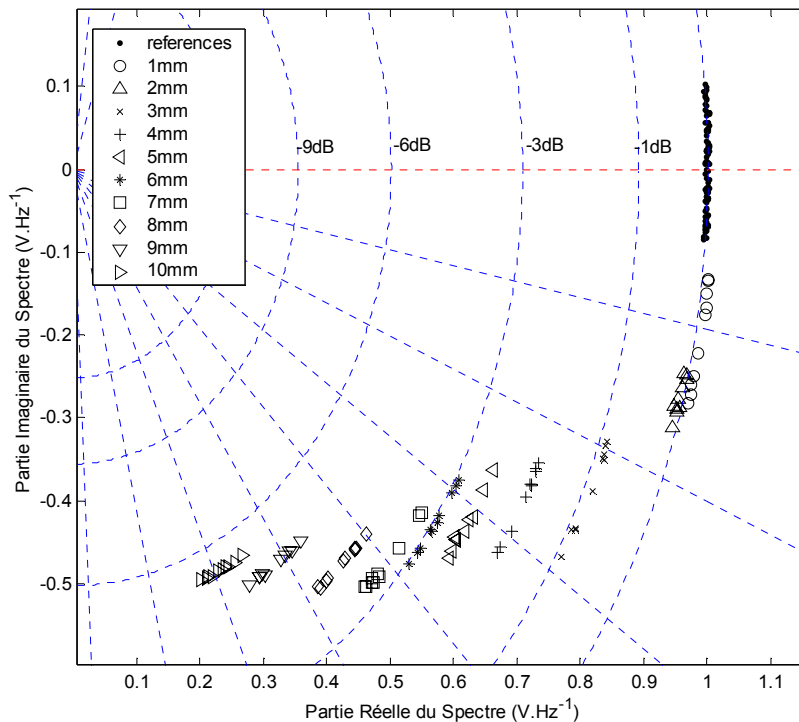


Figure 3-18. Maxima du spectre du mode S_0 transmis dans la plaque CFRP tissé

Dans l'optique d'un suivi en *temps réel* de l'état de santé de la structure, nous n'avons représenté que des résultats provenant de signaux non moyennés. Un jeu de cent signatures de référence a été enregistré dans la plaque saine puis dix signatures pour chacun des endommagements successifs ont été mesurées. Le spectre moyen des signaux de référence a permis de définir l'origine des niveaux d'atténuation des signaux ainsi que l'origine des phases : sur la Figure 3-18, les cercles concentriques représentent les niveaux d'atténuation -3dB, -6dB, -9dB, et -12dB alors que les rayons correspondent aux déphasages induits par l'introduction d'un décalage temporel d'un nombre entier de points d'échantillonnage par rapport à la moyenne des signaux temporels de référence. En plus de combiner les informations en provenance des deux paramètres retenus pour la discrimination d'un cas endommagé par rapport au cas sain, cette représentation graphique possède l'avantage de permettre la superposition de très nombreuses observations successives.

Dans ce cas particulier, la plupart des jeux de dix signatures des trous de diamètre croissants peut être regroupée spatialement dans des zones bien distinctes (à l'exception des trous de 1 et 2mm). En l'absence de moyennage des acquisitions, nous observons la dispersion des signaux due au bruit de l'instrumentation. Nous constatons que cette dispersion des résultats se produit essentiellement par l'intermédiaire de la phase des signaux et qu'elle équivaut à un décalage temporel d'environ un point d'échantillonnage. Dans le cas de figure représenté sur la Figure 3-18, il serait abusif de considérer la détection des trous de 1mm et de 2mm comme effective. Par cette méthode, le seuil de détection de l'endommagement pour cette expérience se situe donc à 3mm. Ce résultat est néanmoins très encourageant eu égard à la grande longueur d'onde du mode S_0 dans ce matériau. En effet, à la fréquence utilisée (160kHz) on obtient $\lambda_{S_0} = 19,3mm$.

A titre de comparaison, les Figures 3-19a et 3-19b représentent pour ce même processus d'endommagement les maxima des spectres transmis lors de l'interrogation de la structure par le mode S_0 dans les configurations hors de l'axe des fibres ($E1, R2$) et hors axe ($E1, R1$) respectivement. Hors de l'axe des fibres, nous constatons que le jeu de cent signatures de référence ainsi que chacun des dix jeux de dix signatures correspondant aux différents trous peuvent être regroupés dans des zones du plan complexe rigoureusement distinctes. A nouveau, le seuil de détection dans ce cas est fixé à 3mm, comme dans le cas où l'axe émetteur/défaut /récepteur coïncidait avec l'axe des fibres.

Hors axe, nous observons une relative augmentation de l'amplitude maximale du spectre, qui provient de l'addition au signal transmis directement entre l'émetteur et le récepteur d'une contribution réfléchiée par le trou, dont l'influence croît bien évidemment avec le diamètre de ce dernier. Le léger déphasage entre le jeu de références et les signatures des trous correspond en moyenne à un décalage temporel de moins d'un point d'échantillonnage et n'évolue pas au cours du processus d'endommagement. En conséquence, force est de constater que dans le cas de cette dernière configuration, la méthode de représentation graphique dans le plan complexe n'offre pas de réelle possibilité de détection des défauts.

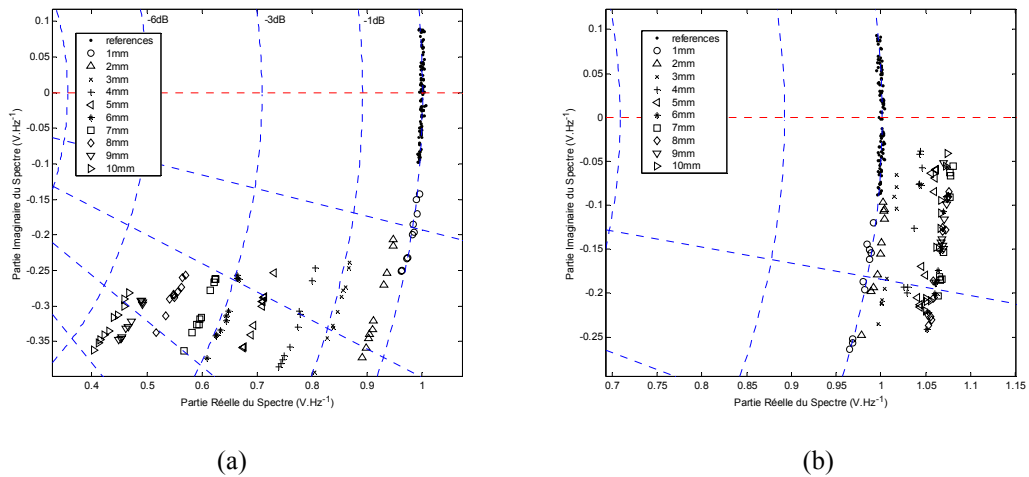


Figure 3-19. Maxima du spectre du mode S_0 dans le cas de trous dans l'axe des capteurs mais hors de l'axe des fibres (a) et de trous hors axe (b)

3.3.2.2 Paramètre d'endommagement

3.3.2.2.1 Définition

Toujours dans la perspective de mettre en œuvre un système capable d'évaluer en temps réel et *in situ* l'état de santé des structures composites de manière automatique, il est souhaitable de définir un paramètre d'endommagement sous forme d'un scalaire unique. Nous choisissons la définition suivante :

$$DI = \frac{\sum_{i=1}^n |F_i - FD_i|}{\sum_{i=1}^n |F_i|} \tag{3-5}$$

où F_i et FD_i sont respectivement les i -èmes valeurs numériques dans la bande de fréquence utile du module de la Transformée de Fourier Rapide (FFT) dans l'état initial et

dans un état ultérieur. Le paramètre DI (*Damage Index*) représente donc la différence normalisée entre la valeur absolue des modules des spectres transmis, dans une bande de fréquence donnée. A partir d'un état de référence supposé sain et quel que soit le processus d'endommagement mis en jeu, le paramètre DI met en évidence toute évolution du spectre des signaux transmis, à la fois en matière d'amplitude mais aussi en matière de décalage fréquentiel. L'aire hachurée de la Figure 3-20a représente le numérateur de DI dans un cas particulier.

Imaginons un dispositif où le paramètre DI est calculé à chaque instant à partir des signatures des ondes ultrasonores transmises entre un émetteur et un récepteur placé en regard d'une zone susceptible de se rompre en service. A l'instant initial le paramètre DI est nul, puis toute différence des spectres est mise en évidence par l'augmentation de DI . A la rupture totale de la structure pour laquelle il n'y aurait plus aucun signal transmis entre l'émetteur et le récepteur, DI atteindrait la valeur 1 (Figure 3-20b).

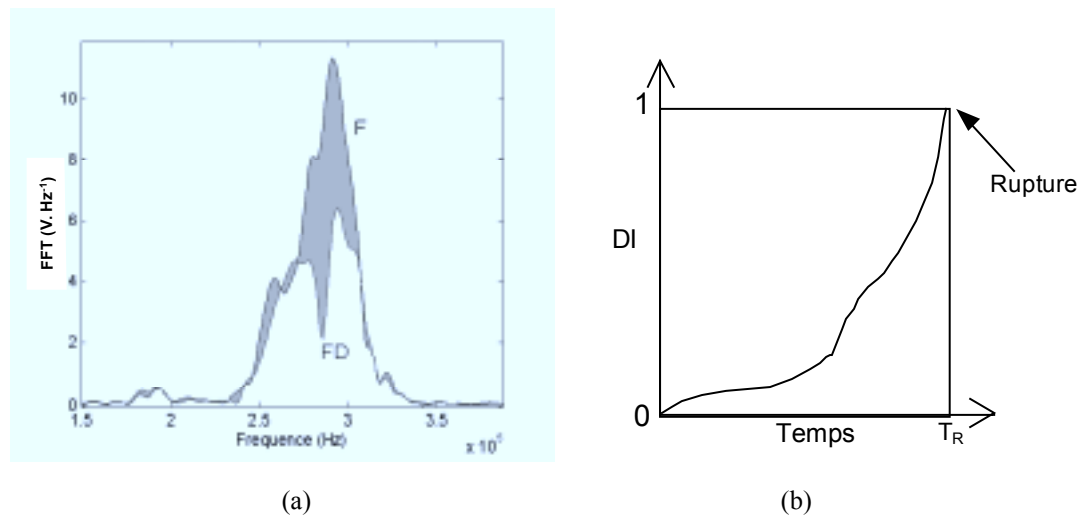


Figure 3-20. Représentation graphique du paramètre d'endommagement DI (a), évolution de DI (b)

Nous choisissons de définir le paramètre DI à partir de l'amplitude des spectres plutôt qu'à partir de l'amplitude des signaux eux-mêmes, ce qui a pour conséquence la nette amélioration du "pouvoir séparateur" de DI . De plus, cette technique possède l'avantage de ne pas nécessiter de fenêtrage temporel des signaux. La bande utile du spectre est facilement repérable de façon automatisée alors que le choix d'une région d'intérêt dans les signaux transmis requiert une connaissance a priori de la nature ou de la provenance des divers paquets d'onde reçus. Nous avons constaté par ailleurs qu'un mauvais positionnement de la fenêtre temporelle d'acquisition pourrait nuire grandement à l'efficacité de la méthode.

3.3.2.2.2 Application à la détection de défauts

En reprenant les données relatives à l'expérience sur les trous de diamètre croissant dans le CFRP tissé décrite aux paragraphes 3.3.1et 3.3.2.1 dans le cas du mode S_0 , nous représentons sur la Figure 3-21 l'évolution du paramètre DI pendant l'acquisition des cent signaux de référence puis tout au long du processus d'endommagement dans la configuration "dans l'axe" ($E3, R3$).

A l'origine DI vaut zéro mais dès la seconde acquisition DI vaut environ 1% du fait du bruit d'expérimentation. Par la suite, la valeur de DI oscille légèrement autour de cette valeur moyenne et l'on peut estimer l'écart-type de la distribution de référence. On remarque tout d'abord la bonne sensibilité du paramètre DI à l'apparition et à l'évolution de l'endommagement : dans ce cas précis, toutes les signatures des différents défauts de taille croissante sont nettement séparées. De plus, en fixant la valeur du seuil de déclenchement de la détection d'une anomalie à un niveau équivalent à 5 fois l'écart type de la distribution de référence (représenté par un trait pointillé horizontal), la méthode permet de détecter sans ambiguïté le trou de plus petit diamètre (1mm).

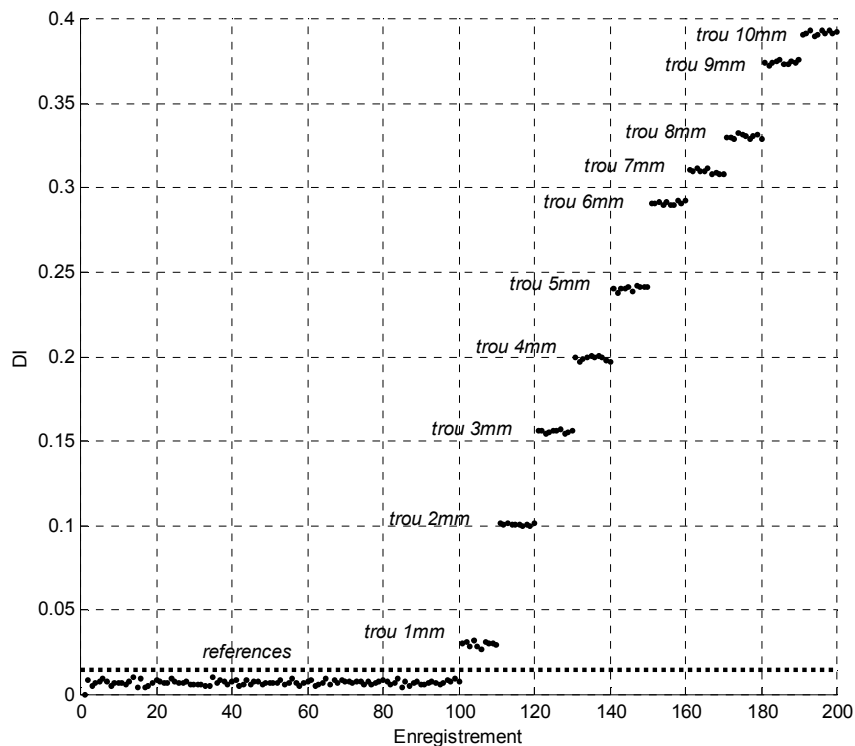


Figure 3-21. Evolution du paramètre DI dans la configuration ($E3, R3$) pour le mode S_0

La méthode montre ici une meilleure efficacité que par la représentation graphique présentée précédemment (Cf. Figure 3-18) car elle est moins affectée par le bruit d'instrumentation. Cette situation provient essentiellement du fait de la sommation des différences observées sur une gamme de fréquence englobant toute la partie utile du spectre alors que la méthode précédente s'intéressait seulement à l'évolution d'une valeur particulière correspondant au maximum du module du spectre.

A titre de comparaison, la Figure 3-22 représente l'évolution de DI dans le cas du mode S_0 pour le même processus d'endommagement hors de l'axe des fibres (Figure 3-22a) et hors axe (Figure 3-22b). Dans les deux cas, DI augmente moins que dans le cas où l'axe émetteur/défaut/récepteur coïncide avec l'axe des fibres, traduisant par-là une moindre atténuation de l'amplitude du signal transmis. Il en résulte une moindre "visibilité" des plus petits défauts, mise en évidence par la comparaison entre le seuil de détection et les valeurs de DI après le percement du trou de 1mm. Nous observons également que les groupes de 10 signatures de chacun des défauts ne sont pas strictement séparés, contrairement au cas "dans l'axe" représenté sur la Figure 3-21.

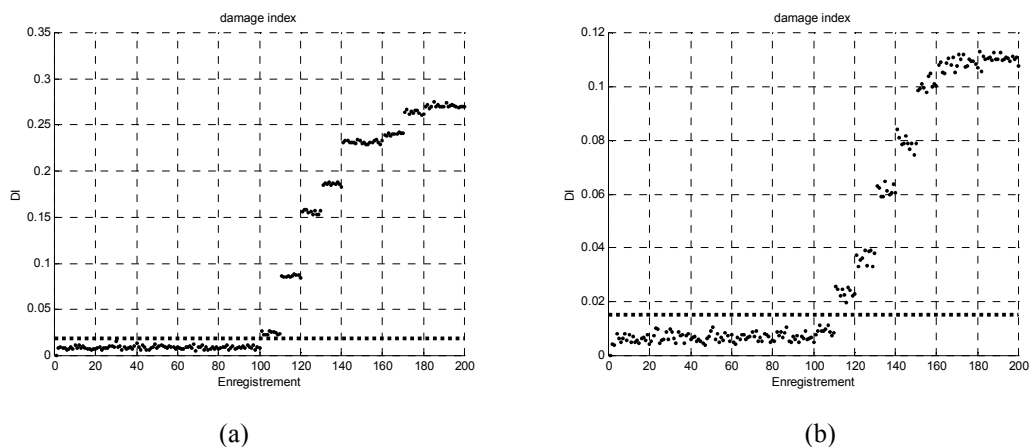


Figure 3-22. Evolution du paramètre DI pour le mode S_0 avec des défauts dans l'axe des capteurs mais hors de l'axe des fibres ($E1, R2$) (a) et avec des défauts hors axe ($E1, R1$) (b)

Dans le cas hors de l'axe des fibres, les signatures des trous de 5mm et 6mm d'une part et celles des trous de 9mm et 10mm d'autre part conduisent à des valeurs de DI comparables. Par ailleurs, compte tenu de la définition choisie pour le seuil de détection, toutes les valeurs de DI calculées pour le trou de 1mm sont légèrement au-delà du seuil donc la détection de ce défaut reste effective.

Dans le cas hors axe, les signatures des trous de 6 à 10mm produisent des valeurs de DI comparables donc difficilement dissociables. Du point de vue de la sensibilité du mode

S_0 dans cette configuration, les valeurs de DI calculées pour le trou de 1mm sont en deçà du seuil de détection. Le plus petit trou n'est pas détectable et le seuil de sensibilité dans cette configuration est donc fixé à 2mm. Ce résultat est cependant très encourageant en comparaison avec le celui obtenu dans cette configuration par la méthode graphique employée au paragraphe 3.3.2.1.pour laquelle aucun des trous n'avait pu être détecté sans ambiguïté (Cf. Figure 3-19b).

La table 3-3 regroupe les résultats que nous avons obtenus par l'étude de DI pour les trois configurations étudiées, dans le cas d'une excitation en régime impulsionnel puis d'excitations en trains d'onde de trois périodes de sinusoides destinés à l'optimisation de la génération des modes de Lamb fondamentaux.

Configuration	Excitation	Plus petit trou détecté
Dans l'axe (E3, R3)	Régime impulsionnel	1 mm
	Mode S_0 (300kHz)	1 mm
	Mode A_0 (100kHz)	1 mm
Hors de l'axe des fibres (E1, R2)	Régime impulsionnel	2 mm
	Mode S_0 (300kHz)	1 mm
	Mode A_0 (100kHz)	3 mm
Hors axe (E1, R1)	Régime impulsionnel	2 mm
	Mode S_0 (300kHz)	2 mm
	Mode A_0 (100kHz)	2 mm

Table 3-3 : Seuils de détection par le paramètre d'endommagement DI

Les courbes représentant l'évolution du paramètre DI pour ces différentes configurations et excitations que nous avons utilisées pour déterminer le diamètre du plus petit trou détecté sont présentées en Annexe A3-6 à A3-8. Quelle que soit la configuration, nous constatons que le mode S_0 offre une meilleure sensibilité à ce type de défaut pénétrants que le mode A_0 .

3.3.2.3 Indice de nouveauté (Novelty index)

3.3.2.3.1 Definition

Les signatures des différents types d'endommagement à l'intérieur des matériaux composites étudiés dans le cadre du projet DAMASCOS et en particulier celles présentées au paragraphe 3.3.1 ont été confrontées à la méthode de traitement du signal dite de l'indice de nouveauté (*novelty index*), développée par nos partenaires de l'université de Sheffield^[5-MAN00]. La méthode consiste à estimer la discordance entre chaque signal observé et un jeu de signaux de référence considérés comme "normaux". Dans le cas d'un problème à une seule variable, le test de discordance le plus couramment employé est basé sur la simple déviation :

$$z_{\varepsilon} = \frac{|x_{\varepsilon} - \bar{x}|}{s} \quad (3-6)$$

où x_{ε} est la mesure potentiellement discordante, \bar{x} et s sont respectivement la moyenne et l'écart-type de la distribution des mesures de référence. La valeur de la déviation z_{ε} doit être comparée à un seuil afin de déterminer si la mesure est effectivement discordante.

3.3.2.3.2 Echantillonnage temporel

Dans le cas des signaux transmis par les transducteurs intégrés, le concept défini par l'expression (3-6) est généralisé au cas de l'observation de n signaux à p variables. Il s'agit donc d'extraire un point potentiellement discordant parmi un jeu de n points dans un espace à p dimensions. Les p variables représentatives de chaque signal sont obtenues en sous-échantillonnant les signaux temporels dans une zone d'intérêt. Le test de discordance se fonde désormais sur le calcul de la distance carrée de Mahalanobis D_{ε} suivant l'expression :

$$D_{\varepsilon} = (\{x_{\varepsilon}\} - \{\bar{x}\})' [S]^{-1} (\{x_{\varepsilon}\} - \{\bar{x}\}) \quad (3-7)$$

où $\{x_{\varepsilon}\}$ est le vecteur potentiellement discordant, $[S]$ et $\{\bar{x}\}$ sont respectivement la matrice de covariance et le vecteur moyen du jeu de signatures de référence et où le symbole $'$ signifie la matrice transposée. La valeur du seuil au-delà duquel la distance de Mahalanobis serait suffisamment élevée pour considérer un vecteur particulier comme

discordant est calculé par une méthode de Monte Carlo. Elle consiste à construire une matrice de dimension $n \times p$ de nombres aléatoires à moyenne nulle et d'écart-type 1. Puis la plus grande valeur D_ε^{\max} des n distances de Mahalanobis calculées est enregistrée. Enfin, ce processus est répété un grand nombre de fois et les distances D_ε^{\max} sont classées suivant leur valeur absolue. Le seuil de discordance à 1% sera par exemple égal à la distance D_ε^{\max} pour laquelle 99% des observations présentent une distance D_ε inférieure à D_ε^{\max} .

Dans l'exemple de la plaque de CFRP tissée percée de trous de diamètre croissant entre 1 et 10mm par pas de 1mm, $n=90$ des 100 signaux mesurés dans la plaque saine servent à définir le jeu de vecteurs de référence. Ces vecteurs sont obtenus par sous-échantillonnage temporel pour ne conserver que $p=50$ valeurs de l'amplitude des signaux transmis. Les courbes représentant la distance de Mahalanobis D_ε calculée pour les 10 signaux de référence restants, recueillis dans la plaque saine, ainsi que pour les signaux enregistrés lors du processus d'endommagement sont présentées en Annexe A3-6 à A3-8. Nous y avons représenté les évolutions de la distance D_ε pour les différentes excitations utilisées dans les trois configurations étudiées, en comparaison avec les courbes représentant l'évolution du paramètre d'endommagement DI .

Le seuil de discordance à 1% pour les dimensions du problème $n=90$ et $p=50$ est égal à 353,0. Les diamètres des plus petits trous détectés à l'aide de cette méthode statistique multi-variables sont regroupés dans la table 3-4. Dans cette situation où le vecteur à évaluer provient de l'échantillonnage temporel des signaux transmis, les seuils de détection sont de manière générale un peu plus élevés que ceux obtenus dans la table 3-3. La performance de cette méthode est donc en l'état plus faible que celle de la méthode que nous avons proposée, basée sur l'évaluation du paramètre DI .

3.3.2.3.3 Echantillonnage spectral

Fort des observations faites au moment de la définition du paramètre d'endommagement DI , transposition de l'étude de l'indice de nouveauté du domaine temporel au domaine spectral a permis d'améliorer les seuils de détection des défauts. Les données expérimentales ont été exploitées suivant le même procédé lorsque les p composantes du vecteur $\{x_\varepsilon\}$ sont obtenues en sous-échantillonnant le spectre du signal transmis. Les courbes représentant l'évolution de la distance de Mahalanobis D_ε calculée par ce biais, dans tous les cas présentés précédemment, sont présentées en Annexe A3-9 à

A3-11. Les courbes ont pratiquement toutes un profil aussi satisfaisant pour la détection des défauts que celui de la Figure 3-21, avec de forte discrimination des signatures de chacun des défauts. Le gain de cette technique de traitement du signal est considérable au vu des diamètres des plus petits trous détectés (Table 3-4). Hormis dans le cas hors axe avec une excitation en régime impulsionnel, où le seuil de détection est fixé à 2mm, toutes autres combinaisons ont permis la détection du trou de 1mm.

Configuration	Excitation	Plus petit trou détecté	
		par échantillonnage temporel	par échantillonnage spectral
Dans l'axe (E3, R3)	Régime impulsionnel	3 mm	1 mm
	Mode S ₀ (300kHz)	2 mm	1 mm
	Mode A ₀ (100kHz)	1 mm	1 mm
Hors de l'axe des fibres (E1, R2)	Régime impulsionnel	3 mm	1 mm
	Mode S ₀ (300kHz)	2 mm	1 mm
	Mode A ₀ (100kHz)	4 mm	1 mm
Hors axe (E1, R1)	Régime impulsionnel	4 mm	2 mm
	Mode S ₀ (300kHz)	4 mm	1 mm
	Mode A ₀ (100kHz)	1 mm	1 mm

Table 3-4 : Seuils de détection par la distance de Mahalanobis avec échantillonnage temporel et spectral

3.4 DETECTION DE DEFAUTS REELS : CAS DES IMPACTS BASSE-VITESSE

3.4.1 Introduction des défauts

Les plaques instrumentées ont subi un endommagement plus réaliste sous la forme d'impacts basse-vitesse. Les matériaux stratifiés sont particulièrement vulnérables à ce type d'incident car un impact même de faible énergie produit généralement des délaminages internes sans laisser de traces décelables par l'inspection visuelle de la surface. On a par exemple souvent incriminé la chute d'objets lors de la maintenance de structures aéronautiques. Ces impacts ont des vitesses typiquement inférieures à quelques dizaines de mètres par seconde^[97-GRO99a, 98-GRO99b]. Expérimentalement, nous avons introduit des impacts à l'aide d'un dispositif calibré basé sur la chute d'une masse tombante solidaire d'un impacteur hémisphérique de 20mm de diamètre (Figure 3-23). Le système permet l'enregistrement des historiques de la force restituée par l'échantillon à l'impacteur et du

déplacement de ce dernier. Les échantillons sont placés sur un support présentant une ouverture libre de 40mm de diamètre. L'énergie des impact étant contrôlée de manière reproductible, nous nous sommes tout d'abord attachés à la détermination des seuils d'endommagement des différents composites étudiés. On entend par seuil d'endommagement, l'énergie minimale à déposer lors de l'impact pour induire un défaut macroscopique à l'intérieur de l'échantillon.

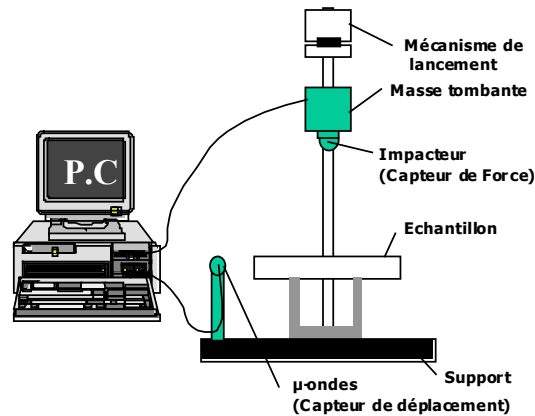


Figure 3-23. *Dispositif expérimental pour l'introduction d'impacts d'énergie contrôlée*

L'apparition d'un tel défaut est mise en évidence par une abrupte décroissance de la force mesurée sur l'impacteur. Par exemple, la Figure 3-24 représente le processus de détermination de ce seuil pour les échantillons de CFRP stratifié. Six impacts d'énergie croissante ont été effectués sur des spécimens identiques de ce composite.

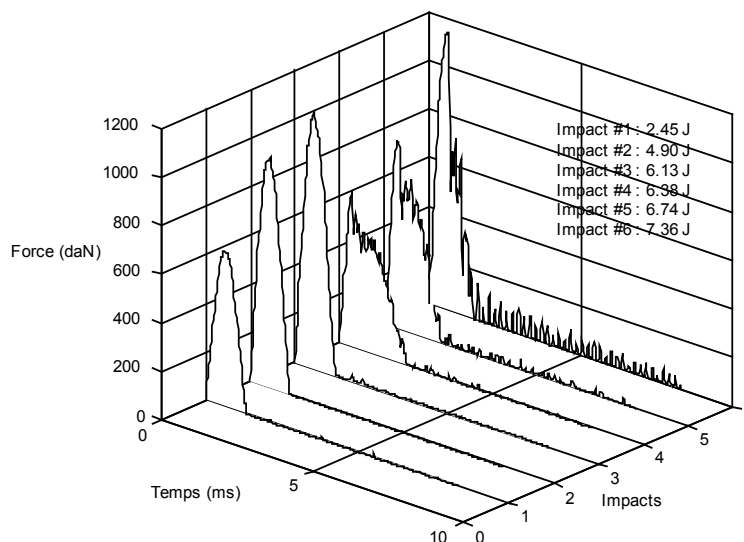


Figure 3-24. *Détermination du seuil d'endommagement dans le CFRP stratifié*

Les historiques de la force lors des trois premiers impacts ne présentent pas de discontinuité sévère tout au long de l'impact. A partir du quatrième impact d'énergie 6,38 J,

une partie de l'énergie incidente n'est pas restituée à l'impacteur car elle est dissipée par divers processus d'endommagement à l'intérieur du composite. Il est communément admis dans la littérature que les impacts basse-vitesse produisent des fissurations matricielles, des ruptures de fibres et des délaminations^[99-BER97]. De nombreux paramètres tels que l'épaisseur globale du matériau ou celle des plis, ainsi que la séquence d'empilement des couches imposent la valeur du seuil d'endommagement recherché. Dans le CFRP nous déterminons donc que l'énergie de ce seuil est située entre 6,13J et 6,38J.

3.4.2 Caractérisation ultrasonore des défauts induits par des impacts basse vitesse

3.4.2.1 B-scan, C-scan

Pour s'assurer que la plaque de composite stratifié a effectivement été endommagée par un impact de 7,36J nous avons eu recours à l'imagerie échographique ultrasonore en immersion dont le principe est illustré par la Figure 3-25. Un transducteur émet un pulse ultrasonore puis recueille ses divers échos émis par la surface de l'échantillon puis par les interfaces entre plis et par les éventuels défauts rencontrés.

L'épaisseur totale du matériau composé de 22-plis unidirectionnels est égale à 6mm. L'épaisseur du pli unitaire est donc $d_u=273\mu\text{m}$. La résolution en profondeur de l'échographie ultrasonore dépend de la fréquence de travail du transducteur. Nous avons utilisé un transducteur haute fréquence (50MHz) qui nous permet d'obtenir dans ce matériau une longueur d'onde de l'ordre de $60\mu\text{m}$. Cette longueur d'onde est suffisamment faible devant l'épaisseur du pli unitaire pour permettre une excellente séparation des différents échos d'interface.

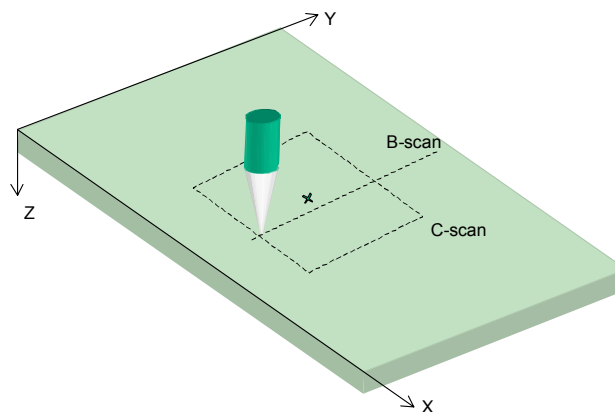


Figure 3-25. Principe de l'imagerie échographique ultrasonore

L'apparition dans le signal temporel d'un écho supplémentaire par rapport à un état de référence rend compte de la présence d'un défaut. La juxtaposition des signaux temporels obtenus pour chaque localisation précise du capteur (A-scans) lors du balayage du capteur le long d'une ligne permet de constituer une image appelée B-scan, c'est-à-dire une représentation ("position spatiale du capteur", temps) pour laquelle le repère temporel des échos est fonction de leur profondeur dans l'échantillon. Ainsi, la Figure 3-26a représente l'image provenant du matériau CFRP stratifié dans le cas sain. Nous distinguons un fort écho provenant de la surface du composite, des échos relativement importants en provenance des interfaces entre plis orthogonaux et des échos d'amplitude plus faible provenant des interfaces entre plis de même orientation. Dans le cas endommagé, la Figure 3-26b est obtenue par un balayage le long d'une ligne d'interrogation passant à proximité du point d'impact. En plus de la déformation de l'écho de surface due à l'indentation de la plaque par l'impacteur, nous mettons clairement en évidence l'apparition d'échos forts apparaissant sur des zones délaminées de dimensions finies (notées 1 à 4) aux interfaces entre plis orthogonaux. D'autres délaminages semblent apparaître à l'interface entre plis de même orientation mais il s'agit en réalité d'images fantômes dues aux rebonds des échos précités et qui parviennent au transducteur après un triple transit entre la surface de l'échantillon et le délaminage réel.

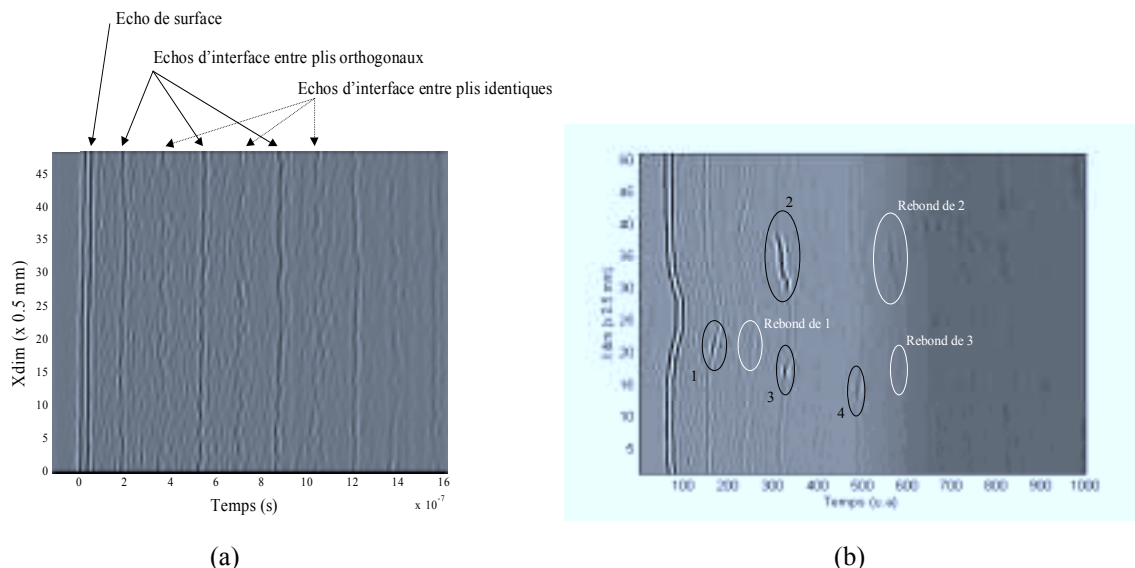


Figure 3-26. B-scan du matériau sain (a) et du matériau endommagé par un impact de 7,36J (b)

Pour caractériser la taille et la forme effectives du défaut induit, nous avons utilisé une procédure d'imagerie C-scan. La zone située autour du point d'impact a été balayée à l'aide du transducteur ultrasonore haute résolution. Le fenêtrage temporel des signaux recueillis

permet de sélectionner la profondeur d'où peuvent provenir les échos que l'on souhaite visualiser. Chaque pixel de l'image finale représente l'amplitude crête-à-crête maximale du signal A-scan recueilli pour cette position particulière du transducteur et dans la fenêtre temporelle choisie.

La Figure 3-27 représente les images C-scan de la zone impactée aux profondeurs d_u , $3d_u$, $5d_u$, $7d_u$, $9d_u$, et $11d_u$. Conformément à la séquence d'empilement des plis présentée au paragraphe 3.1.3.2, ces profondeurs correspondent aux interfaces entre plis orthogonaux qui seuls se délaminent sous l'impact basse-vitesse. Les délaminages se présentent sous la forme bien connue de deux lobes dont l'axe principal est parallèle à la direction des fibres du pli inférieur à l'interface considérée^[100-OUS96, 101-SIM97]. Chaque figure est donc orthogonale à la précédente. De plus, la surface délaminée est d'autant plus grande que sa profondeur est importante car la décohésion des interfaces est due à la flexion de l'échantillon lors de l'impact, qui augmente avec la profondeur. La superposition de ces images, en respectant les positions verticales des interfaces imagées, permet de reconstituer fidèlement l'image tridimensionnelle du défaut à l'intérieur de l'échantillon (Figure 3-27).

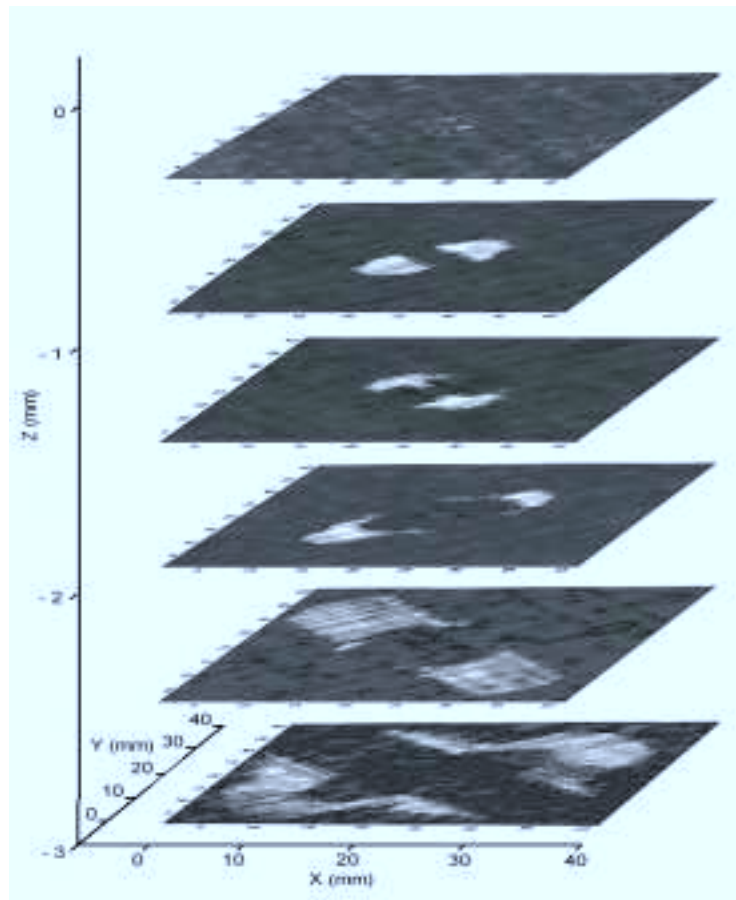


Figure 3-27. *C-scans des interfaces entre plis orthogonaux de la surface impactée ($z=0$) à la profondeur $11d_u$ (milieu de la plaque)*

La forte atténuation des ultrasons dans cette gamme de fréquence n'a permis d'explorer que la première moitié de la profondeur de plaque, mais il eût été inutile de tenter d'imager la seconde en plaçant le système échographie de l'autre côté de l'échantillon. En effet la forme conique du défaut impose une surface de délaminage maximale à l'interface la plus proche de la face opposée à l'impact. Or la présence de ce défaut aurait occulté la présence des délaminations suivantes. Ce phénomène est d'ailleurs présent sur les images successives de la Figure 3-27, où par exemple "l'ombre" du délaminage à la profondeur $3d_u$ apparaît sur la figure du délaminage suivant (à la profondeur $5d_u$), et ainsi de suite.

3.4.2.2 *Leaky Lamb modes : L-scan*

Les méthodes classiques d'imagerie échographique B-scan ou C-scan sont particulièrement efficaces pour déterminer précisément la conformation des défauts internes à la structure. Elles souffrent cependant de la nécessité de recourir à des pas d'échantillonnage spatial et temporel faibles et donc d'acquérir des données en quantité importante. Kundu^[6-KUN96] propose une méthode d'imagerie basée sur les modes de Lamb rayonnants qui possède l'avantage de demander un pas d'échantillonnage spatial nettement moins fin, du fait de la grande longueur d'onde des modes de plaque. Il en résulte un gain de temps important pour obtenir une image L-scan (*Leaky Lamb mode scanning image*). De plus, Kundu a démontré la supériorité de la technique du L-scan en comparaison avec la technique conventionnelle du C-scan pour la détection de certains défauts: à condition de choisir un mode de Lamb particulier et de fixer très précisément la zone de sa courbe de dispersion à exploiter, c'est-à-dire un couple (c_p, fd) particulier, un L-scan peut par exemple mettre en évidence la rupture ou l'absence de fibres contrairement aux C-scans, même à haute fréquence.

Deux transducteurs émetteur et récepteur sont placés en regard l'un de l'autre et sont inclinés par rapport à la normale à l'échantillon du même angle θ (Figure 3-28). La valeur de cet angle est choisie en accord avec la fréquence du signal d'excitation pour générer un mode de plaque dont la vitesse de phase c_p est prédite par les lois de Snell-Descartes :

$$c_p = \frac{c_0}{\sin \theta}, \quad (3-6)$$

où c_0 est la vitesse des ondes longitudinales dans le fluide de couplage (ici dans l'eau $c_0 = 1,49 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$).

Sur la Figure 3-28a, les axes des deux transducteurs coïncident sur la surface d'un bloc massif d'aluminium et logiquement, aucun mode de plaque n'est généré. La méthode la plus couramment employée pour la sélection des modes de Lamb consiste à placer le point d'intersection des axes des capteurs sur la surface de la plaque (Figure 3-28b). On parlera alors de "focalisation" des capteurs. Lorsque des modes de Lamb sont générés, à l'intérieur de la plaque, des creux apparaissent dans le spectre réfléchi aux fréquences f correspondant à chacun des couples (c_p, fd) , où c_p est la vitesse de phase imposée par la valeur de l'angle d'incidence θ . Ces creux proviennent de l'interférence entre le signal réfléchi spéculairement et les modes rayonnants. Utiliser cette méthode pour l'imagerie L-scan impose donc de se placer dans le creux du spectre transmis correspondant au mode de Lamb choisi.

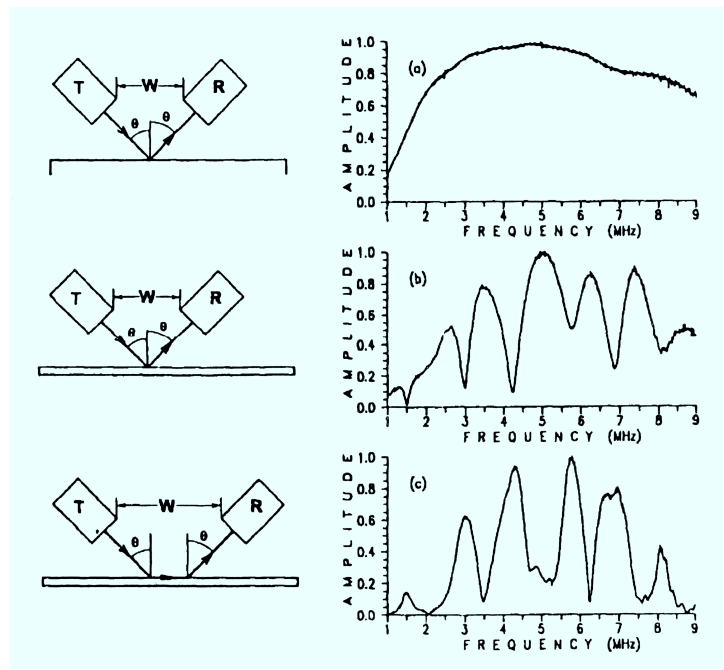


Figure 3-28. Spectres réfléchis pour différentes configurations émetteur/échantillon/récepteur : cas d'un bloc massif d'aluminium (a), plaque avec focalisation des transducteurs (b), plaque avec défocalisation des transducteurs (c), d'après K. Maslov^[102-MAS97]

Sur la Figure 3-28c, les axes des transducteurs ne coïncident pas sur la surface de la plaque mais sont écartés d'une distance suffisante dans le but de favoriser la détection des véritables modes rayonnants, en évitant de placer le récepteur dans la zone de réflexion spéculaire du faisceau incident. En conséquence, pour un angle donné, les fréquences pour lesquelles sont générés puis rayonnés des modes de Lamb correspondent cette fois aux pics d'amplitude du spectre transmis. Cette technique dite de *défocalisation* a montré sa moindre sensibilité aux variations d'épaisseur de l'échantillon par rapport à la méthode

avec focalisation des transducteurs. C'est pourquoi nous l'utilisons sur la surface impactée, donc légèrement indentée de notre l'échantillon.

La Figure 3-29a représente le dispositif expérimental mis en œuvre. Les capteurs utilisés ont une fréquence centrale de 500kHz, qui correspond donc au produit $fd=3\text{MHz}\cdot\text{mm}$ dans le composite CFRP stratifié précédemment étudié. Les modes pouvant se propager pour cette valeur de fd sont A_0 , S_0 , A_1 , S_1 et S_2 .

Les ondes de Lamb intéressant toute l'épaisseur de la plaque, les L-scans ne permettent pas d'imager avec précision une interface particulière mais cette technique permet néanmoins de tester rapidement la sensibilité d'un mode de Lamb donné à tout type de défauts internes. Par exemple, la Figure 3-29b représente l'image L-scan obtenue lorsque les transducteurs ont été inclinés d'un angle θ d'environ 44° de manière à générer un mode S_0 à l'intérieur de l'échantillon. Elle permet de mettre rapidement en évidence la présence d'un délaminage autour du point d'impact (impact de 7,36J).

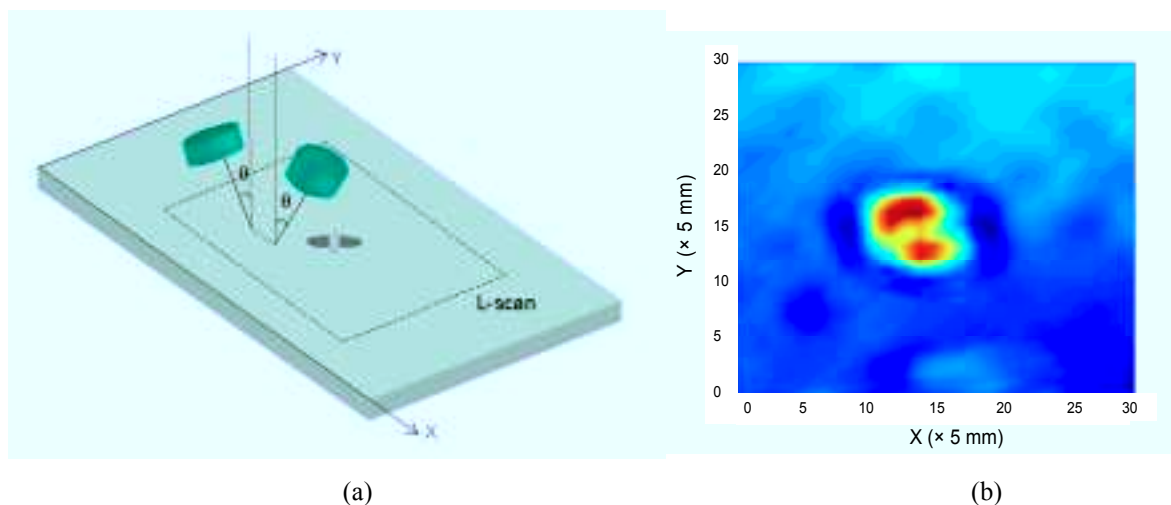


Figure 3-29. L-scan : Dispositif expérimental (a) et image obtenue à l'aide du mode S_0 (b)

3.4.3 Détection des défauts induits par des impacts par l'analyse des modes transmis

3.4.3.1 Détection de délaminations dans le CFRP stratifié

Nous avons donc pratiqué dans le matériau CFRP stratifié un test de détection de défauts induits par impacts basse-vitesse à l'aide de la représentation graphique du spectre dans le plan complexe et du paramètre d'endommagement DI. Des impacts d'énergie croissante ont été pratiqués à une unique position. Cet emplacement se situe dans l'axe

entre l'émetteur et le récepteur, qui coïncide avec la direction des fibres du pli supérieur sur lequel sont collés les transducteurs (Figure 3-30a). Quatre impacts d'énergie 2, 4, 8 et 8J ont été pratiqués. Sachant que l'on avait déterminé (paragraphe 3.4.1) le seuil d'endommagement dans ce matériau à environ 6,3 J, il n'est pas étonnant de constater que les courbes représentant la force sur l'impacteur pour les deux premiers impacts ne montrent aucun décrochement abrupt synonyme de dissipation d'énergie par endommagement interne. C'est au contraire le cas pour les deux impacts de 8 Joule dont l'énergie se situe au-delà du seuil d'endommagement macroscopique (Figure 3-30b). Le fait que les impacts aient été placés au même endroit ne pose pas de problème particulier car, comme l'a montré H. Berthelot dans son travail de thèse^[99-BER97], il n'y a pas d'effet cumulatif dans le cas d'impacts consécutifs non-endommageants pratiqués à une position identique. L'effet produit sur la structure par le troisième impact, qui est le premier à être endommageant, n'est donc pas affecté par l'introduction préalable des deux premiers impacts de faible énergie. Lors du second impact de 8 Joule, la force mesurée sur l'impacteur est moins importante car la plaque est déjà délaminée, mais ce second impact continue d'endommager le matériau par l'expansion des délaminages existants.

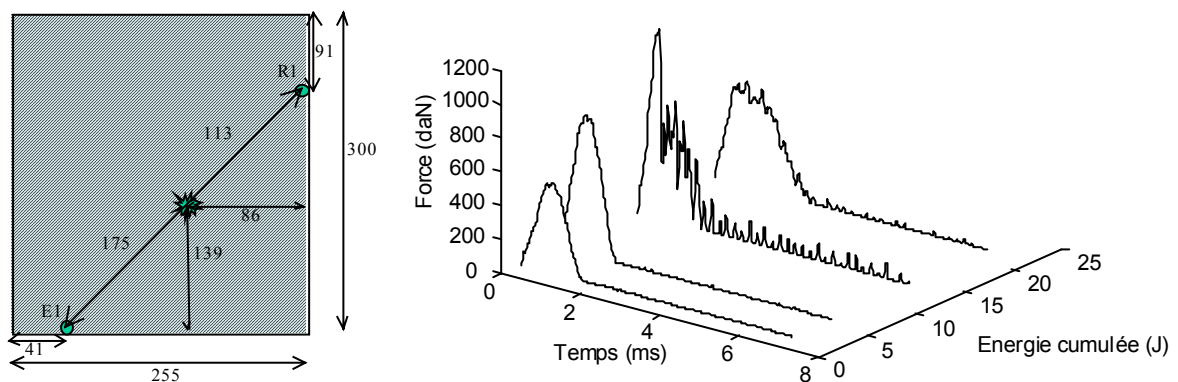


Figure 3-30. Position des capteurs et des impacts sur la plaque de CFRP stratifié (a), évolution de la force sur l'impacteur pendant les impacts successifs d'énergie 2, 4, 8 and 8 Joule (b)

La Figure 3-31 provient de l'analyse spectrale des signaux quasi-monochromatiques, formés de 5 cycles de sinusoïde centrés sur 280kHz, transmis entre l'émetteur E1 et le récepteur R1. Cette fréquence d'interrogation de la structure a été déterminée expérimentalement par l'observation d'un maximum de transmission du mode S'_0 . A nouveau, un jeu de 100 signatures de référence a été enregistré sans moyennage dans la plaque saine, puis 10 mesures ont été effectuées après chaque impact. Pour les deux premiers impacts d'énergie 2 et 4 J, nous n'observons dans le plan complexe qu'une très

faible atténuation de l'amplitude maximale du spectre transmis par rapport au cas sain et aucun déphasage significatif. Ces observations sont conformes à notre pronostic, attendu que ces impacts ne sont pas endommageants au regard de la définition du seuil d'endommagement macroscopique que nous avons retenu précédemment. En ce qui concerne le troisième impact d'énergie 8 J, la signature de l'endommagement induit à l'intérieur du matériau se traduit comme dans le cas des trous par une atténuation de l'amplitude du spectre et par un déphasage. Dans ce cas, nous obtenons un niveau moyen d'atténuation de l'amplitude d'environ 2,5dB et un déphasage équivalent à un décalage temporel du paquet d'onde de S_0 de 3 points d'échantillonnage en moyenne. Comme nous l'avons proposé plus haut, le second impact de 8 Joules poursuit le processus d'endommagement de l'échantillon comme le montre l'évolution des spectres dans le plan complexe : les amplitudes des 10 signatures du défaut induit sont rejetées à environ -5dB par rapport au niveau de référence et leur déphasage s'accroît encore pour correspondre à un décalage temporel moyen de 4 points d'échantillonnage (Figure 3-31).

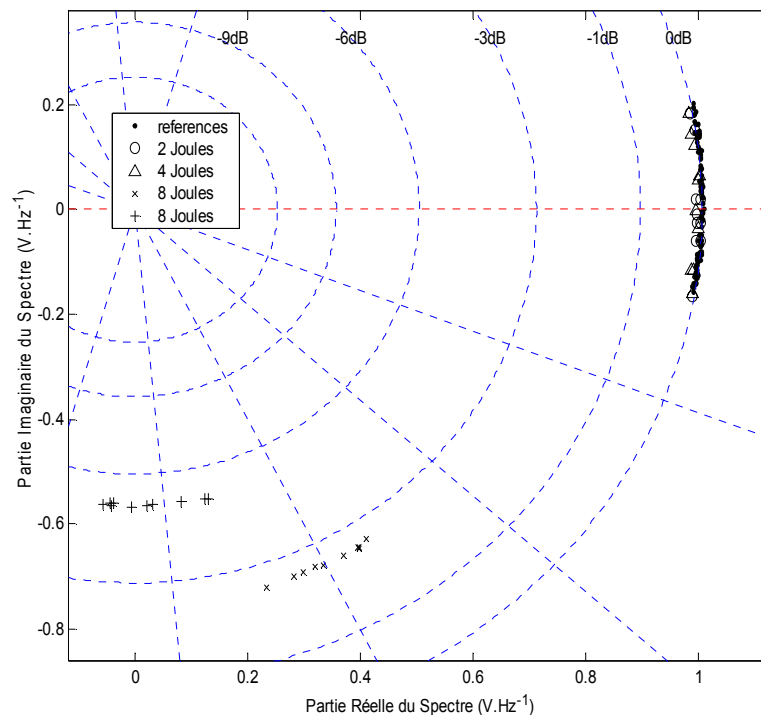


Figure 3-31. Maxima du spectre du mode S_0 transmis dans la plaque CFRP stratifié

Si la détection des impacts endommageants de cette campagne de mesure est effective par la méthode de représentation graphique à deux dimensions, nous mettons tout

de même en œuvre la méthode de détection par le paramètre scalaire DI (3-5) afin d'en éprouver la sensibilité face à ce type de défaut réels. Les spectres des 100 signaux recueillis dans la plaque saine sont donc à nouveau utilisés pour définir le seuil de détection de DI , qui est fixé arbitrairement à la valeur moyenne de DI augmentée de 5 fois la valeur de l'écart-type de la distribution de DI pour ce jeu de référence. La Figure 3-32 représente l'évolution de notre paramètre d'endommagement au cours des 140 enregistrements dans cet échantillon de CFRP stratifié : 100 mesures de référence et 10 mesures après chacun des impacts successifs d'énergie 2, 4, 8 et 8 J. Le premier et le second impact de 8 Joules produisent des niveaux moyens pour les dix valeurs de DI correspondantes d'environ 38% et 51% respectivement. Sachant que le seuil de détection de DI se situe légèrement en dessous de 1,5%, il va sans dire que la détection des défauts induits par ces impact est aisée.

Concernant les deux impacts légers d'énergie 2 Joules (enregistrements N°101 à 110) et 4 Joules (enregistrements N° 111 à 120), on distingue sur le détail de la Figure 3-32 que le paramètre DI met en évidence les différences même légères infligées aux spectres transmis dans la plaque après ces événements.

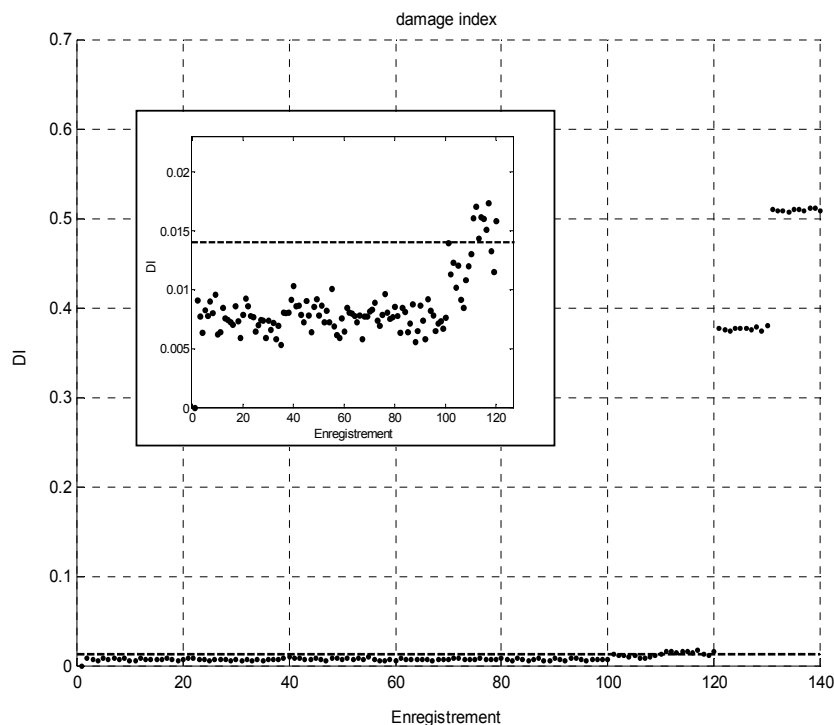


Figure 3-32. Paramètre DI dans la plaque de CFRP stratifié pour $f = 280$ kHz

Nous remarquons qu'une des signatures du premier impact est pratiquement égale à la valeur du seuil, et que les signatures du second impact chevauchent ce seuil, de sorte que la moitié d'entre elles sont situées au-delà et sont donc "arithmétiquement" considérées comme des alarmes. Cet état de fait provient bien évidemment du choix arbitraire de la valeur du seuil de détection qui ne se trouve pas en adéquation exacte avec le seuil d'endommagement déterminé expérimentalement par la mesure de la force sur l'impacteur. Dans ce cas précis, on voit que DI possède une sensibilité supérieure à celle obtenue par l'observation de la décroissance de la force sur l'impacteur, et l'on peut supposer qu'il permet de mettre en évidence la présence d'endommagements plus fins comme des ruptures de fibres par exemple.

L'adéquation entre le seuil de détection et le seuil d'endommagement aux alentours de 6,3 Joules aurait pu être trouvée si nous avions placé des capteurs dans la même configuration sur les échantillons ayant servi à la détermination de ce dernier et si nous avions procédé au calcul de DI parallèlement. Cette méthode n'a pas été retenue par manque d'un nombre suffisant de plaques de dimensions comparables à celle de l'expérience finale. Quoi qu'il en soit, nous ne cherchons pas à calibrer le dispositif contrôle de santé intégré par ce type de tests destructifs et nous verrons par la suite quelles stratégies peuvent être envisagées pour adapter la définition du seuil de détection de DI .

3.4.3.2 Sensibilité relative des modes de Lamb

3.4.3.2.1 Cas du CFRP stratifié

Ne disposant que des enregistrements à la fréquence $f=280\text{kHz}$ évoqués au paragraphe précédent, nous abordons la question de la sensibilité relative des différents modes de Lamb présents dans la plaque par le fenêtrage temporel des signaux transmis. Nous recalculons l'évolution du paramètre DI au cours du processus d'endommagement, en ne préservant qu'un des paquets d'ondes attribués aux modes S'_1 , S'_0 et A'_0 par l'identification de leurs temps d'arrivée respectifs.

Sur la Figure 3-33a, nous avons représenté les valeurs du paramètre DI en ne considérant que le paquet d'onde correspondant à S'_0 . A cette fréquence, le résultat obtenu est logiquement très similaire à celui obtenu précédemment en l'absence de fenêtrage, du fait de la génération optimale du mode S'_0 . Cela entraîne également une faible dispersion du jeu de références correspondant à ce paquet d'onde, donc une faible valeur pour le seuil de détection. Nous notons que cette fois, seules les signatures des impacts dits

endommageants sont situées au-delà du seuil de détection. La Figure 3-33b représente sur la même échelle verticale les résultats obtenus en ne considérant que le paquet d'onde correspondant au mode S'_1 , qui parvient au récepteur avant S'_0 mais qui n'est que très faiblement excité. Le plus faible rapport signal sur bruit des signaux temporels entraîne une plus forte dispersion du jeu de référence de DI et impose au seuil de détection une valeur proche de 7%. Neuf des dix signatures du premier impact endommageant se situent au-delà du seuil mais aucune des signatures du second ne dépasse ce seuil, ce qui compromet tout espoir de détection fiable à l'aide du mode S'_1 . Enfin, la Figure 3-33c retrace sur la même échelle verticale l'évolution de DI pour le paquet d'onde attribué à A'_0 , avec toutefois la réserve que la fenêtre temporelle choisie peut également contenir d'autres contributions comme les réflexions de S'_0 sur les bords de plaque. Dans ce cas, le seuil de détection se situe autour de 5% et chacun des impacts endommageants est détecté sans ambiguïté. Les niveaux atteints par DI sont supérieurs à ceux observés dans le cas de S'_0 , puisqu'ils atteignent environ 62% et 78%. Le fenêtrage temporel dans cette zone offre dans ce cas précis la perspective d'une meilleure résolution pour la détection d'impacts dont l'énergie serait proche du seuil d'endommagement dans ce matériau. A ce stade, il est cependant difficile de savoir si ce résultat est dû à une meilleure sensibilité du mode A'_0 ou à l'exacerbation des différences entre les spectres transmis résultant d'une interférence entre A'_0 et d'autres contributions.

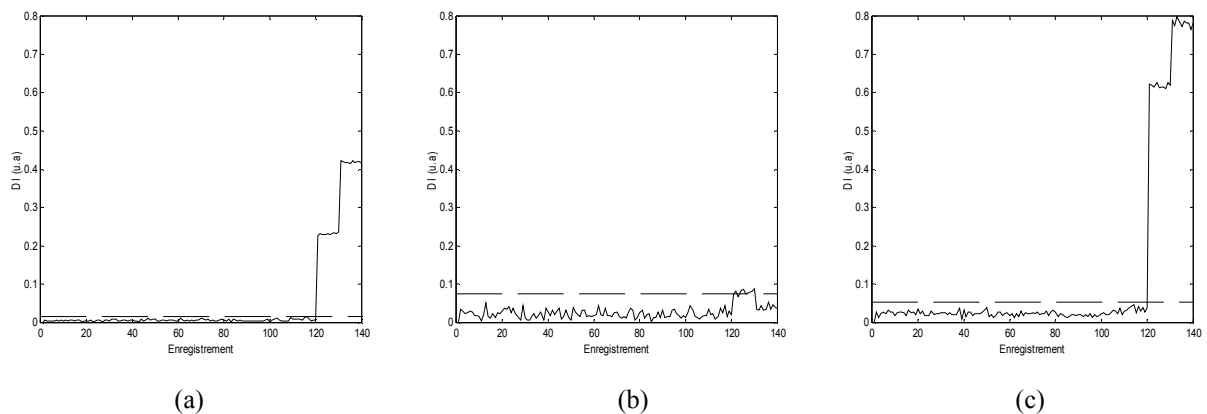


Figure 3-33. Paramètre DI calculé dans la plaque de CFRP stratifié pour $f = 280$ kHz avec fenêtrage des signaux temporels correspondant aux mode S'_0 (a), S'_1 (b) et A'_0 (c)

3.4.3.2.2 Cas du SMC

Une campagne de mesure similaire a été conduite dans une plaque de matériau SMC. Le seuil d'endommagement dans ce matériau a été estimé à environ 0,7 Joule. Cette tâche a cependant été compliquée par la présence de porosités et par l'hétérogénéité locale du taux de fibres. En effet, il nous a été permis d'observer de grandes disparités dans la forme et la taille des défaut induits par des impacts de même énergie à différentes positions sur un même échantillon.

Les processus d'endommagement mis en jeu sont différents de ceux décrits pour un matériau stratifié. Il n'est pas question d'observer ici de délamination mais des ruptures de fibres et de matrice. L'inspection visuelle de l'échantillon a révélé la présence de nombreuses fissurations autour du point d'impact.

La plaque de SMC a subi 4 impacts successifs à la même position et d'énergie croissante (1, 2, 3 et 4 Joule). La Figure 3-34 représente les résultats obtenus par le calcul de DI sans fenêtrage temporel pour les deux fréquences particulières que nous avons retenues pour l'optimisation de la génération des modes fondamentaux (A_0 , S_0) dans ce type de composite.

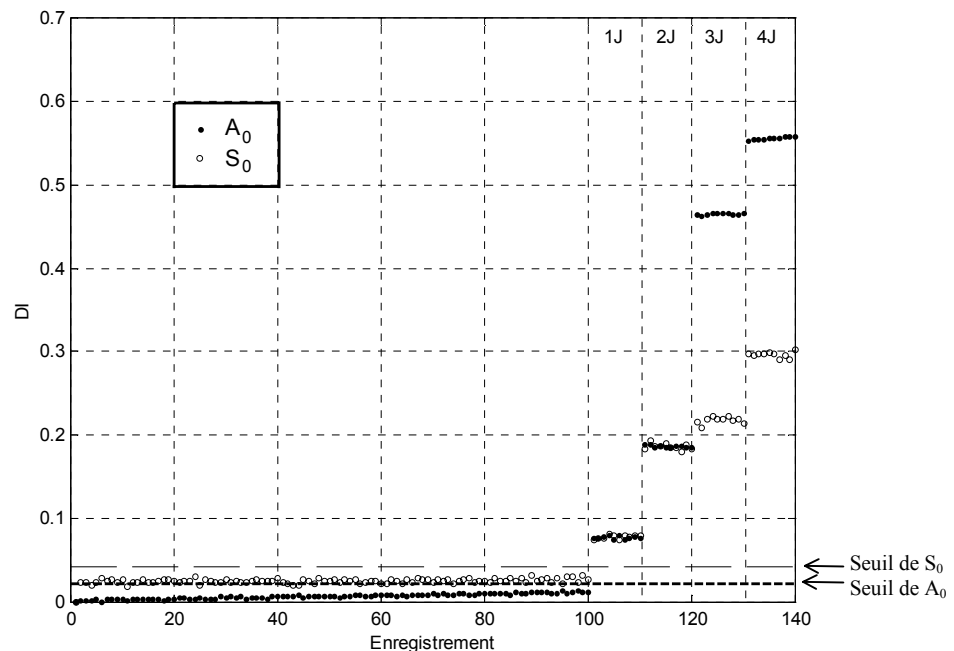


Figure 3-34. Paramètre DI dans la plaque de SMC pour $f=50$ kHz (A_0 : ●) et $f=160$ kHz (S_0 : ○), d'après T. Monnier^[103-MON00c]

Bien que la détection de tous les défauts induits par ces impacts endommageants soit effective pour chacun des modes, il apparaît clairement que le mode A_0 possède une meilleure sensibilité relative à ce type d'endommagement que le mode S_0 .

Nous observons également une "dérive" du paramètre DI pendant l'enregistrement des 100 signatures de références (plus prononcée dans le cas $f=50\text{kHz}$), alors que nous sommes en mesure d'affirmer qu'aucun endommagement n'est présent à aucun de ces instants. Cette augmentation de DI provient de changements dans la propagation des ondes de Lamb qui peuvent sans nul doute être attribués à des variations des conditions environnementales de l'expérience (température, taux d'humidité, etc.). Sans l'introduction du premier impact, il serait légitime de penser à la vue de la Figure 3-34 que l'évolution du paramètre DI aurait pu l'amener à dépasser la valeur du seuil de détection initial.

Pour pallier ce problème sans changer la formulation du paramètre DI , une solution simple consiste à définir le seuil d'endommagement à partir d'un jeu de référence glissant. Il s'agit donc d'actualiser la valeur de ce seuil en temps réel à partir par exemple des 100 dernières signatures enregistrées.

3.5 LOCALISATION DES DEFAUTS

Nous nous intéressons dans cette partie à la localisation des défauts. La position des défauts sera déduite de la position des échos provenant de ces endommagements dans les signaux temporels émis et reçus sur des capteurs distincts utilisés en mode échographique. Soient les couples (x_e, y_e) des coordonnées connues des capteurs et (x, y) les coordonnées recherchées du défaut, nous utiliserons une méthode graphique pour la résolution des systèmes d'équation donnés par la présence d'un écho à un temps donné τ , c'est à dire pour l'identification des points d'intersection entre les courbes représentant les emplacements possibles du défaut.

3.5.1 Localisation dans le SMC

Nous avons vu lors de la caractérisation ultrasonore du SMC (paragraphe 3.1.1) que ce matériau possède une symétrie transverse isotrope par rapport à l'axe 3, c'est-à-dire que son tenseur d'élasticité est invariant par rotation autour de la normale aux échantillons. En d'autres termes, la célérité c des ondes de Lamb dans ce matériau est indépendante de la direction de propagation dans le plan de la plaque. Dans ces conditions, la courbe des

positions possibles d'un défaut dont l'écho apparaîtrait au temps τ dans le signal reçu sur un capteur est un cercle d'équation :

$$\tau = \frac{\sqrt{(x_e - x)^2 + (y_e - y)^2}}{2c} \quad (3-8)$$

où c peut être la célérité du mode A_0 ou du mode S_0 . Nous avons également envisagé les cas où il y a conversion du mode lors de sa réflexion sur le défaut.

Expérimentalement, de tels cercles issus de deux émetteurs distincts possèdent généralement deux points d'intersection distincts. L'un d'eux provient du défaut et correspond donc à la solution recherchée tandis que le second n'est qu'un "alias". Nous levons l'ambiguïté en utilisant au moins un capteur supplémentaire pour mettre en œuvre la méthode classique de triangulation illustrée sur la Figure 3-35.

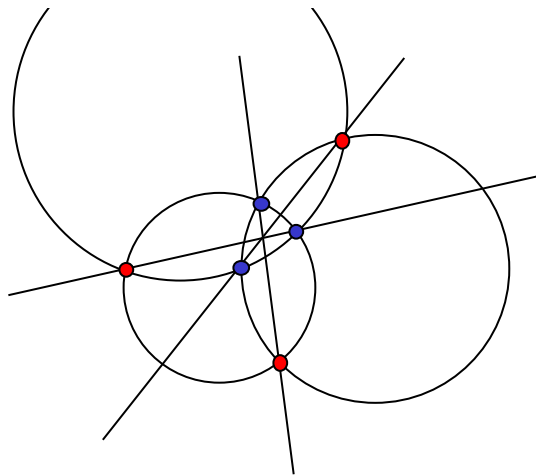


Figure 3-35. *Principe de la localisation par triangulation*

La Figure 3-36 montre le résultat de cette construction graphique dans le cas d'une plaque SMC instrumentée de 4 capteurs piézo-électriques interrogés trois par trois. Chacune des croix représente l'intersection possible entre les courbes déduites des échos de deux modes S_0 et/ou A_0 . On obtient finalement une délimitation des estimations de la position d'un trou de 10mm de diamètre dans une zone elliptique centrée sur la position effective du défaut dont la surface est évaluée à 6,9% de la surface totale de la plaque.

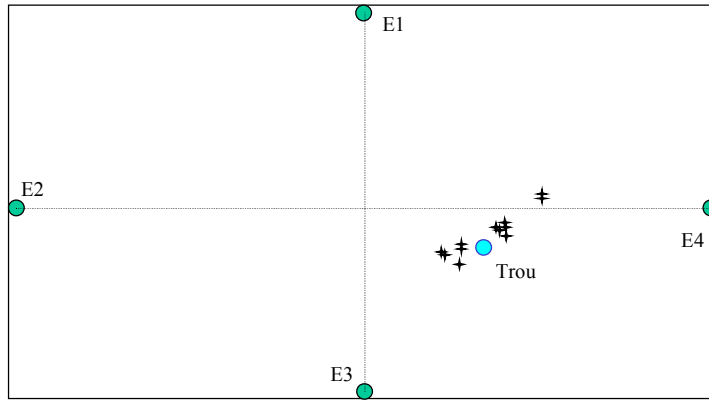


Figure 3-36. Localisation d'un trou de 10mm de diamètre dans une plaque de SMC de 250×450mm à l'aide de 4 capteurs

3.5.2 Localisation dans le CFRP stratifié

Dans le matériau CFRP stratifié, nous avons procédé de la même manière pour identifier l'emplacement d'un trou de 10mm de diamètre. Cette tâche est cependant compliquée par l'anisotropie du matériau qui nécessite l'estimation des courbes de vitesses des modes fondamentaux en fonction de la direction de propagation. Ces dernières ont été calculées dans l'Annexe A3-2. Les intersections des courbes représentant les positions possibles des échos détectés sur six capteurs disposés sur la périphérie de la plaque sont représentées par des croix sur la Figure 3-37.

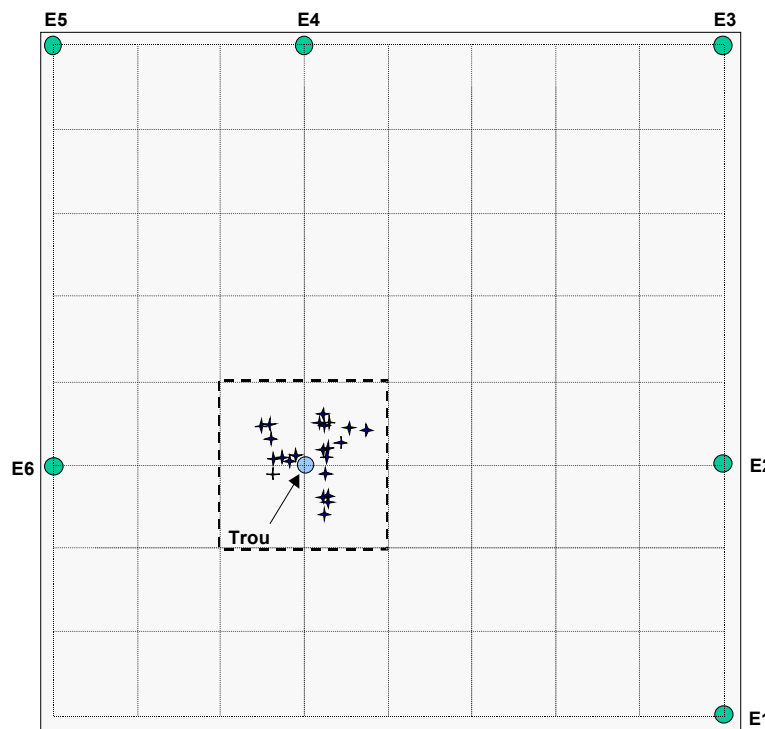


Figure 3-37. Localisation d'un trou de 10mm de diamètre dans une plaque de CFRP stratifié de 300×300mm à l'aide de 6 capteurs

La surface de la zone encadrée qui contient tous les emplacements proposés représente 6,25% de la surface interrogée.

Cette méthode de localisation n'est qu'une première approche du problème, en particulier dans ce dernier matériau anisotrope. L'exploitation des ondes de Lamb pour une localisation très précise de la position d'un réflecteur quasi-ponctuel nécessiterait une étude plus approfondie.

3.6 CONCLUSION

Après avoir déterminé les caractéristiques élastiques des matériaux composites à matrice polymère à notre disposition, nous avons calculé les courbes de dispersion des ondes Lamb pouvant se propager à l'intérieur de ces composites compte tenu de leurs divers degrés d'homogénéité et d'anisotropie. Fort de ces connaissances, nous avons pu identifier les différentes contributions aux signaux temporels transmis à l'intérieur des échantillons, en fonction des caractéristiques propres des modes générés et de la géométrie des configurations émetteur/structure/récepteur étudiées.

Nous avons exposé la stratégie que nous avons retenue pour le développement d'un système de contrôle de santé intégré de structures en temps réel et à grande distance. En particulier, la définition de paramètres d'endommagement fins a permis de démontrer la faisabilité de la détection de défauts de petite taille par rapport à la longueur d'onde des modes employés. Par l'étude expérimentale de divers processus d'endommagement, qu'il s'agisse de défauts contrôlés ou plus réalistes, nous avons éclairé le problème de la sensibilité relative des modes de Lamb fondamentaux. En particulier, nous avons observé une meilleure sensibilité du mode symétrique S_0 par rapport au mode antisymétrique A_0 à l'apparition de trous et nous sommes en droit de supposer qu'il en serait de même pour d'autres types de défauts pénétrants (fissures débouchantes, impact balistiques, etc.). A contrario, nous avons démontré la supériorité relative de A_0 sur S_0 pour la détection de délaminations parallèles au plan de la plaque à tester. Cependant, le mode S_0 reste le mode le plus recherché de manière générale en contrôle non-destructif du fait de son faible caractère dispersif aux basses fréquences, ce qui évite la distorsion des signaux lors de la propagation, et ce d'autant plus qu'il sera question de longues distances.

CHAPITRE 4

4 MODELISATION DE L'INTERACTION ENTRE ONDES DE LAMB ET DEFAUTS LOCALISES

INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous projetons de simuler l'interaction des modes de Lamb présents dans les plaques de matériaux composites à notre disposition avec des défauts localisés. Dans cette perspective, la modélisation par la méthode des éléments finis permet d'outrepasser les limitations de la modélisation classique que nous avons utilisée jusqu'ici. Nous décrirons brièvement le principe de l'application des éléments finis aux matériaux piézo-électriques, que nous illustrerons par la description du mode de déformation radial d'une pastille de PZT dans le vide. Dans un deuxième temps, nous validerons la méthode par la comparaison de résultats expérimentaux et simulés dans le cas d'un endommagement "2D" dans une plaque de SMC. Enfin, nous utiliserons la méthode des éléments finis pour dégager quelques conclusions sur les processus d'interaction entre les modes de Lamb généralisés dans un matériau CFRP antisymétrique et des délaminages simples ou multiples, et sur les conséquences de ces interactions en matière de détection des défauts.

4.1 LIMITATIONS DE LA MODÉLISATION ANALYTIQUE

Dans le chapitre 2, nous nous sommes dotés d'un outil de modélisation analytique de la propagation des ondes de Lamb généralisées, dans les matériaux homogènes ou stratifiés. Dans le cas particulier des matériaux stratifiés, nous avons pu étudier l'influence de l'orientation de plis identiques. Le modèle peut d'une manière plus générale s'appliquer à la modélisation des caractéristiques des ondes guidées à l'intérieur d'un empilement de couches de matériaux différents, et l'on pourra dans ce domaine se référer par exemple aux travaux de Kim et al.^[104-KIM81]

Pour simuler un délaminage, nous pouvons introduire une couche de très faible épaisseur et dont les constantes d'élasticité sont négligeables devant celles des plis du matériau étudié. Par exemple, la Figure 4-1 représente les profils de déplacement et de contrainte du mode S'_0 à $fd=0,9\text{MHz}\cdot\text{mm}$ à l'intérieur du matériau stratifié carbone/epoxy que nous avons présenté au paragraphe 3.1.3.1. Ce matériau possède 22 plis dont la séquence d'empilement antisymétrique est la suivante: $[90^\circ, [0^\circ_2, 90^\circ_2]_{10}, 0^\circ]$. Les déplacements longitudinal et normal sont des fonctions respectivement quasi-paire et

quasi-impair de x_3 , conformément au profil attendu d'un mode quasi-symétrique. Comme nous l'avons déjà observé précédemment, la contrainte de cisaillement est quant à elle quasiment paire contrairement au caractère impair de cette grandeur pour un mode purement symétrique.

Sur la Figure 4-2, nous avons représenté les profils obtenus au même produit fréquence épaisseur lors de l'insertion d'un délaminage entre les plis orthogonaux numérotés 3 et 4. Seules sont représentées par des lignes horizontales continues les interfaces entre plis orthogonaux. Nous observons l'établissement de deux régimes de vibration distincts dans les deux sous-systèmes résultant de ce délaminage. En particulier, les composantes normale et tangentielle de la contrainte sur les facettes 3 s'annulent bien à l'interface délaminée. Dans la couche supérieure formée de 19 plis, s'instaure un mode quasi-symétrique proche de S'_0 dans le cas non délaminé.

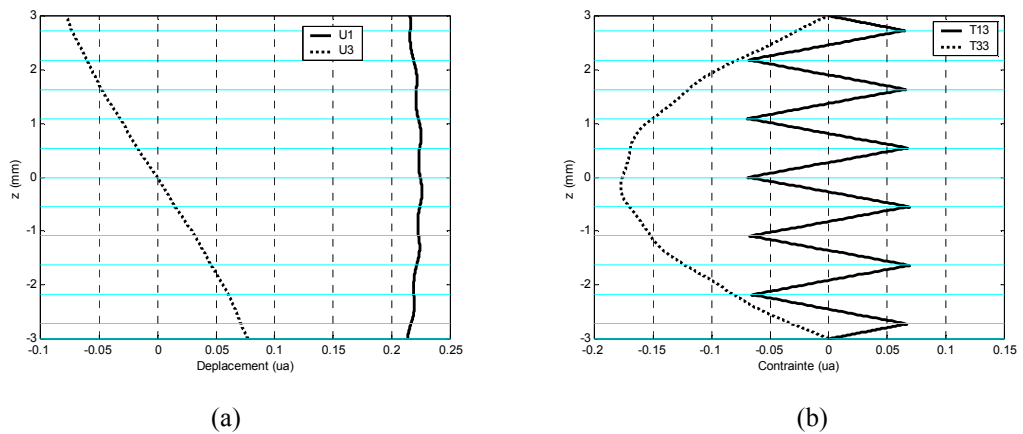


Figure 4-1. Déplacements (a) et contraintes (b) pour le mode S'_0 à $fd=0,9\text{MHz}\cdot\text{mm}$ dans le CFRP antisymétrique

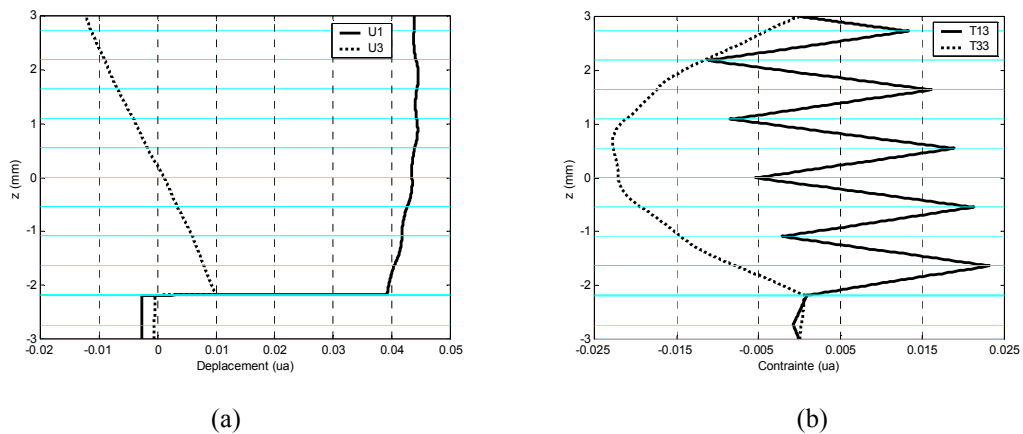


Figure 4-2. Déplacements (a) et contraintes (b) pour le mode S'_0 à $fd=0,9\text{MHz}\cdot\text{mm}$ dans le CFRP antisymétrique dont l'interface entre les plis numéro 3 et 4 est complètement délaminée

Enfin, dans la couche inférieure formée de 3 plis $[90^\circ, 90^\circ, 0^\circ]$, nous observons également un mode qui peut être qualifié de mode quasi-symétrique ou mode de compression à la vue de la prépondérance de la composante de déplacement longitudinal u_1 devant la composante de déplacement normal u_3 .

Cette méthode analytique souffre néanmoins de plusieurs limitations. En effet, basée sur l'établissement d'ondes planes, la seule variable étant x_3 , elle ne permet que de simuler des délaminages d'étendue infinie suivant x_1 et x_2 . De plus, cette méthode ne permet que de prendre en compte des structures planes à faces parallèles alors que les structures réellement utilisées dans un contexte industriel présentent des changements d'épaisseur, de courbure, etc.

Aussi, afin de modéliser les changements imposés par des *défauts localisés* aux signaux transmis à l'intérieur des structures dont nous suivons l'endommagement, nous aurons recours à la méthode des éléments finis. Cette formulation du problème permet d'imaginer la mise en œuvre de simulations numériques de la propagation des ondes guidées dans des structures de dimensions finies, de géométrie aussi complexe que possible et présentant éventuellement des endommagements localisés et de dimensions finies.

4.2 LA METHODE DES ELEMENTS FINIS

Nous nous plaçons désormais dans le cadre général des matériaux élastiques éventuellement piézo-électriques, afin de pouvoir intégrer dans la simulation le transducteur collé en surface de la plaque à tester.

4.2.1 Equations de la piézo-électricité

Les équations tensorielles de la piézo-électricité expriment les composantes du tenseur des contraintes T et du vecteur déplacement électrique D :

$$\begin{aligned} T_{ij} &= C_{ijkl}^E S_{kl} - e_{mij}^t E_m \\ D_i &= e_{ikl} S_{kl} + \epsilon_{ij}^S E_j \end{aligned} \quad (4-1)$$

où C^E est le tenseur des constantes élastiques à champ électrique constant, ϵ^S est le tenseur des constantes diélectriques évaluées à déformation constante, e est le tenseur de

rang 3 des modules piézo-électriques et e^t est le tenseur transposé correspondant à la commutation des indices $ikl \rightarrow kil$.

Les bilans des forces mécaniques et électriques à l'intérieur du solide, sont respectivement exprimés par le principe fondamental de la dynamique, qui en négligeant les forces de pesanteur et d'inertie est donné par la relation (2-8), et par le théorème de Gauss qui stipule la nullité de la divergence de D :

$$\nabla \cdot D = 0 \quad (4-2)$$

A ces expressions doivent s'adjoindre la relation liant le tenseur S des déformations au vecteur déplacement u (2-4) et la relation entre le champ électrique E et le gradient du potentiel électrique φ :

$$E = -\nabla \varphi \quad (4-3)$$

Enfin, le modèle constitutif d'un milieu piézo-électrique sera complètement défini par la prise en compte des conditions aux limites électriques et mécaniques.

4.2.2 La méthode des éléments finis appliquée aux matériaux piézo-électriques

La méthode consiste à transformer le problème aux dérivées partielles (formulation différentielle) en un problème approché de formulation algébrique linéaire sur des sous-domaines d'extension finie : les éléments finis. Pour cela, une première étape implique la formulation variationnelle du problème, où les équations différentielles (théorème de Gauss et principe fondamental de la dynamique) sont exprimées de manière intégrale^[105-NAI83].

La seconde étape réside dans la discrétisation (maillage) du domaine de résolution et à l'approximation des grandeurs physiques associées à l'élasticité et à la piézo-électricité du matériau. Le potentiel électrique φ est approché par φ_N , qui appartient à un espace de polynômes par morceaux engendré par la base scalaire de fonctions de forme (a_i) :

$$\varphi_N = \sum_{i=1}^N \phi_i a_i, \quad (4-4)$$

où N est le nombre de nœuds du maillage. De même, le vecteur déplacement \vec{u} est approché par \vec{u}_N sur la base vectorielle (b) dont les composantes sont des polynômes par morceaux :

$$\vec{u}_N = \sum_{r=1}^3 \sum_{i=1}^N U_i^r \vec{b}_i^r \quad \text{avec} \quad \vec{b}_i^r = b_i^r \vec{x}_i \Big|_{i=1, \dots, N; r=1, 2, 3} \quad (4-5)$$

En substituant les expressions (4-4) et (4-5) dans les équations intégrales de la formulation variationnelle du problème, on déduit une formulation matricielle dite *éléments finis* du modèle piézo-électrique^[106-ALL70, 105-NAI83, 107-LER90] .

$$\begin{bmatrix} M_{UU} & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \ddot{U} \\ \ddot{\phi} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} K_{UU} & K_{U\phi} \\ K_{U\phi}^t & -K_{\phi\phi} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U \\ \phi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} F \\ Q \end{bmatrix} \quad (4-6)$$

où U et ϕ sont respectivement les vecteurs colonnes des déplacements et des potentiels électriques nodaux. M_{UU} est la matrice de masse, K_{UU} la matrice de raideur élastique, $K_{U\phi}$ la matrice de raideur piézo-électrique, $K_{\phi\phi}$ la matrice de raideur diélectrique, F le vecteur colonne des forces mécaniques appliquées à la surface du maillage et Q le vecteur colonne des charges électriques appliquées. Les expressions intégrales de ces grandeurs sont données en Annexe A4-1.

En régime harmonique, l'expression matricielle (4-6) devient :

$$\begin{bmatrix} K_{UU} - \omega^2 M_{UU} & K_{U\phi} \\ K_{U\phi}^t & K_{\phi\phi} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U \\ \phi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} F \\ Q \end{bmatrix} \quad (4-7)$$

Nous utiliserons toujours des céramiques piézo-électriques polarisées suivant l'axe 3, avec des électrodes perpendiculaires à cet axe. Les électrodes sont des équipotentielles, ce qui permet la simplification de l'expression (4-7) par condensation statique des degrés de liberté électriques internes. De plus, en l'absence de forces mécaniques appliquées sur la structure, on obtient :

$$\begin{bmatrix} H_{UU} - \omega^2 M_{UU} & H_{U\phi} \\ H_{U\phi}^t & H_{\phi\phi} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U \\ \phi_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ Q \end{bmatrix} \quad (4-8)$$

où les termes H désignent les matrices de raideur élastique H_{UU} , piézo-électrique $H_{U\phi}$ et diélectrique $H_{\phi\phi}$ "durcies" dont les expressions sont données en Annexe A4-2. Le

potentiel de l'électrode inférieure est arbitrairement fixé à 0 et φ_0 désigne le potentiel électrique de l'électrode supérieure.

4.2.3 Exemple : vibration d'un disque piézo-électrique dans le vide

Pour la résolution des équations (4-8), nous avons utilisé le code d'éléments finis Abaqus/Standard, qui autorise la définition d'éléments piézo-électriques. Les constantes élastiques, diélectriques et piézo-électriques utilisées pour simuler le comportement de disques de céramique piézo-électrique sont celles du PZT-5A^[108-PEE99] et sont données en Annexe A4-3. Une analyse fréquentielle permet de mettre en évidence les modes propres de vibration de la pastille piézo-électrique seule. La Figure 4-3 représente par exemple le premier mode de vibration radiale du disque de PZT. La modélisation utilise des éléments axisymétriques 2D à quatre nœuds. Il y a symétrie axiale par rapport à l'axe normal aux surfaces du disque et qui porte la direction de polarisation de la céramique (axe vertical sur la Figure 4-3).

Dans ce cas où la pastille vibre librement, nous observons un mode de vibration presque purement polarisé suivant la direction 1. Les amplitudes des déplacements nodaux verticaux sont négligeables devant celles des déplacements nodaux radiaux, d'autant plus que le rapport d'aspect des éléments représentés sur la Figure 4-3 a été divisé par dix. En réalité, le rapport de la longueur des éléments sur leur épaisseur est de 25.

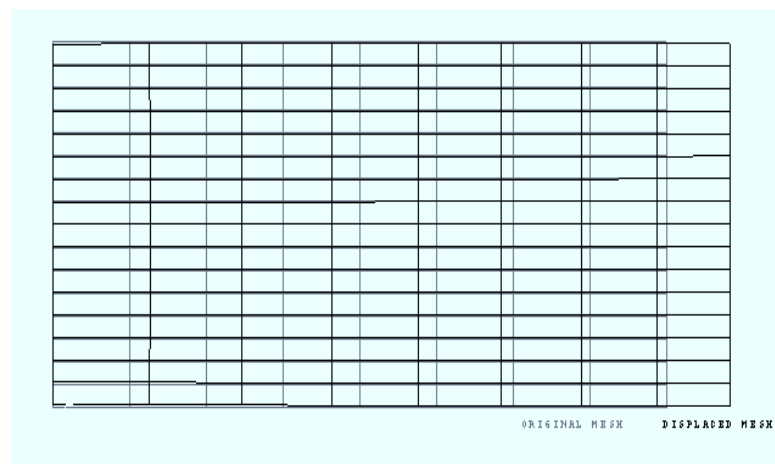


Figure 4-3. *Déformée d'un disque piézo-électrique de diamètre 10mm et d'épaisseur 0,40mm (trait plein), élément au repos (trait pointillés) : mode propre de vibration radial à $f=275,4\text{kHz}$*

4.3 VALIDATION DE LA METHODE

4.3.1 Simulation d'une structure complète

Notre démarche consiste désormais à simuler l'interaction entre une plaque de matériau composite et le capteur piézo-électrique collé à sa surface. Le code de calcul Abaqus/Standard n'autorisant pas la simulation dynamique de structures comportant des éléments piézo-électriques, nous décomposons l'étude d'une plaque instrumentée en deux étapes. Dans un premier temps, nous déterminons la réponse statique du système à l'application d'une tension électrique aux bornes du transducteur collé en surface de la plaque. Nous en déduisons les champs de déplacement et de contrainte induits dans la plaque par la déformation du capteur. La seconde étape consiste à utiliser ces données pour définir les amplitudes des forces appliquées lors de l'analyse dynamique du problème. Les amplitudes varient temporellement sous forme de trains d'ondes de 5 périodes de sinusoides de fréquence ajustable et modulés par une fenêtre de Hanning.

4.3.2 Défauts artificiels simples

Il aurait été souhaitable de tester la validité de la méthode par la reproduction d'une des expériences menées précédemment. Cependant, l'emploi d'éléments 3D exigé par une telle démarche est très coûteux en taille mémoire eu égard aux fréquences ultrasonores mises en jeu et à la nécessité, pour la pertinence des résultats, de limiter la taille maximale des éléments à $\lambda/4$, où λ est la plus petite longueur d'onde rencontrée dans le modèle^[109-ASS96, 110-MOU00]. Nous nous restreignons donc dans un premier temps à la simulation de plaques 2D (c'est-à-dire d'étendue finie dans la direction de propagation 1 et d'étendue infinie dans la direction 2).

4.3.2.1 Encoche dans une plaque de SMC : résultats expérimentaux

Nous mettons en place une expérience simple capable de se rapprocher de la situation que nous souhaitons simuler par la suite, à savoir l'introduction d'une encoche de 2,5 mm de largeur et de profondeur croissante entre l'émetteur et le récepteur dans une plaque de SMC (Figure 4-4). Suivant les directions (1,2,3) la plaque a les dimensions : 253×456×3 mm.

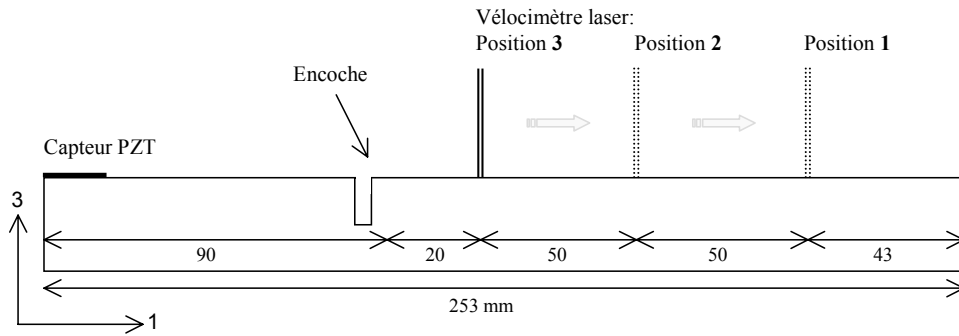


Figure 4-4. *Plaque de SMC avec une encoche de profondeur croissante : Schéma de principe*

La plaque n'est bien évidemment pas d'étendue infinie selon la direction 2 mais l'encoche sera pratiquée sur la plus grande longueur possible, soit 400mm, afin de se rapprocher de la situation souhaitée. En ne s'intéressant qu'au premier paquet d'onde transmis, nous sommes assurés que l'influence de l'encoche peut être mise en évidence sans perturbation de la part des réflexions en bord de plaque.

L'émetteur piézo-électrique est excité par un train d'onde de fréquence centrale $f=50\text{kHz}$ et le récepteur est un vélocimètre laser qui permet de mesurer par une technique interférométrique la composante normale de la vitesse $v_3 = \frac{\partial u_3}{\partial t}$ d'une zone quasiment ponctuelle à la surface de la plaque. Cette fréquence correspond à celle que nous avons choisie d'utiliser pour la génération du mode A_0 . Ce mode étant principalement un mode de flexion, il possède une forte amplitude de déplacement u_3 . Il est donc facilement mesurable grâce au vélocimètre laser, contrairement au mode S_0 qui est principalement polarisé dans le plan de la plaque. Les composantes v_3 des trains d'ondes transmis ont été mesurées pour trois positions différentes du récepteur (Figure 4-4) et pour une profondeur d'encoche allant jusqu'à l'épaisseur totale de la plaque (3mm) par pas de 0,5mm (nous notons qu'il reste des points d'attache de 25mm de largeur en bord de plaque).

Ce type de mesure sans contact avec la plaque et quasiment ponctuelle possède l'avantage de ne pas impliquer la fonction de transfert électromécanique d'un capteur traditionnel. Elle permet donc la comparaison directe avec les valeurs nodales des grandeurs correspondantes prédites par la méthode des éléments finis. La Figure 4-5 représente par exemple les mesures de la composante de vitesse v_3 effectuées pour les trois positions du récepteur dans la plaque saine puis dans la plaque ayant été entaillée de 1,5mm en profondeur.

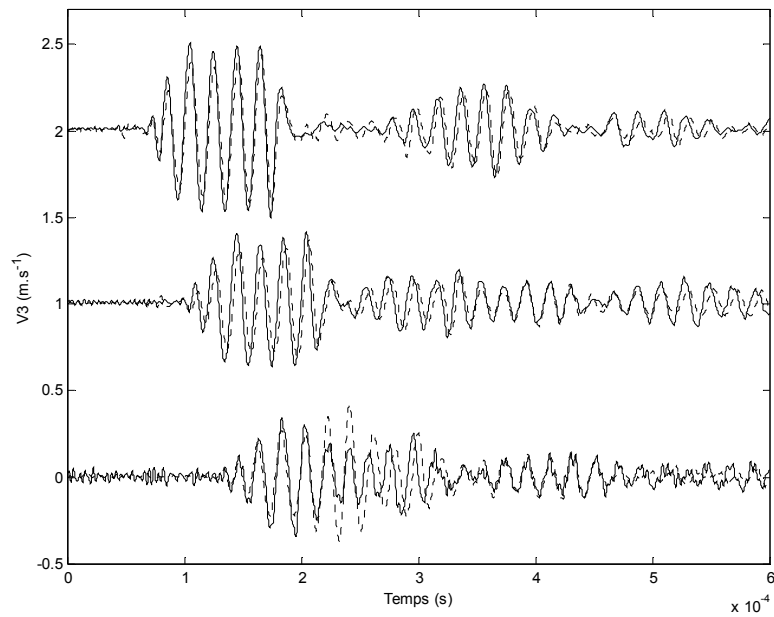


Figure 4-5. *Vitesse de particule(mode A_0) mesurée aux positions 1 (bas), 2 (milieu) et 3 (haut) dans la plaque saine (trait plein) et avec une entaille de 1,5mm de profondeur (trait pointillé)*

La Figure 4-6 montre l'évolution du paramètre DI calculé à partir des spectres des signatures de vitesse normale au cours du processus d'endommagement. Nous y observons la croissance rapide de DI . Globalement, les courbes obtenues présentent une pente légère tant que la profondeur de l'encoche n'a pas atteint la demi-profondeur de la plaque, puis la pente de DI est environ 4 fois supérieure. Nous remarquons que l'évolution de DI dépend peu de la position du récepteur, surtout après la traversée du plan médian.

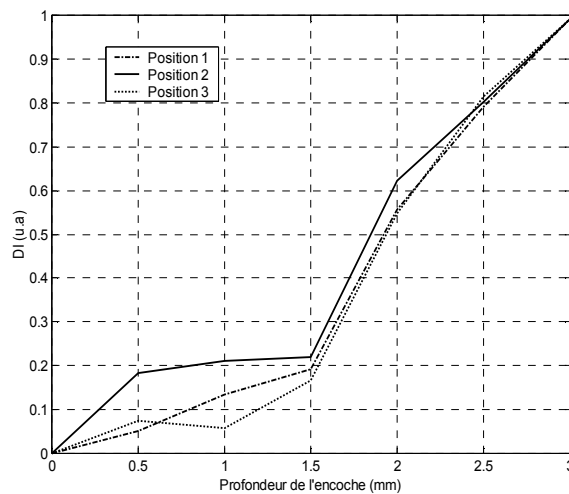


Figure 4-6. *Evolution de DI pour le mode A_0 en fonction de la profondeur de SMC entaillée*

4.3.2.2 Encoche dans une plaque de SMC : résultats simulés par éléments finis

Nous nous sommes efforcés de reproduire le plus fidèlement possible l'expérience du paragraphe précédent par une simulation numérique. Les contraintes géométriques de la simulation sont strictement celles de l'expérience (Figure 4-4). La seule inexactitude provient du fait que l'excitation électrique simulée est modulée par une fenêtre de Hanning pour éviter l'apparition de discontinuités trop sévères, alors que le train d'onde utilisé expérimentalement n'était pas filtré. Les éléments élastiques correspondant à la plaque de SMC ont pour dimension 2,5mm de largeur et 0,25mm d'épaisseur, alors que les éléments piézo-électriques qui représentent la pastille ont 2,5mm de largeur pour 0,05mm d'épaisseur. Le problème possède ainsi 1248 éléments définis sur 1366 nœuds et 2732 degrés de liberté.

Les signatures de la composante de vitesse v_3 simulées pour les trois positions du récepteur (Figure 4-7) sont conformes à celles mesurées dans les mêmes conditions (Figure 4-5). Seul l'amortissement des paquets d'onde suivant le premier mode transmis n'est pas correctement rendu, car la simulation 2D simule une ligne source et non un capteur quasi-punctuel. Pour une distance de propagation D , la divergence expérimentale selon les directions 1 et 2 du faisceau ultrasonore issu de la source, avec une atténuation associée proportionnelle à $(D)^{-1/2}$, n'est pas prise en compte dans la simulation.

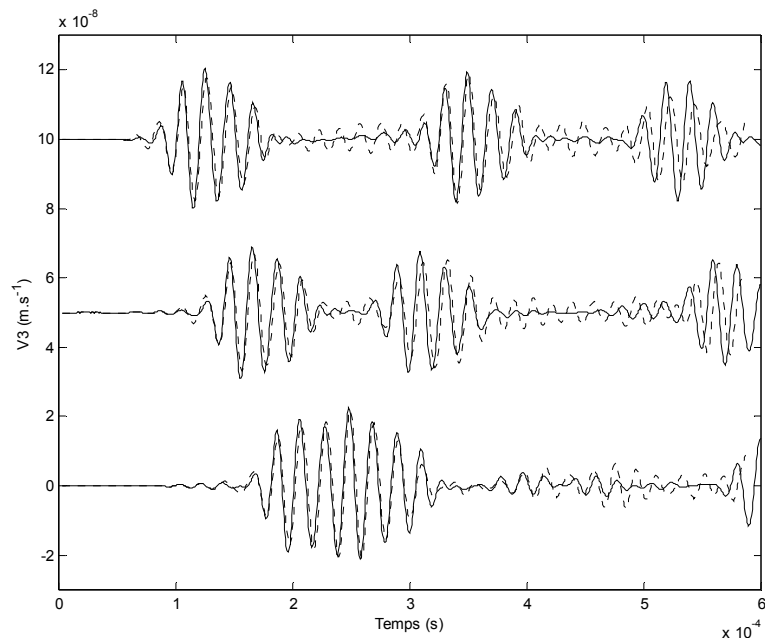


Figure 4-7. *Vitesse de particule simulée aux positions 1 (bas), 2 (milieu) et 3 (haut) dans la plaque saine (trait plein) et avec une entaille de 1,5mm de profondeur (trait pointillé)*

Nous ne serons pas gênés par ce problème en ne nous intéressant qu'au premier paquet d'onde transmis avec une vitesse normale v_3 significative, qui correspond ici au mode A_0 . Par ailleurs, l'attention du lecteur est attirée sur le fait que l'excitation étant conforme à l'expérience, la vibration du transducteur collé sur la surface supérieure de l'échantillon engendre également un mode symétrique S_0 dont la vitesse de propagation est supérieure à celle de A_0 , mais qui ne possède qu'une faible amplitude de v_3 . On peut d'ailleurs constater la présence de ce mode sur la Figure 4-8, qui représente les déformées de la plaque saine et de la plaque endommagée par une encoche de 1,5mm de profondeur et où les niveaux de gris correspondent à l'amplitude du déplacement longitudinal u_1 . Le mode S_0 précède A_0 et s'identifie clairement par la parité de sa composante u_1 dans l'épaisseur de l'échantillon, tandis que le déplacement longitudinal de A_0 est une fonction impaire de l'épaisseur. Les longueurs d'ondes observées sont conformes à celles prédites théoriquement par les vitesses de phase des modes à la fréquence de travail utilisée : $\lambda_{th}(A_0)=16,3\text{mm}$ et $\lambda_{th}(S_0)=62,2\text{mm}$.

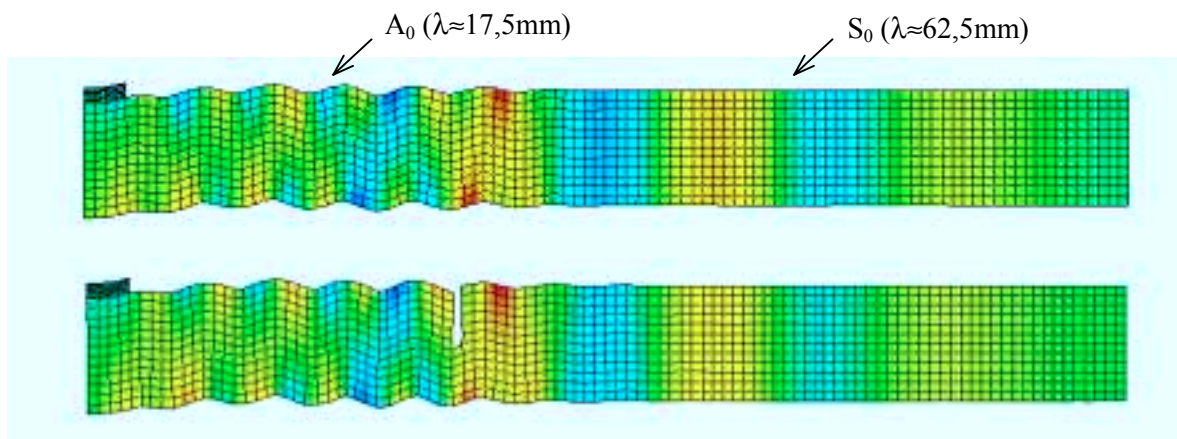


Figure 4-8. Déformées de la plaque saine (haut) et endommagée (bas) (échelle verticale dilatée 10 fois)

Finalement, les signatures temporelles de v_3 simulées à la position numéro 3 ont été utilisées pour la détection du défaut. La méthode des maxima des spectres dans le plan complexe permet facilement de mettre en évidence l'endommagement croissant, par l'atténuation de l'amplitude du spectre et par le déphasage induit (Figure 4-9a). L'évolution du paramètre DI issu des spectres simulés est en relativement bonne adéquation avec celle observée expérimentalement (Figure 4-9b).

Nous avons ainsi la preuve de la fiabilité de la méthode des éléments finis pour simuler l'interaction des ondes de Lamb avec un défaut localisé. Pour analyser la sensibilité relative des différents modes, cette méthode possède de plus l'avantage de pouvoir générer

des modes purs de manière séparée afin d'en déterminer les mécanismes particuliers d'interaction au passage sur un défaut. Nous suivrons cette démarche dans la partie suivante en nous intéressant à la détection de délaminage dans le composite CFRP stratifié.

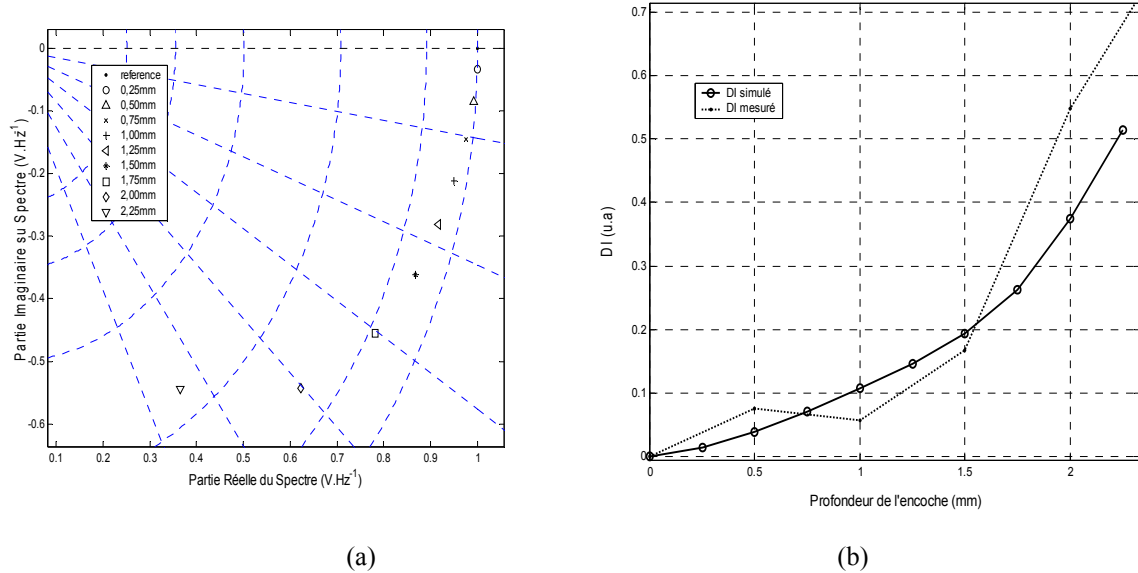


Figure 4-9. Evolution simulée de v_3 dans le plan complexe (a) et comparaison entre DI mesuré et simulé pour le mode A_0 en fonction de la profondeur de SMC entaillée (b)

4.4 DETECTION DE DELAMINAGE DANS LE CFRP STRATIFIE

Nous avons modélisé une plaque du matériau stratifié avec la séquence d'empilement antisymétrique rappelée en introduction, de 300 mm de longueur et de 6 mm d'épaisseur. Les éléments utilisés sont rectangulaires à quatre nœuds et leur dimension est imposée par la plus petite longueur d'onde que nous rencontrerons et par le rapport d'aspect maximum imposé par le logiciel. Les éléments ont pour dimensions 1,75 mm \times 0,1364 mm. Le modèle possède donc 7480 éléments formés sur 7716 nœuds, et 15432 degrés de liberté.

Contrairement au paragraphe 4.3, nous introduisons des modes purs dont les profils de déplacements sont ceux prédits par le modèle présenté au chapitre 2 en accord avec les vitesses de phases présentées sur les courbes de dispersion de ce matériau sur la Figure 3-5.

4.4.1 Délaminage simple

4.4.1.1 Cas de S'_0

Comme dans le modèle analytique présenté en introduction, nous introduisons un délaminage à l'interface entre les plis numéro 3 et 4. Le délaminage est ici limité à une

longueur de 38,5 mm (22 éléments). Les profils de déplacements de S'_0 prévus dans une plaque saine à $fd=0,9\text{MHz}\cdot\text{mm}$ (Figure 4-1) sont introduits à gauche de la plaque sous forme de trains d'onde de 5 périodes de sinusoïdes modulés par une fenêtre de Hanning. Il est à noter que S'_0 possède à ce produit fd une longueur d'onde théorique d'environ 44 mm et qu'en l'absence de défaut, seule la propagation de ce mode est observée dans la plaque.

La Figure 4-10 représente un instantané du champ de déplacement normal u_3 à $t=51,3\mu\text{s}$ après le début de l'excitation dans le cas de la plaque saine et quand le délaminage est présent. Dans le second cas, on observe en avant du front d'onde que le mode S'_0 s'est recombinaé après son passage sur le défaut. De plus, il apparaît à l'intérieur du sous-système de 0,82 mm d'épaisseur constitué par le délaminage et la face inférieure de la plaque un mode de longueur d'onde plus faible ($\lambda\approx 7\text{mm}$) et que nous identifions clairement comme un mode presque purement antisymétrique. Il s'avère que la longueur d'onde théorique du mode A'_0 dans la sous-couche considérée est de 7,2 mm. Nous concluons donc qu'il se produit une conversion de mode au contact du défaut. Après le passage sur cette zone, une partie de l'énergie incidente est restituée par une nouvelle conversion qui "reconstitue" le mode S'_0 au-delà du défaut. Par ailleurs, il semble qu'une autre partie de l'énergie est "piégée" par un mode plus lent à l'intérieur de la sous-couche.

Lorsque nous nous intéressons par exemple à la composante de déplacement u_3 en bout de plaque, le début du paquet d'onde correspondant au mode S'_0 n'est que faiblement affecté par la présence du défaut. Sur la Figure 4-11, le premier paquet d'onde en trait plein correspond au mode S'_0 transmis directement de l'extrémité gauche de la plaque au nœud placé à 5 mm de l'extrémité droite et sur la surface supérieure de la plaque, alors que le second paquet d'onde correspond au triple transit de ce mode. La position du point de réception choisi correspondrait au centre d'un disque piézo-électrique de 10 mm identique à ceux que nous avons expérimentalement placé en bord de plaque. Après l'introduction du délaminage, il apparaît en trait pointillé, une nouvelle contribution à u_3 en provenance du défaut (Figure 4-11). En l'absence de fenêtrage temporel, le calcul du paramètre d'endommagement DI défini par la relation (3-5) comparant les spectres transmis dans la plaque saine et dans la plaque endommagée donne la valeur de 38,1%, qui est amplement suffisante pour la détection de ce délaminage, dont la taille est proche de la longueur d'onde du mode incident. En ne considérant que le paquet d'onde correspondant au mode S'_0 transmis directement de l'émetteur au récepteur, le paramètre DI atteint une valeur de 7,9%. Nous rappelons que les seuils de détection typiquement observés expérimentalement

pour DI dans ce type de matériau étaient de l'ordre de 5%.

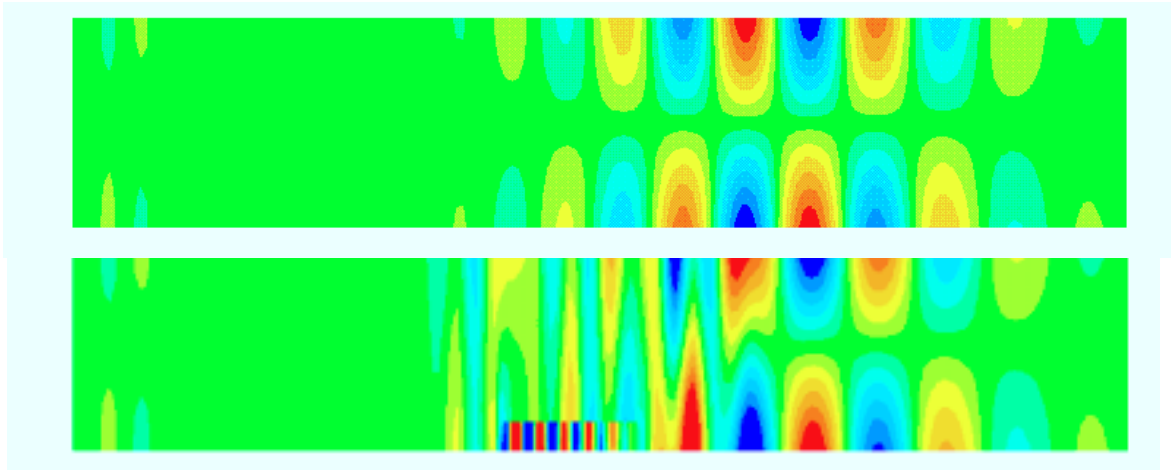


Figure 4-10. Instantané à $t=51,3\mu s$ du champ de déplacement normal u_3 engendré à $f=150kHz$ par S'_0 dans une plaque saine (haut) et avec un délaminage de 38,5mm (bas) (échelle verticale dilatée 10 fois)

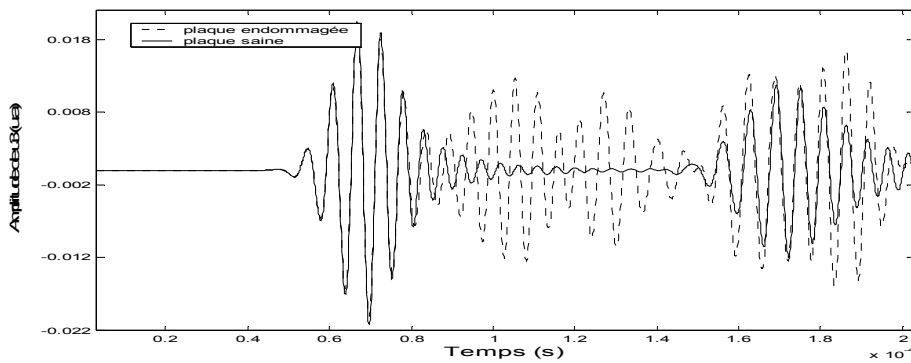


Figure 4-11. Amplitudes de déplacement normal en bout de plaque saine et avec un délaminage de 38,5mm entre les plis 3&4 simulées après l'introduction de S'_0

Enfin, nous remarquons qu'en s'intéressant aux signaux temporels reçus sur le point situé sur la face inférieure de la plaque en regard du point de réception précédent, nous obtenons dans le cas sain une courbe pratiquement identique mais de signe opposé. Dans le cas endommagé, les courbes d'amplitude de u_3 de part et d'autre de la plaque ne sont pas de signe opposé du fait de l'asymétrie de la position du défaut. Si l'on avait accès aux deux faces de la structure à tester, il serait judicieux d'exploiter cet état de fait, en considérant la somme (resp. la différence) arithmétique des contributions de u_3 (resp. de u_1) reçues sur deux récepteurs identiques placés en regard l'un de l'autre. La Figure 4-12 représente les courbes obtenues par l'addition de ces deux contributions dans le cas sain et dans le cas endommagé. Dans le premier cas, les contributions s'annulent pratiquement partout, ce qui fournit une référence qui peut être encore plus facilement distinguée du cas endommagé (en trait pointillé) pour lequel la signature du défaut est exacerbée.

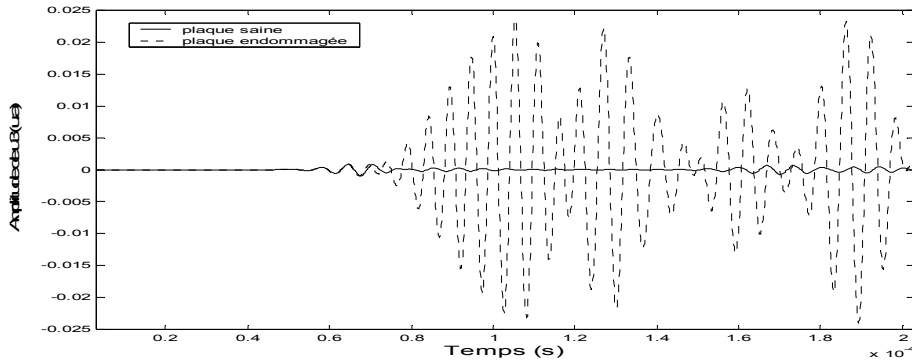


Figure 4-12. Sommes des amplitudes de déplacement normal de S'_0 de part et d'autre du bout de plaque

4.4.1.2 Cas de A'_0

Nous procédons de la même manière pour l'introduction d'un mode quasi-antisymétrique A'_0 . En imposant à gauche de la plaque les profils de déplacements prévus pour A'_0 dans une plaque saine à $fd=0,9\text{MHz}\cdot\text{mm}$, nous observons la propagation d'un mode unique et presque purement antisymétrique dont la longueur d'onde est d'environ 10,5 mm (6 éléments) en l'absence de défaut. La longueur d'onde théorique de A'_0 pour ce produit fd est de 11,9 mm. En présence du défaut, la Figure 4-13 représente un instantané du champ de déplacement normal u_3 à $t=102,6\mu\text{s}$ après le début de l'excitation. A cet instant, le front d'onde du mode fondamental antisymétrique est en interaction avec la sous-couche de 0,82 mm d'épaisseur. Il y n'a pas de conversion de mode au sens où la vibration apparaissant dans la sous-couche est clairement identifiable comme un mode antisymétrique. Simplement, la réduction d'épaisseur due au délaminage entraîne une légère diminution de la longueur d'onde du mode A'_0 à l'aplomb du défaut ($\lambda\approx 10,1\text{mm}$). A l'intérieur de la sous-couche, la longueur d'onde observée ($\lambda\approx 7\text{mm}$) est à nouveau conforme à celle prévue à la fréquence $f=150\text{kHz}$ pour une plaque de cette épaisseur.

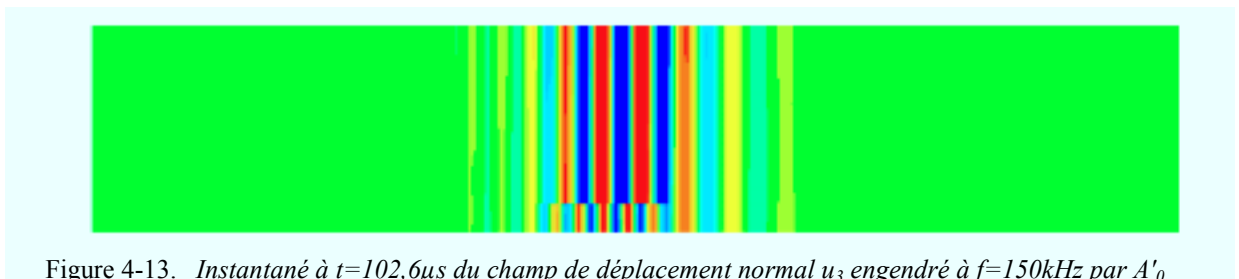


Figure 4-13. Instantané à $t=102,6\mu\text{s}$ du champ de déplacement normal u_3 engendré à $f=150\text{kHz}$ par A'_0 dans une plaque de CFPR avec un délaminage de 38,5mm de longueur (échelle verticale dilatée 10 fois)

La Figure 4-14 représente la composante de déplacement u_3 estimée sur le nœud placé à 5 mm de l'extrémité droite et sur la surface supérieure de la plaque. Le paquet

d'onde principal correspond au mode A'_0 attendu à $t=165\mu\text{s}$ environ. Il est précédé d'une faible contribution de déplacement normal de S'_0 . Bien que nous ayons introduit les seuls déplacements prévus pour le mode A'_0 pur, l'élasticité du matériau entraîne la propagation d'un mode S'_0 de faible amplitude comme nous avons pu le constater par ailleurs lors de l'observation des déformées de la plaque. De plus, le mode A'_0 prédit dans ce matériau antisymétrique au produit $fd=0,9\text{MHz}\cdot\text{mm}$ n'est pas une aussi bonne approximation d'un mode antisymétrique que ne l'est S'_0 pour un mode de Lamb symétrique. Le mode que nous introduisons peut par conséquent comporter une légère composante de compression.

En l'absence de fenêtrage temporel nous obtenons pour DI la valeur de 13,7%. En fenêtrant les signaux autour du paquet d'onde principal correspondant à A'_0 , la valeur du paramètre d'endommagement DI atteint en présence de ce délaminage la valeur de 7,5%.

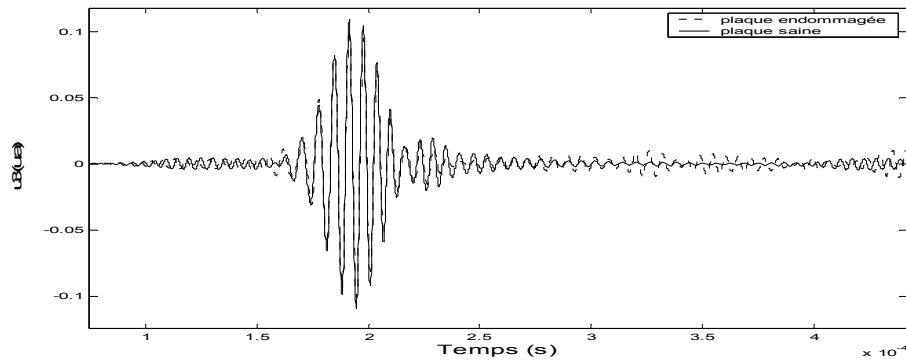


Figure 4-14. Amplitudes de déplacement normal en bout de plaque saine et avec un délaminage de 38,5mm entre les plis 3&4 simulées après l'introduction de A'_0

Enfin, en s'intéressant cette fois à la différence entre les signaux temporels reçus de part et d'autre de la plaque dans les cas sain et endommagé, nous observons sur la Figure 4-15 que cette opération algébrique semble apporter moins de bénéfice pour ce mode que la somme employée au paragraphe précédent pour S'_0 .

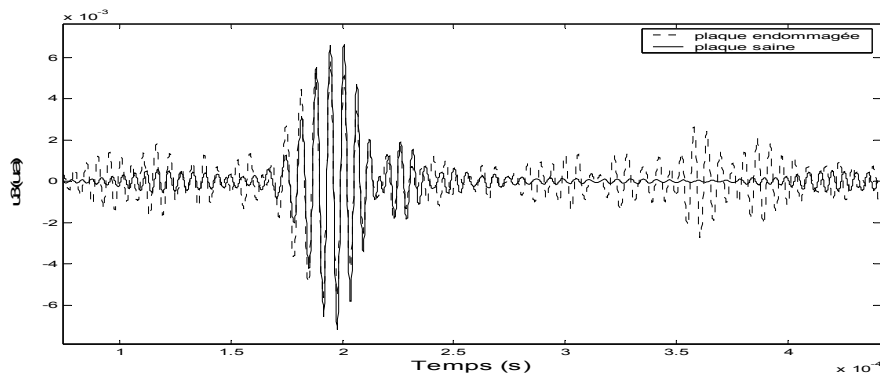


Figure 4-15. Différences des amplitudes de déplacement normal de A'_0 de part et d'autre du bout de plaque

4.4.2 Délaminage induit par impact basse-vitesse

4.4.2.1 Cas de S'_0

Nous utilisons ici la méthode des éléments finis pour étudier l'interaction du mode S'_0 avec un défaut plus réaliste. Nous introduisons une succession de délaminages de longueur croissante avec la profondeur dans l'échantillon de manière à aboutir à la description du défaut observé expérimentalement lors de l'impactage de la plaque de CFRP stratifié (paragraphe 3.4.2). Seules les interfaces entre plis orthogonaux sont délaminées. La première interface sous la surface impactée montre une délamination de 3,5 mm de longueur alors que la dernière délamination qui forme la base du cône est longue de 42 mm.

Sur la Figure 4-16, nous avons à nouveau représenté en niveau de gris l'amplitude de déplacement normal u_3 , au même instant que dans le cas de l'interaction de S'_0 avec un délaminage simple (Figure 4-10).

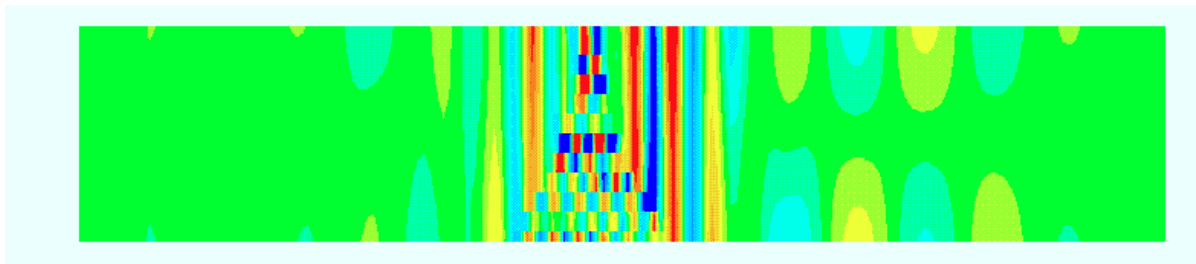


Figure 4-16. Instantané à $t=51,3\mu s$ du champ de déplacement normal u_3 engendré à $f=150\text{kHz}$ par S'_0 dans une plaque de CFRP avec un délaminage de forme conique (échelle verticale dilatée 10 fois)

Au passage du train d'onde sur le défaut, les multiples interactions entre l'onde incidente et les sous-couches de longueur variable créent un régime de vibration assez perturbé. A nouveau, il y a conversion de mode puisqu'au sortir de la traversée du défaut, nous observons un paquet d'onde de plus faible longueur d'onde et dont la composante u_3 est une fonction quasi-paire de x_3 , caractéristique d'un mode quasi-antisymétrique.

En bout de plaque, comme dans le cas du délaminage simple, nous observons une atténuation de l'amplitude de u_3 pour le premier paquet d'onde transmis (S'_0 direct) et l'apparition d'un mode plus lent possédant une amplitude crête à crête de u_3 qui cette fois dépasse celle de S'_0 . En ne considérant que S'_0 , nous obtenons une valeur de DI de 47%.

4.4.2.2 Cas de A'_0

A titre de comparaison, nous introduisons dans la plaque endommagée par le même délaminage multiple en forme de cône les profils de déplacement du mode quasi-

antisymétrique A'_0 prévus à $fd=0,9\text{MHz}\cdot\text{mm}$. Le champ de déplacement normal u_3 représenté sur la Figure 4-17 à l'instant $t=102,6\mu\text{s}$ après le début de l'excitation est fortement perturbé par la présence du défaut. Il s'ensuit une très forte atténuation du paquet d'onde correspondant au mode A'_0 transmis en bout de plaque. En conséquence, la valeur du paramètre d'endommagement calculée dans ce cas est de 76%.

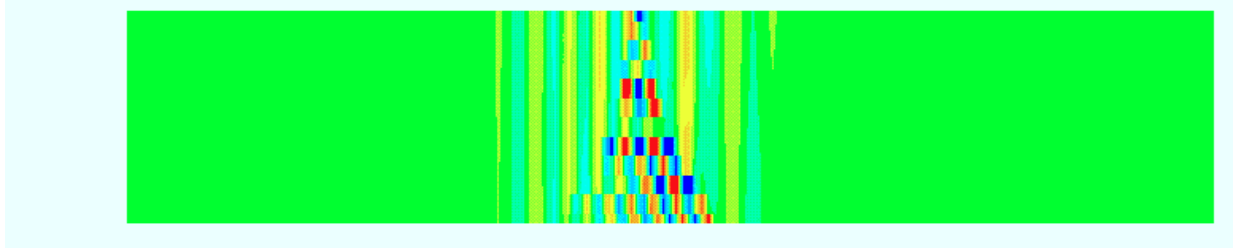


Figure 4-17. Instantané à $t=102,6\mu\text{s}$ du champ de déplacement normal u_3 engendré à $f=150\text{kHz}$ par A'_0 dans une plaque de CFPR avec un délaminage de forme conique (échelle verticale dilatée 10 fois)

4.5 CONCLUSION

Nous avons montré au travers de quelques exemples l'apport indéniable de la méthode des éléments finis pour la compréhension des interactions locales entre les ondes ultrasonores se propageant dans une structure de dimensions limitées et des défauts localisés. A travers l'étude d'une encoche de grande longueur dans une plaque de SMC, défaut pratiquement "2D", nous avons validé la modélisation de la génération, de la propagation et dans une certaine mesure de l'interaction avec des défauts de modes de Lamb induits par l'excitation électrique d'un capteur collé en surface de la plaque.

L'étude de l'introduction d'un délaminage simple placé hors du plan médian de la plaque a montré une sensibilité du mode S'_0 supérieure à celle de A'_0 . Cette observation est cependant à nuancer, sachant que nous nous trouvons dans le cas particulier d'un matériau possédant une séquence d'empilement antisymétrique. Au produit fd étudié, cette situation confère au profil de contrainte de cisaillement de S'_0 des extrema à chacune des interfaces susceptibles de se délaminer. Pour les composites stratifiés les plus couramment employés, la séquence d'empilement est symétrique, ce qui impose la nullité de cette contrainte sur certaines interfaces et en particulier dans le plan médian de la plaque quelle que soit la fréquence de travail adoptée. Par ailleurs, le mode A'_0 est plus sensible aux défauts proches du plan médian qu'aux défauts proches des surfaces extérieures de la plaque, car il présente une plus forte amplitude de la contrainte de cisaillement T_{13} au centre de l'échantillon.

Dans le cas d'un délaminage multiple en forme de cône de toutes les interfaces entre plis orthogonaux, tel que peuvent en produire des impacts basse-vitesse sur la surface des composites stratifiés, nous avons pu observer une meilleure sensibilité du mode A'_0 par rapport à celle du mode S'_0 .

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Le travail présenté dans cette thèse avait pour objectif la mise en place d'une technique de contrôle *in situ* et en temps réel de l'endommagement de structures composites au moyen d'ondes ultrasonores. Nous nous sommes particulièrement intéressés à ce type de matériaux du fait de la croissance rapide de leur utilisation dans des contextes industriels exigeants tels que l'aéronautique civile ou militaire, où la sûreté opérationnelle des structures est au cœur des préoccupations des acteurs économiques impliqués (avionneurs, compagnies aériennes, consommateurs). Cependant, comme nous l'avons évoqué dans la première partie, synthèse bibliographique sur le contrôle de santé des matériaux de structure, le concept des *Structures et Matériaux Intelligents* peut très bien être étendu à un vaste domaine d'activités humaines.

Les structures composites auxquelles nous nous sommes intéressés se présentant sous forme de plaques, les ondes guidées se sont avérées bien adaptées pour effectuer cette surveillance *in situ*. Dans un premier temps donc, les lois de dispersion et les caractéristiques de modes de plaque ont été étudiés dans ce travail aussi bien dans le cas de matériaux homogènes ou multicouches à forts degrés de symétrie que dans celui plus général des matériaux n'offrant aucune symétrie particulière. Notons que les méthodes mises en place dans ce cadre, pourront s'appliquer à d'autres matériaux, conventionnels (métaux, verres, etc.) ou novateurs (mousses, gels, etc.). Guidés par l'ambition de répondre aux impératifs concrets de nos partenaires industriels, nous avons essentiellement travaillé sur des matériaux déjà utilisés dans des infrastructures en service dans le transport automobile, ferroviaire et aérien, et ce parfois au détriment de la simplicité des signatures acoustiques que nous aurions été en droit d'attendre dans des matériaux plus simples. De plus, un des composites carbone/epoxy étudiés présentant une séquence d'empilement de ses plis pour le moins originale, nous avons été amenés à scruter l'influence d'un empilement défaillant lors de l'élaboration des composites stratifiés sur les caractéristiques des modes de Lamb.

La généralisation du modèle des ondes de Lamb dans ces matériaux anisotropes et stratifiés nous a permis d'identifier les nombreuses contributions observées dans les signaux transmis entre des capteurs collés en surface des échantillons. La taille réduite des échantillons mis à notre disposition implique en effet la présence de nombreuses réflexions parasites sur les bords de plaque. Une partie de notre travail qui n'a pas été relatée dans ce mémoire a consisté à prouver la faisabilité de la propagation d'ondes de Lamb à longue portée dans des structures réelles (aileron d'Airbus A320 en CFRP stratifié, parechoc de camion Iveco en SMC) à l'aide des transducteurs décrits dans la partie expérimentale de la thèse. Nous avons montré l'efficacité de la génération d'ondes de Lamb à des distances d'environ 1,5m dans des limites acceptables d'atténuation des signaux. Une perspective à donner à cette étude sera d'introduire des défauts dans ces structures de grande taille et d'évaluer la capacité de détection de la méthode proposée à cette échelle de distance.

Un autre axe de réflexion pourrait impliquer les phénomènes d'atténuation dans la résolution des équations de dispersion des ondes de Lamb, par l'introduction d'un terme de viscosité dans le tenseur d'élasticité des matériaux composites.

Avec l'idée de disposer d'une procédure d'interrogation simple, nous avons particulièrement étudié les champs de déplacement et de contrainte internes des modes de Lamb fondamentaux. La connaissance de la nature physique de ces modes nous a permis d'évaluer leurs capacités respectives en matière de détection de défauts et nous a guidé dans la définition originale de paramètres d'endommagements pertinents. Pour approcher une meilleure compréhension des interactions locales entre ces ondes ultrasonores et des défauts localisés, nous avons eu recours à la méthode des éléments finis. De premiers éléments de réponse ont pu être dégagés de l'étude de délaminages simples ou multiples, dans des simulations à deux dimensions. Loin d'avoir cherché à mener une étude exhaustive de tous les cas à envisager pour pouvoir tirer des conclusions en matière de sensibilité intrinsèque de chacun des modes de Lamb, nous avons tenté d'illustrer la multiplicité et la complexité des phénomènes mis en jeu lors de la mise en œuvre d'un contrôle de santé intégré. De plus, nous nous sommes restreints à des simulations à deux dimensions pour des questions de taille mémoire, alors que la modélisation rigoureuse d'une structure et d'endommagements réalistes exige le recours à des éléments 3D. La poursuite logique de cet effort de modélisation nécessitera la simulation de défauts localisés dans une telle structure, dont la géométrie peut être compliquée par l'ajout de

barres de renfort, ou encore par la prise en compte de variations d'épaisseur ou de courbure.

Une question importante soulevée lors de la définition de paramètres d'endommagement est la détermination de la valeur des seuils de détection associés, au-delà desquels la signature acoustique des modes propagatifs est jugée préoccupante en matière d'endommagement de la structure. Dans ce travail, les seuils ont été fixés en relation avec la distribution d'un jeu de signatures de références reconnues comme représentatives d'une structure saine. Dans le paragraphe 3.4.3.2.2, nous avons observé une "dérive" du paramètre *DI* (*Damage Index*) en l'absence de tout endommagement. Nous avons alors attribué ce phénomène à un changement probable des conditions environnementales de l'expérience (température, taux d'humidité, etc.). Pour pallier à cette difficulté dans le cadre d'une expérience de laboratoire pour laquelle les défauts sont introduits à des instants connus, nous avons suggéré une solution simple qui consiste à utiliser un jeu de référence glissant dans le temps. Cependant, dans le cadre plus large de la surveillance d'une structure en service, il serait judicieux soit de définir un paramètre d'endommagement indépendant des variations des conditions environnementales (dans des proportions couramment admises comme normales), soit d'étalonner les valeurs de *DI* en fonction de ses mêmes variations, en tenant compte d'éventuels phénomènes d'hystérésis^[111-WOR01].

Des mesures préliminaires que nous avons effectuées dans le cadre du contrat européen *DAMASCOS* ont montré une très bonne reproductibilité des valeurs prises par le paramètre *DI* lorsque le matériau CFRP tissé a été soumis à des cycles de température entre 30°C et 70°C. De plus, un effet d'hystérésis très peu significatif ayant été observé, les variations de la réponse du système en fonction de la température de la structure peuvent être directement corrigées, à condition d'effectuer un étalonnage préalable de *DI* lors d'un cycle de température complet.

Nous avons également mené d'autres investigations pour étudier, toujours dans une plaque de composite sain, l'évolution du paramètre *DI* en fonction du taux d'humidité de l'atmosphère dans laquelle se trouve l'échantillon ou encore du taux de percolation d'eau liquide en condensation sur la surface de la plaque. La réponse du système à des variations du taux d'humidité ambiant n'est pas instantanée. En particulier, nous avons observé que lorsque le taux d'humidité chute brutalement (échelon), la désorption d'eau contenue dans

le matériau présente une grande constante de temps. L'évolution lente de DI correspondante est attribuée de prime abord à une atténuation globale de l'amplitude des signaux transmis dans la plaque, mais ces phénomènes mériteraient de plus amples investigations.

Enfin, lors de la pulvérisation de fines gouttelettes d'eau en surface de l'échantillon, l'évolution de DI suit une loi exponentielle de la forme $DI_{\max} (1 - e^{-t/\tau})$, où DI_{\max} est la valeur atteinte lorsqu'il y a création d'un film liquide continu à l'intérieur duquel sont émises des ondes de Lamb rayonnantes (LLW). Suite à ces premières constatations, il serait intéressant de parfaire l'étude de la dépendance des performances de la méthode vis-à-vis de ces paramètres environnementaux, et de l'étendre à d'autres grandeurs non encore prises en considération (pression, mise sous contrainte, etc.).

Cette question de la stationnarité du paramètre d'endommagement avec les conditions environnementales nous conduit également à évoquer le problème de l'interprétation des variations de cet indice selon l'échelle de temps choisie pour la surveillance de la structure (variations instantanées, journalières, mensuelles, saisonnières, etc.). En effet, un système de contrôle de santé intégré en permanence à une structure en service se doit d'interpréter les variations subtiles de la réponse globale du système à différentes sollicitations extérieures, qu'elles soient prévisibles comme les variations des contraintes en service normal ou imprévisibles comme les conditions environnementales, la détérioration du système, qu'elle soit lente (vieillessement du matériau ou des capteurs) ou rapide (endommagement localisé, rupture). La définition de seuils de détection adaptés à des situations diverses devrait dans l'avenir connaître de nouveaux développements.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1-SCH99] **SCHILLER, D., SCHERLING, D., WEHMANN, G.** *Experience with conventional and new ndi-inspections on fiber reinforced plastic (FRP) structures.* 43rd annual ATA NDT forum, Atlanta, Georgia, USA, 1999. 32p.
- [2-BAR99] **BAR-COHEN, Y. MAL, A., LIH, S.S., CHANG, Z.** *Composite materials stiffness determination and defects characterisation using enhanced leaky Lamb wave dispersion data acquisition method.* Proc. of SPIE, 1999, Vol. 3586, p. 250-255.
- [3-MOU99] **MOULIN, E.** *Contribution à l'étude de la génération d'ondes de Lamb par transducteurs piézoélectriques intégrés. Application à la modélisation de matériaux sensibles.* Thèse de doctorat : Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis, 1999. 154 p.
- [4-PIE01] **PIERCE, S. G. DONG, F., ATHERTON, K., CULSHAW, B., WORDEN, K., MANSON, G., MONNIER, T., GUY, P., BABOUX, J.C., ASSAD, J., MOULIN, E., GRONDEL, S., DELEBARRE, C., AGOSTINI, V., DELSANTO, P.P., GENESIO, I., MINO, E., BOLLER, C.** *Damage Assessment in Smart Composite Structures: the DAMASCOS programme.* Proc. of SPIE, 2001, Vol. 4327, 11 p., to be published.
- [5-MAN00] **MANSON, G. PIERCE, G., WORDEN, K., MONNIER, T., GUY, P., ATHERTON, K.** *Long-term stability of normal condition data for novelty detection.* Proceedings of SPIE, 2000, Vol. 3985, p. 323-334.
- [6-KUN96] **KUNDU, T. MASLOV, K., KARPUR, P., MATIKAS, T.E., NICOLAOU, P.D.** *A lamb wave scanning approach for the mapping of defects in [0/90] titanium matrix composites.* Ultrasonics, 1996, Vol. 34, p. 43-49.
- [7-HIL98] **HILL, W.** *Ultrasonic imaging of defects in sandwich composites from laboratory research to in-field inspection.* [On-line], NDT.net 1998, Vol. 3, N. 12, <URL : <http://www.ndt.net>>.
- [8-DAL00] **DALTON, R. P. LOWE, M.J.S., CAWLEY, P.** *Propagation of guided waves in aircraft structures.* Review of Progress in QNDE, 2000, Vol. 19, p. 225-232.
- [9-TRE98] **TRETOUT, H.** *Review of advanced ultrasonic techniques for aerospace structures.* [On-line], NDT.net, 1998, Vol. 3, N. 9, <URL : <http://www.ndt.net>>.

- [10-OSM00] **OSMONT, D. TAILLADE, F., DEVILLERS, D., KRAPEZ, J.C., LEPOUTRE, F., BALAGEAS, D.** *Shearographic imaging of the ultrasonic wave and defect interaction in plates: comparison between computation and experiments*. Review of Progress in QNDE, 2000, Vol. 19, p. 853-857.
- [11-HEN00] **HENRICH, R. KÛCK, A.** *Characterisation of CFRP Structures by Non-Destructive Testing Methods*. Bremen, Germany : Airbus GmbH, 2000. 32 p., personal communication.
- [12-PIE96] **PIERCE, S.G. PHILIP, W.R., CULSHAW, B., GACHAGAN, A., MCNAB, A., HAYWARD, G., LECUYER, F.** *Surface-bonded optical fibre sensors for the inspection of CFRP plates using ultrasonic Lamb waves*. Smart Mater. Struct., 1996, Vol. 5, N. 6, p. 776-787.
- [13-GAC99] **GACHAGAN, A. HAYWARD, G., MCNAB, A., REYNOLDS, P., PIERCE, S.G., PHILIP, W., CULSHAW, B.** *Generation and reception of ultrasonic guided waves in composite plates using conformable piezoelectric transmitters and optical-fiber detectors*. IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, 1999, Vol. 46, N. 1, p. 72-81
- [14-DOY98] **DOYLE, C. FERNANDO, G.** *Detecting impact damage in a composite material with an optical fibre vibration sensor system*. Smart Mater. Struct., 1998, Vol. 7, p. 543-549.
- [15-SPI96] **SPILLMAN, W.B. SIRKIS, J.S., GARDINER, P.T.** *Smart materials and structures: what are they?* Smart Mater. Struct., 1996, Vol. 5, p. 247-254.
- [16-JAN96] **JANOCHA, H. JENDRITZA, D.J., SCHEER, P.** *Smart actuators with piezoelectric materials*. Proceedings of the 3rd ICIM/ECSSM, Lyon, 1996, p. 603-608.
- [17-KAN96] **KANG, Y.K. KIM, M.H., PARK, H.C., HWANG, W., HAN, K.S.** *Multi-modal vibration control of laminated plates using piezoceramic materials*. Proceedings of the 3rd ICIM/ECSSM, Lyon, 1996, p. 688-693.
- [18-HAN99c] **HANSELKA, H.** *Smart structure applications in mechanical engineering based on PZT fibers and patches*. Proceedings of the 10th International Conference on Adaptive Structures and Technologies (ICAST '99), Paris, 1999, p. 3-10.
- [19-AYR98] **AYRES, J. W. LALANDE, F., CHAUNDRY, Z., ROGERS, C.A.** *Qualitative impedance based health monitoring of civil infrastructures*. Smart. Mater. Struct., 1998, Vol. 7, p. 599-605.

- [20-PER94] **PERRISSIN-FABERT, I. JAYET, Y.** *Simulated and experimental study of the electric impedance of a piezoelectric element in a viscoelastic medium.* Ultrasonics, 1994, Vol. 32, N. 2, p. 107-112.
- [21-PER95] **PERRISSIN-FABERT, I. JAYET, Y.** *Polymer evaluation by using the thickness longitudinal and shear vibrations of piezoelectric ceramics; application to the monitoring of thermosetting resin's polymerization.* J. Phys. D, 1995, Vol. 28, p. 2328-2334.
- [22-JAY96] **JAYET, Y. SAINT-PIERRE, N., TATIBOUET, J., ZELLOUF, D.** *Monitoring the hydrolytic degradation of composites by a piezoelectric method.* Ultrasonics, 1996, Vol. 34, p. 397-400.
- [23-SAI98b] **SAINT-PIERRE, N. JAYET, Y., GUY, P., BABOUX, J.C.** *Ultrasonic evaluation of dispersive polymers by the piezoelectric embedded element method: modelling and experimental validation.* Ultrasonics, 1998, Vol. 36, p. 783-788.
- [24-MON00b] **MONNIER, T. JAYET, Y., GUY, P., BABOUX, J.C.** *The piezoelectric implant method: implementation and practical applications.* Smart Mater. Struct., 2000, Vol. 9, p. 1-6
- [25-HAN99a] **HAN, J.B. CHENG, J.C., WANG, T.H., BERTHELOT, Y.** *Mode analyses of laser-generated transient ultrasonic lamb waveforms in a composite plate by wavelet transform.* Materials Evaluation, 1999, Vol. 57, N. 8, p. 837-840.
- [26-WRI96] **WRIGHT, W.M.D. HUTCHINS, D.A., GACHAGAN, A., HAYWARD, G.** *Polymer composite material characterisation using a laser/air-transducer system.* Ultrasonics, 1996, Vol. 34, p. 825-833.
- [27-CHE00] **CHENG, J.C. WANG, T.H., ZHANG, S.Y.** *Normal mode expansion method for laser-generated ultrasonic Lamb waves in orthotropic thin plates.* Appl. Phys. B, 2000, Vol. 70, p. 57-63.
- [28-CAW94] **CAWLEY, P.** *The rapid non-destructive inspection of large composite structures.* Composites, 1994, Vol. 25, N. 5, p. 351-357.
- [29-MIZ98] **MIZUTANI, Y. TAKEMOTO, M.** *A simplified elastic stiffness estimation of unidirectional carbon-fiber-reinforced coupon using the in-plane velocity anisotropy of Lamb waves.* Jpn. J. Appl. Phys., 1998, Vol. 37, p. 3110-3115.
- [30-WEA89a] **WEAVER, R.L. SACHSE, W., NIU, L.** *Transient ultrasonic waves in a viscoelastic plate: theory.* J. Acoust. Soc. Am., 1989, Vol. 85, N. 6, p. 2255-2261.
- [31-WEA89b] **WEAVER, R.L. SACHSE, W., NIU, L.** *Transient ultrasonic waves in a viscoelastic plate: applications to material characterisation.* J. Acoust. Soc. Am., 1989, Vol. 85, N. 6, p. 2262-2267.

- [32-WU99] **WU, T. T. LIU, Y.H.** *On the measurement of anisotropic elastic constants of fiber-reinforced composite plate using ultrasonic bulk wave and laser generated Lamb wave.* Ultrasonics, 1999, Vol. 37, p. 405-412.
- [33-SEA99b] **SEALE, M.D. MADARAS, E.I.** *Lamb wave stiffness characterisation of composites undergoing thermal-mechanical ageing.* Review of Progress in QNDE, 1999, Vol. 18, p. 1233-1240.
- [34-SHI89] **SHIH, J.H. MAL, A.L., VEMURI, M.** *Plate wave characterisation of stiffness degradation in composites during fatigue.* Res. Nondestr. Eval., 1998, Vol. 10, N. 3, p. 147-162.
- [35-STR99] **STRANART, J. C. MEGUID, S.A.** *Residual stress in aircraft components: Part II - Nondestructive characterization using leaky Lamb waves.* Proc. of SPIE, 1999, Vol. 3586, p. 261-266.
- [36-SAF96] **SAFAEINILI, A. LOBKIS, O.I., CHIMENTI, D.E.** *Quantitative materials characterisation using air-coupled leaky Lamb waves.* Ultrasonics, 1996, Vol. 34, p. 393-396.
- [37-HAN99b] **HANSEN, S.T. DEGERTEKIN, F.L., KHURI-YAKUB, B.T.** *Micromachined ultrasonic transducers for air-coupled non-destructive evaluation.* Proc of SPIE, 1999, Vol. 3586, p. 310-318.
- [38-SEA98a] **SEALE, M.D. SMITH, B.T., PROSSER, W.H.** *Lamb wave assessment of fatigue and thermal damage in composites.* J. Acoust. Soc. Am., 1998, Vol. 103, N. 5, p. 2416-2424.
- [39-SEA99a] **SEALE, M.D. MADARAS, E.I.** *Lamb wave characterisation of the effects of long-term thermal-mechanical ageing on composite stiffness.* J. Acoust. Soc. Am., 1999, Vol. 106, N. 6, p. 1346-1352.
- [40-SEA98b] **SEALE, M.D. SMITH, B.T., PROSSER, W.H., ZALAMEDA, J.N.** *Lamb wave assessment of fiber volume fraction in composites.* J. Acoust. Soc. Am., 1998, Vol. 104, N. 3, p. 1399-1403.
- [41-GUY92] **GUY, P.** *Contribution à l'étude de la propagation des ondes de Lamb dans les plaques et les milieux plans stratifiés.* Thèse de doctorat : Université Paris 7 Denis Diderot, 1992. 192 p.
- [42-SUN94] **SUN, K. J.** *Disbond detection in bonded aluminium joints using Lamb wave amplitude and time of flight.* Review of Progress in QNDE, 1994, Vol. 13, p. 1507-1514.
- [43-XU95] **XU, W. J.** *Etude par ondes acoustiques de la qualité des interfaces dans une structure multicouche.* Thèse de doctorat : Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis, 1995. 200 p.

- [44-ROS96] **ROSE, L. JIAO, D., SPANNER, J.** *Ultrasonic Guided Wave NDE for Piping*. Materials Evaluation, 1996, p. 1310-1313.
- [45-ALL97] **ALLEYNE, D. N. CAWLEY, P.** *Long range propagation of Lamb waves in chemical plant pipework*. Materials Evaluation, 1997, p. 504-508.
- [46-MOR98] **MORENO, E. ACEVEDO, P.** *Thickness measurement in composite materials using Lamb waves*. Ultrasonics, 1998, Vol. 35, p. 581-586.
- [47-GUO93] **GUO, N. CAWLEY, P.** *The interaction of Lamb waves with delaminations in composite laminates*. J. Acoust. Soc. Am., 1993, Vol. 94, N. 4, p. 2240-2246.
- [48-SUN93] **SUN, K. J.** *Application of guided acoustic waves to delamination detection*. Review of Progress in QNDE, 1993, Vol. 11, p. 2167-2174.
- [49-POT97] **POTEL, C. BALLY, S., DE BELLEVAL, J.F., PÉTILLON, O., ARNAUD, J.L.** *Utilisation des ondes de Lamb pour détecter des défauts dans les matériaux composites*. COFREND'97, Nantes, 1997, Vol. 1, p. 363-367
- [50-POT98] **POTEL, C. CHOTARD, T., DE BELLEVAL, J.F. AND BENZEGGAGH, M.** *Characterisation of composite materials by ultrasonic methods: modelisation and application to impact damage*. Composites Part B, 1998, Vol. 29B, p. 159-169.
- [51-ROH95] **RHO, Y.S. CHANG, F.K.** *Effect of impact damage on Lamb wave propagation in laminated composites. Dynamic response and behavior of composite*. ASME-AD, 1995, Vol. 46, p. 127-138.
- [52-KAC96] **KACZMAREK, H. SIMON, C., DELEBARRE, C.** *Evaluation of Lamb wave performances for the health monitoring of composites using bonded piezoelectric transducers*. Proceedings of the 3rd ICIM/ECSSM, Lyon, 1996, p. 130-135.
- [53-BOU96] **BOURASSEAU, S. DUPONT, M., PERNICE, M., THIRIOT, A., BLANQUET, P., DEMOL, T., DELEBARRE, C., COUTELLIER, D.** *Integration of optical fibers and piezoelectric ceramics in composite materials*. Proceedings of the 3rd ICIM/ECSSM, Lyon, 1996, p. 180-185.
- [54-BLA97] **BLANQUET, P.** *Etude de l'endommagement des matériaux composites aéronautiques à partir de techniques ultrasonores*. Thèse de doctorat : Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis, 1997. 160 p.
- [55-SAI96a] **SAINT-PIERRE, N. JAYET, Y., PERRISSIN-FABERT, I., BABOUX, J.C.** *Influence of bonding defect on the electric impedance of a piezoelectric embedded element*. J. Phys.D. Appl. Phys., 1996, Vol. 29, p. 2976-2982.

- [56-SAI96b] **SAINT-PIERRE, N. JAYET, Y., BABOUX, J.C.** *The piezoelectric implant method: theoretical and experimental study of the influence of inherent geometrical and bonding defects.* Proceedings of the 3rd ICIM/ECSSM, Lyon, 1996, p. 152-163.
- [57-SAI98a] **SAINT-PIERRE, N. JAYET, Y., TATIBOUET, J., BABOUX, J.C.** *Influence of a parallelism defect of the external medium on the electrical impedance of a piezoelectric inserted element.* IEEE Transactions on Ultrasonics, 1998, Vol. 45, N. 4, p. 906-911.
- [58-KRA00] **KRAJENSKI, V. MOOK, G., WIERACH, P., HANSELKA, H.** *Fiber composite materials with integrated piezoceramic plates.* Proceedings of SPIE, 2000, Vol. 4073, p. 59-68.
- [59-MOO98] **MOOK, G. POHL, J., VEIT, P.** *Non-destructive evaluation of adaptive material systems.* [On-line], NDT.net, 1998, Vol. 3, N. 9, <URL : <http://www.ndt.net>>.
- [60-POH98] **POHL, J.** *Ultrasonic inspection of adaptive CFRP-structures.* [On-line], NDT.net, 1998, Vol. 3, N. 9, <URL : <http://www.ndt.net>>.
- [61-ROY96] **ROYER, D. DIEULESAINT, E.** *Ondes élastiques dans les solides - Tome 1: Propagation libre et guidée.* Paris : Masson, 1996. 328 p.
- [62-AUL73] **AULD, B.A.** *Acoustic fields and waves in solids* Chichester : Wiley-Interscience, 1973, Vol. 1, 423 p.
- [63-RAY1885] **RAYLEIGH, L.** *On waves propagating along the plane of an elastic solid.* Proc. London Math. Soc., 1885, Vol. 17, p. 4-11.
- [64-LOV11] **LOVE, A.E.** *Some problems of geodynamics.* Cambridge University Press, London, 1911. 180 p.
- [65-STO24] **STONELEY, R.** *Elastic waves at the surface of separation of two solids.* Conf. of the Royal Society, 1924, p. 416-428.
- [66-LAM17] **LAMB, H.** *On waves in an elastic plate.* Conf. of the Royal Society, 1917, p. 114-128.
- [67-VIK67] **VIKTOROV, I.A.** *Rayleigh and Lamb waves.* Plenum, New York, 1967. 154 p.
- [68-DEM98] **DEMOL, T.** *Etude de transducteurs en barette adaptés au contrôle santé par ondes de Lamb de structures aéronautiques composites. Application à la caractérisation de l'impact basse vitesse.* Thèse de doctorat : Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis, 1998. 193 p.

- [69-UBE94] **UBERALL, H. HOSTEN, B., DESCHAMPS, M., GERARD, A.** *Repulsion of phase-velocity dispersion curves and the nature of plate vibrations.* J. Acoust. Soc. Am., 1994, Vol. 96, N. 2, p. 908-917.
- [70-NAY89] **NAYFEH, A.H. CHIMENTI, D.E.** *Free wave propagation in plates of general anisotropic media.* Journal of applied mechanics, 1989, Vol. 56, p. 881-886.
- [71-NAY95] **NAYFEH, A.H.** *Waves propagation in layered anisotropic media, with applications to composites.* North_Holland series in Applied Mathematics and Mechanics : Elsevier, 1995. 332 p.
- [72-THO50] **THOMSON, W.T.** *Transmission of elastic waves through a stratified solid medium.* J. Appl. Phys., 1950, Vol. 21, p. 89-93.
- [73-HAS53] **HASKELL, N.A.** *The dispersion of surface waves on multi-layered media.* Bulletin of the American Seismological Society, 1953, Vol. 43, p. 17-34.
- [74-NAY91] **NAYFEH, A.H.** *The general problem of elastic wave propagation in multilayered anisotropic media.* J. Acoust. Soc. Am., 1991, Vol. 89, N. 4, p. 1521-1531.
- [75-CHI89] **CHIMENTI, D.E. NAYFEH, A.H.** *Ultrasonic reflection and guided wave propagation in biaxially laminated composite plates.* J. Acoust. Soc. Am., 1990, Vol. 87, p. 1409-1415.
- [76-PER97] **PERCIVAL, W.J. BIRT, E.A.** *A study of Lamb wave propagation in carbon-fibre composites.* Insight, 1997, Vol. 39, N. 10, p. 728-735.
- [77-LEN93] **LENOIR, O. DUCLOS, J., CONOIR, J.M., IZBICKI, J.L.** *Study of Lamb waves based upon the frequency and angular derivatives of the phase of the reflection coefficient.* J. Acoust. Soc. Am., 1993, Vol. 94, p. 330-343.
- [78-BIR98] **BIRT, E.A.** *Damage detection in carbon-fibre composites using ultrasonic Lamb waves.* Insight, 1998, Vol. 40, N. 5, p. 335-339.
- [79-AYM99] **AYMERICH, F. MEILI, S.** *Damage assessment in an SMC composite by means of ultrasonic techniques.* [On-line], NDT.net, 1999, Vol. 4, N. 3, <URL : <http://www.ndt.net>>.
- [80-DUC00] **DUCRET, D. EL GUERJOUMA, R., GUY, P., R'MILI, M., BABOUX, J.C., MERLE, P.** *Characterisation of anisotropic elastic constants of continuous alumina fibre reinforced aluminium matrix composite processed by medium pressure infiltration.* Composites Part A, 2000, Vol. 31, p. 45-55.
- [81-DUC98] **DUCRET, D. ZELLOUF, D., EL GUERJOUMA, R., JAYET, Y., BABOUX, J.C.** *Ultrasonic evaluation of hygrothermal ageing of glass*

- fibre reinforced epoxy composite*. Proceedings of the 8th European Conference on Composite Materials (ECCM8): Science, Technologies and Applications, Naples, 1998, Vol. 1, p. 229-236.
- [82-DUC00] **DUCRET, D.** *Elasticité anisotrope et endommagement des matériaux composites : caractérisation ultrasonore et modélisation micromécanique*. Thèse de doctorat : Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2000. 156 p.
- [83-CHI85] **CHIMENTI, D.E. NAYFEH, A.H.** *Leaky lamb waves in fibrous composite laminates*. J. Acoust. Soc. Am., 1985, Vol. 58, N. 12, p. 4531-4538.
- [84-BAR98] **BAR-COHEN, Y. CHANG, Z., MAL, A.** *Characterisation of defects in composite material using rapidly aquired leaky Lamb wave dispersion data*. [On-line], NDT.net, 1998, Vol. 3, N. 9, <URL : <http://www.ndt.net>>.
- [85-ALL92] **ALLEYNE, D. CAWLEY, P.** *Optimisation of Lamb wave inspection techniques*. NDTE International, 1992, Vol. 25, N. 1, p. 11-22.
- [86-PIE97] **PIERCE, S.G. CULSHAW, B., PHILIP, W.R., LECUYER, F., FARLOW, R.** *Broadband Lamb wave measurements in aluminium and carbon/glass fibre reinforced composite materials using non-contacting laser generation and detection*. Ultrasonics, 1997, Vol. 35, p. 105-114.
- [87-CAS96] **CASTAINGS, M. CAWLEY, P.** *The generation, propagation, and detection of Lamb waves in plates using air-coupled ultrasonic transducers*. J. Acoust. Soc. Am., 1996, Vol. 100, N. 5, p. 3070-3077
- [88-ATK97] **ATKINSON, D. HAYWARD, G., COCHRAN, A.** *Propagation of ultrasound along fibres for the non-destructive testing of plates*. IEEE Ultrasonic Symposium, 1997, p. 797-800.
- [89-PHI96] **PHILIP, W.R. PIERCE, S.G., GACHAGAN, A., MCNAB, A., HAYWARD, G., CULSHAW, B.** *Ultrasonic condition monitoring of CFRP and GRP plates using a surface mounted source and an embedded optical fibre sensor*. Proc. of SPIE, 1996, Vol. 2779, p. 174-179.
- [90-MON99] **MONNIER, T. JAYET, Y., GUY, P., BABOUX, J.C. AND GOBIN, P.F.** *Non destructive evaluation in composite structures using embedded piezoelectric sensors*. Proceedings of the 10th International Conference on Adaptive Structures and Technologies (ICAST '99), Paris, 1999, p. 577-584.
- [91-MOU97] **MOULIN, E. ASSAD, J., DELEBARRE, C., KACZMAREK, H., BALAGEAS, D.** *Piezoelectric transducer embedded in a composite plate: application to Lamb wave generation*. J. Acoust. Soc. Am., 1997, Vol. 82, N. 5, p. 2049-2055.

- [92-MON00a] **MONNIER, T. JAYET, Y., GUY, P. AND BABOUX, J.C.** *Ageing and damage assessment of composite structures using embedded piezoelectric sensors*. Review of Progress in QNDE, 2000, Vol. 19, p. 1269-1276.
- [93-PRO94] **W.H. PROSSER GORMAN, M.R.** *Plate mode velocities in graphite/epoxy plates*. J. Acoust. Soc. Am., 1994, Vol. 96, N. 2, p. 902-907.
- [94-AGO99] **AGOSTINI, V. BABOUX, J.C., DELSANTO, P.P., MONNIER, T., OLIVERO, D.** *Application of Lamb waves for the characterisation of composite plates*. AIP Conference proceedings, 1999, Vol. 497, p. 455-460.
- [95-DEL98] **DELSANTO, P.P. SCALERANDI, M.** *A spring model for the simulation of the propagation of ultrasonic pulses through imperfect contact interfaces*. J. Acoust. Soc. Am., 1998, Vol. 104, N. 5, p. 2584-2591.
- [96-AGO00] **AGOSTINI, V. DELSANTO, P.P.** *Flaw Detection in Composite Plates by Means of Lamb Waves*. Proceedings of the 15th World Conference on Nondestructive Testing, Roma, Italy, 2000,
- [97-GRO99a] **GROS, X.E. TAKAHASHI, K.** *Non-destructive evaluation of the effect of ply orientation on the impact resistance of thermoplastic toughened thermoset resin polymeric matrix composite*. [On-line], NDT.net, 1999, Vol. 4, N. 3, <URL : <http://www.ndt.net>>.
- [98-GRO99b] **GROS, X.E. TAKAHASHI, K.** *On the efficiency of current NDT methods for impact damage detection and quantification in thermoplastic toughened CFRP materials*. [On-line], NDT.net, 1999, Vol. 4, N. 3, <URL : <http://www.ndt.net>>.
- [99-BER97] **BERTHELOT, H.** *Comportement sous sollicitations dynamiques de composites sandwichs a âme mousse: mécanismes d'endommagement*. Thèse de doctorat : Ecole Centrale de Lyon, 1997. 134 p.
- [100-OUS96] **OUSSET, Y. ROUDOLFF, F.** *Numerical analysis of delamination in multilayered composite plates*. IUTAM Symposium on innovative computational methods for fracture and damage, Dublin, 1996,
- [101-SIM97] **SIMON, C.** *Propagation des ondes de Lamb dans un matériau composite stratifié. Application à la détection de delaminages*. Thèse de doctorat : Université Denis Diderot, 1997. 168 p.
- [102-MAS97] **MASLOV, K. KUNDU, T.** *Selection of Lamb modes for detecting internal defects in composite laminates*. Ultrasonics, 1997, Vol. 35, p. 141-150.
- [103-MON00c] **MONNIER, T. GUY, P., JAYET, Y., BABOUX, J.C.** *Health Monitoring of Composite Plates through Lamb Waves Analysis*. Proc. of 5th French Congress on Acoustics (CFA 2000), Lausanne, 2000, p. 362-365.

- [104-KIM81] **KIM, M. HWANG, Y.F.** *An analysis of wave dispersion in coarsely laminated symmetric composite plates.* J. Acoust. Soc. Am., 1981, Vol. 100, N. 4, p. 1981-1991.
- [105-NAI83] **NAILLON, M. COURSAINT, R.H., BESNIER, F.** *Analyse de structures piézoélectriques par une méthode d'éléments finis.* Acta Electronica, 1983, Vol. 25, N. 4, p. 341-362.
- [106-ALL70] **ALLIK, H. HUGHES, T.J.R.** *Finite element method for piezoelectric vibration.* International journal for numerical methods in engineering, 1970, Vol. 2, p. 151-157.
- [107-LER90] **LERCH, R.** *Simulation of piezoelectric devices by two and three-dimensional finite elements.* IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, 1990, Vol. 37, N. 2, p. 233-247.
- [108-PEE99] **PEELAMEDU, S.M. YU, Y., NAGANATHAN, N.G., DUKKIPATI, R.V.** *Active strain-transfer analysis in a piezoceramic system using a finite-element method and experimental investigation.* Smart Mater. Struct., 1999, Vol. 8, p. 654-662.
- [109-ASS96] **ASSAD, J. RAVEZ, M., BRUNEEL, C.** *Application of the finite-element method for modeling backed transducers.* J. Acoust. Soc. Am., 1996, Vol. 100, N. 5, p. 3098-3103.
- [110-MOU00] **MOULIN, E. ASSAD, J., DELEBARRE, C.** *Modelling of Lamb waves generated by integrated transducers in composite plates using a coupled finite element-normal modes expansion method.* J. Acoust. Soc. Am., 2000, Vol. 107, N. 1, p. 87-94.
- [111-WOR01] **WORDEN, K.** *Novelty detection in a changing environment : regression and interpolation approaches.* Proceedings of the SPIE, 2001, Vol. 4327, 23 p.

Annexe 2

A2-1. Matériau Monoclinique :

$$A_0 = C_{33}C_{44}C_{55} - C_{33}C_{45}^2$$

$$A_1 = 2C_{45}(C_{13} + C_{55})(C_{36} + C_{45}) - C_{44}(C_{13} + C_{55})^2 - C_{55}(C_{36} + C_{45})^2 \\ + C_{33}(C_{44}(C_{11} - \rho c^2) + C_{55}(C_{66} - \rho c^2) - 2C_{16}C_{45}) + (C_{55} - \rho c^2)(C_{55}C_{44} - C_{45}^2)$$

$$A_2 = 2C_{16}(C_{36} + C_{45})(C_{13} + C_{55}) - (C_{66} - \rho c^2)(C_{13} + C_{55})^2 - (C_{11} - \rho c^2)(C_{36} + C_{45})^2 \\ + (C_{55} - \rho c^2)(C_{55}(C_{66} - \rho c^2) + C_{44}(C_{11} - \rho c^2) - 2C_{16}C_{45}) + C_{33}((C_{11} - \rho c^2)(C_{66} - \rho c^2) - C_{16}^2)$$

$$A_3 = (C_{11} - \rho c^2)(C_{11} - \rho c^2)(C_{66} - \rho c^2) - C_{55}C_{16}^2$$

A2-2. Matériau Orthotrope : propagation dans la direction $1=1'$ ($\varphi=0$)

$$A = C_{33}C_{55}$$

$$B = C_{33}(C_{11} - \rho c^2) + C_{55}(C_{55} - \rho c^2) - (C_{13} + C_{55})^2$$

$$C = (C_{11} - \rho c^2)(C_{55} - \rho c^2)$$

$$D = \frac{(C_{66} - \rho c^2)}{C_{44}}$$

A2-3. Croisement des modes S_1 et A_1 autour de $fd=2,915 \text{ MHz}\cdot\text{mm}$ (CFRP sain) :

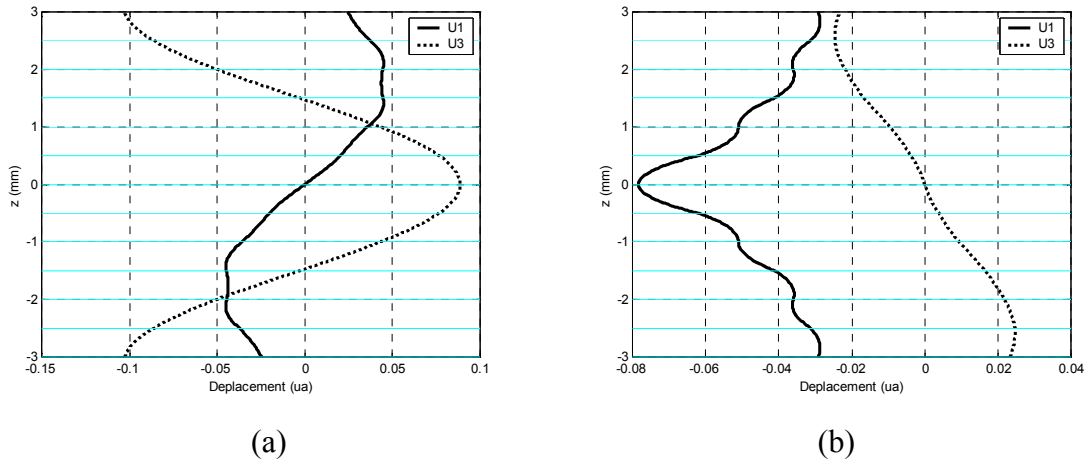


Figure A4-1. Profils de déplacement des modes A_1 et S_1 à $fd=2,8 \text{ MHz}\cdot\text{mm}$. Mode le plus rapide (a) et le plus lent (b)

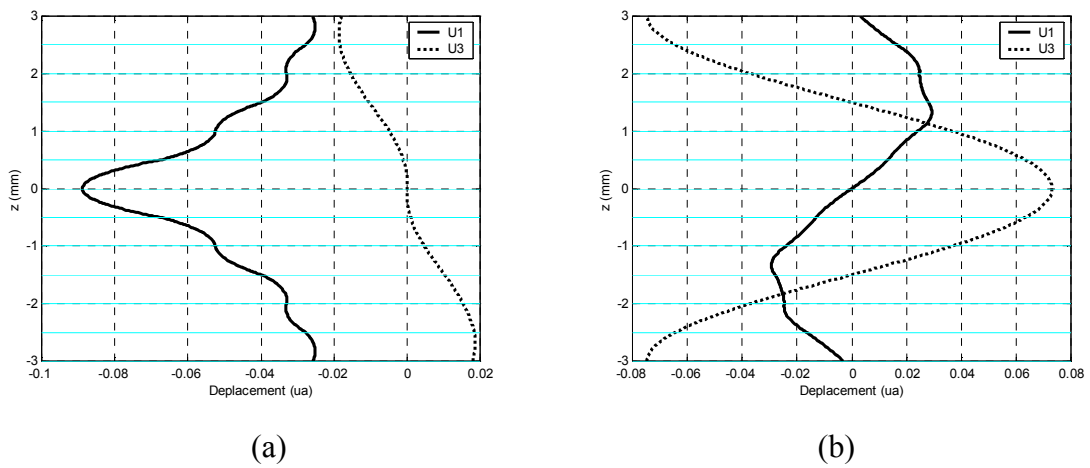


Figure A4-2. Profils de déplacement des modes S_1 et A_1 à $fd=3,0 \text{ MHz}\cdot\text{m}$. Mode le plus rapide (a) et le plus lent (b)

A2-4. Répulsion des modes S_2 et A_3 autour de $fd=3,4 \text{ MHz}\cdot\text{mm}$ (CFRP sain):

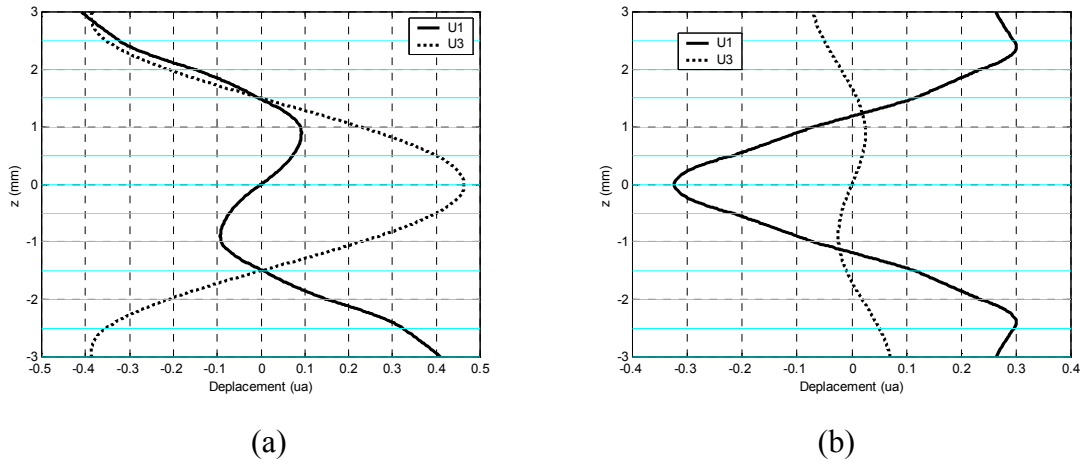


Figure A4-3. *Profils de déplacement des modes A_3 et S_2 à $fd=3,2 \text{ MHz}\cdot\text{mm}$. Mode le plus rapide (a) et le plus lent (b)*

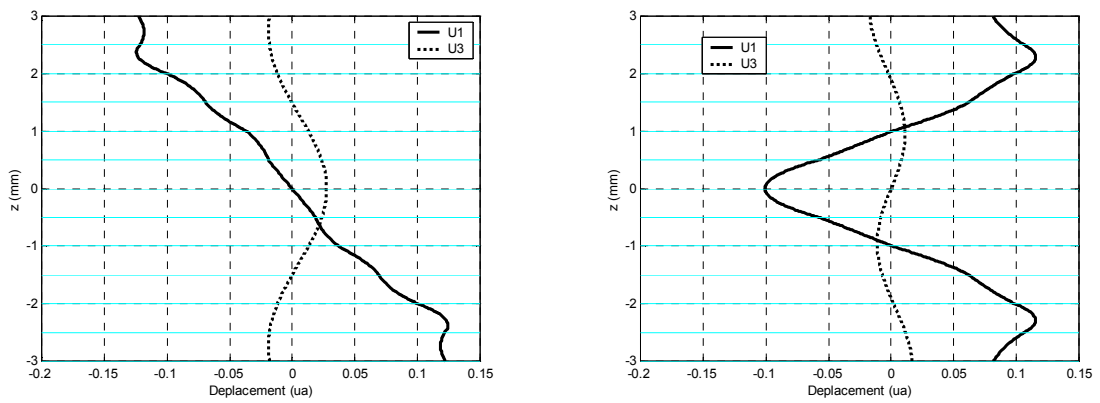


Figure A4-4. *Profils de déplacement des modes A_3 et S_2 à $fd=3,6 \text{ MHz}\cdot\text{mm}$. Mode le plus rapide (a) et le plus lent (b)*

A2-5. Courbes de dispersion du matériau CFRP unidirectionnel:

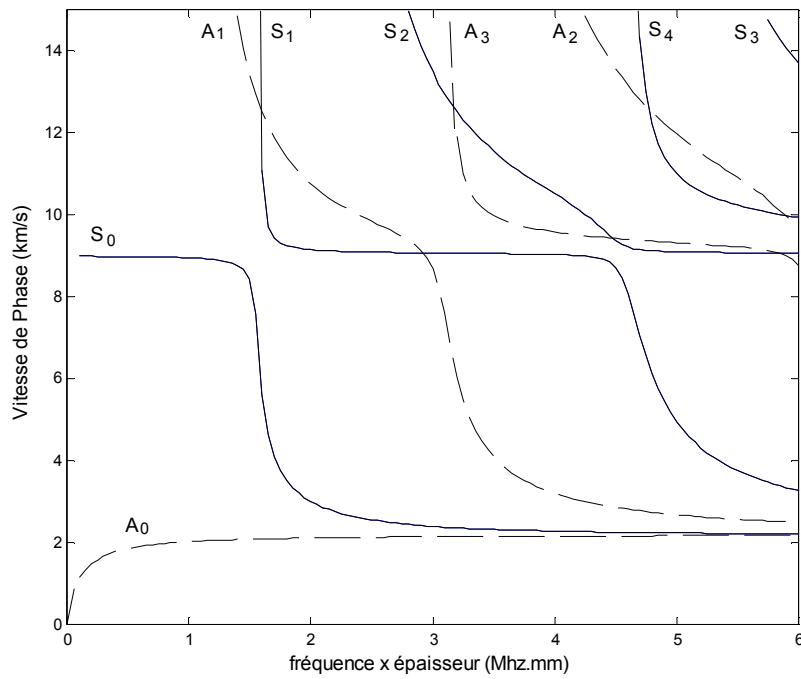


Figure A4-5. *Courbes de dispersion du composite CFRP unidirectionnel pour une propagation dans le sens des fibres. Modes symétriques (—) et antisymétriques (- - -)*

A2-6. Conversion des modes quasi-antisymétrique A'_1 et quasi-symétrique S'_1 autour de $fd=1,6\text{MHz}\cdot\text{mm}$ (CFRP avec interversion des couches 2 et 3):

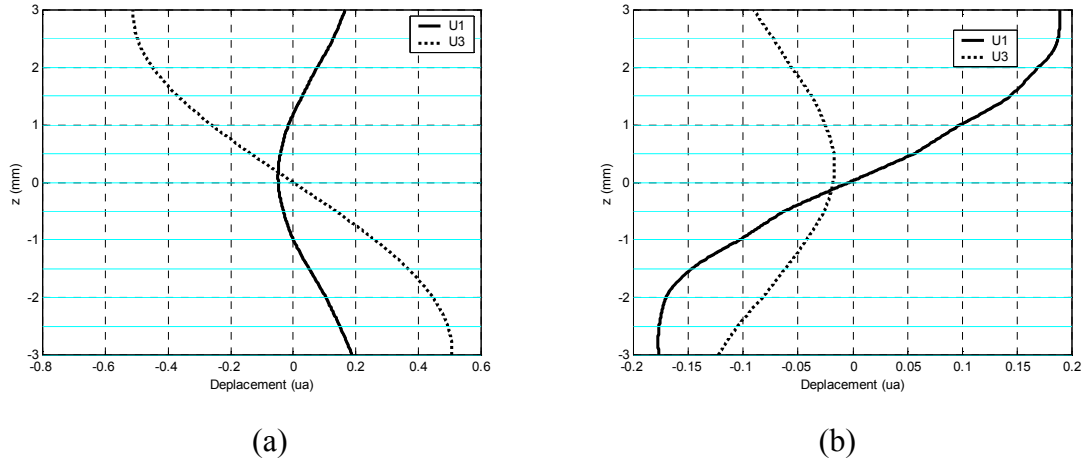


Figure A4-6. Profils de déplacement des modes S'_1 à $fd=1,585 \text{ MHz}\cdot\text{mm}$ (mode le plus rapide) (a) et A'_1 à $fd=1,4 \text{ MHz}\cdot\text{mm}$ (b) (mode le plus lent)

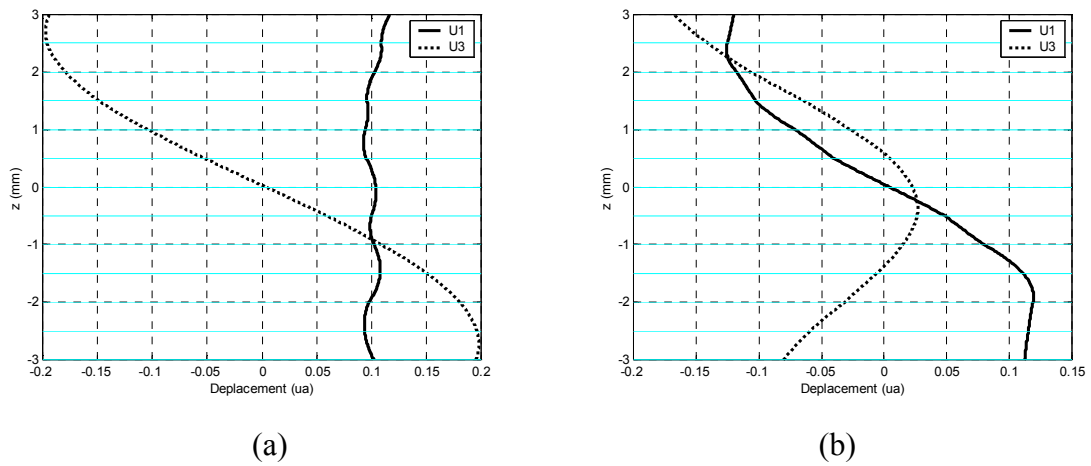


Figure A4-7. Profils de déplacement à $fd=1,8 \text{ MHz}\cdot\text{mm}$ des modes A'_1 (mode le plus rapide) (a) et S'_1 (b) (mode le plus lent)

A2-7. Conversion des modes quasi-antisymétrique A'_1 et quasi-symétrique S'_1 autour de $fd=2,8\text{MHz}\cdot\text{mm}$ (CFRP avec interversion des couches 2 et 3):

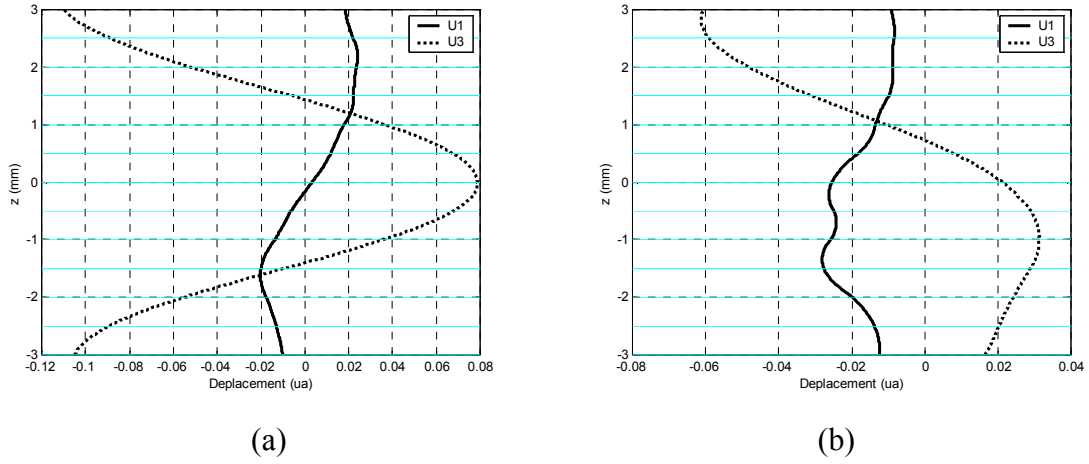


Figure A4-8. Profils de déplacement à $fd=2,5\text{ MHz}\cdot\text{mm}$ des modes A'_1 (mode le plus rapide) (a) et S'_1 (b) (mode le plus lent)

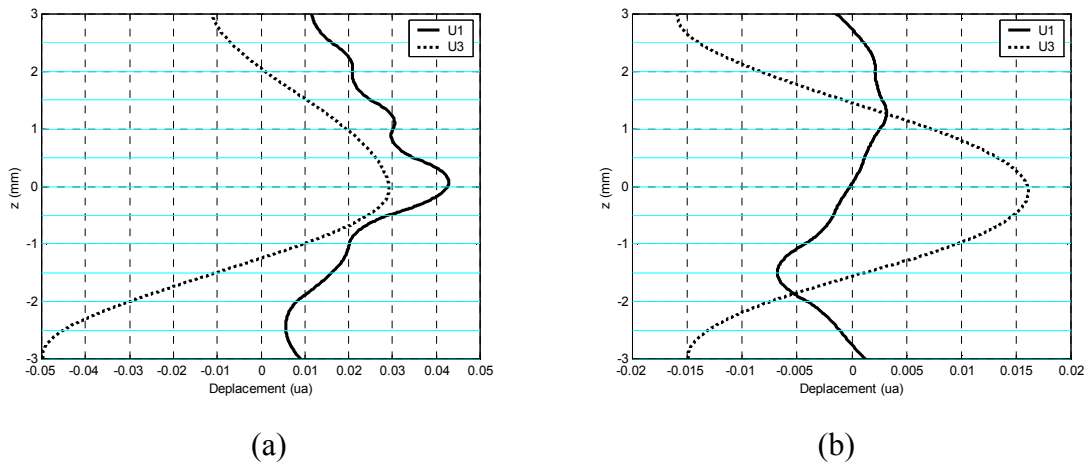


Figure A4-9. Profils de déplacement à $fd=3,1\text{ MHz}\cdot\text{mm}$ des modes S'_1 (mode le plus rapide) (a) et A'_1 (b) (mode le plus lent)

A2-8. Mode fondamentale quasi-symétrique S'_0 (CFRP antisymétrique):

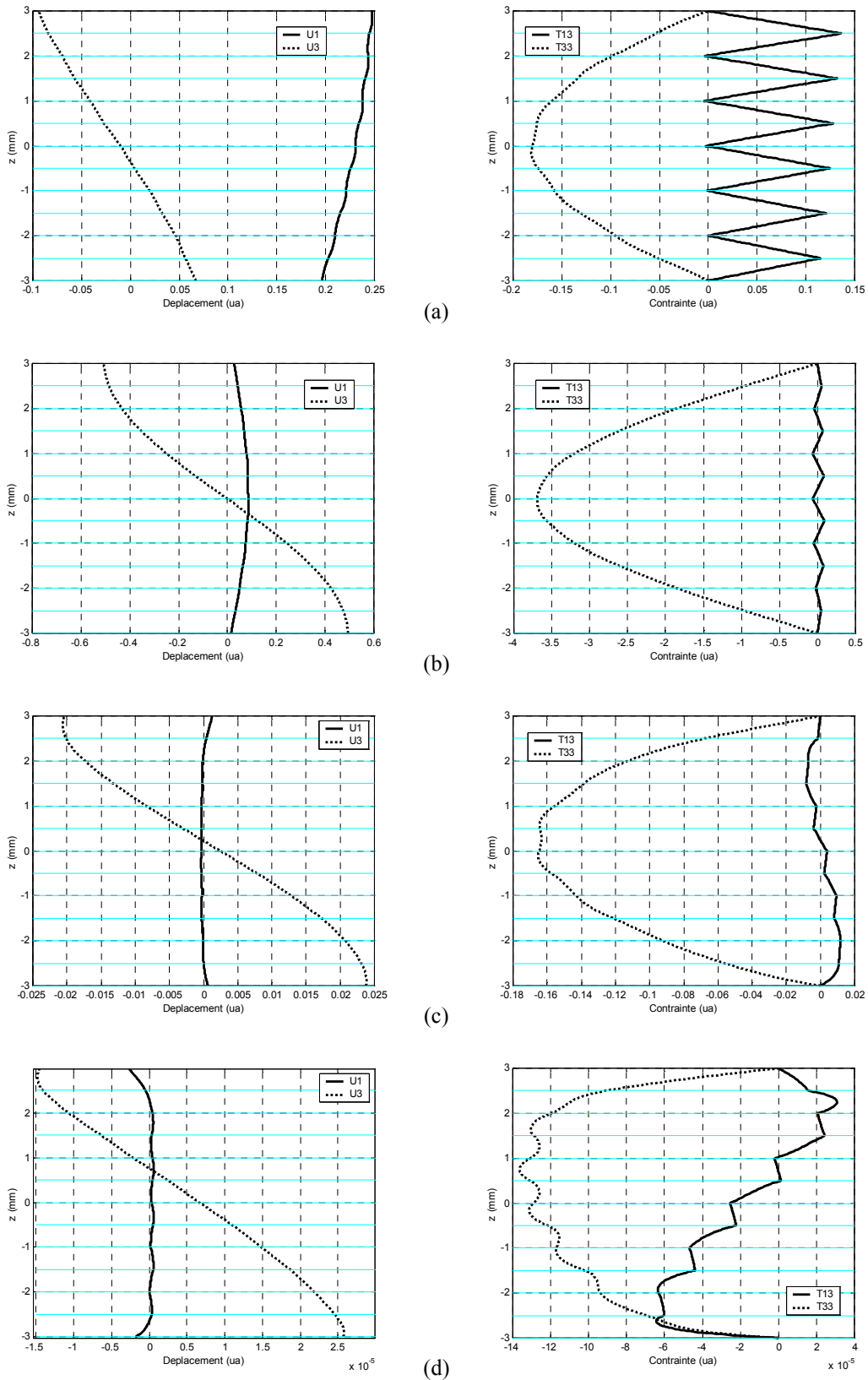
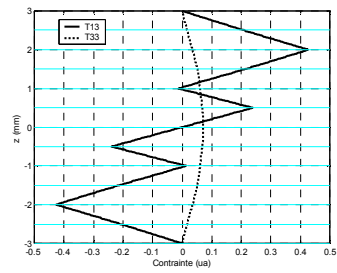
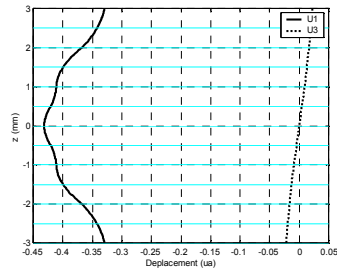
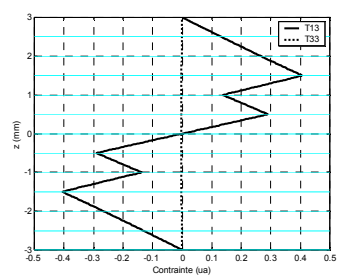
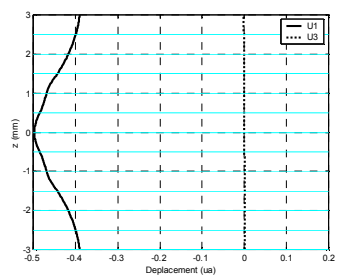


Figure A4-10. *Déplacements et contraintes dans le CFRP antisymétrique à $fd=0,9\text{MHz}\cdot\text{mm}$ (a), $fd=1,5\text{MHz}\cdot\text{mm}$ (b), $fd=2,0\text{MHz}\cdot\text{mm}$ (c), $fd=3,0\text{MHz}\cdot\text{mm}$ (d)*

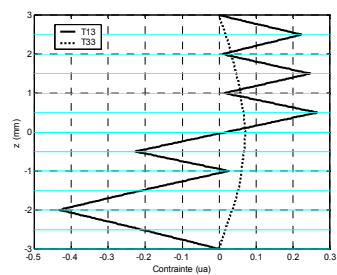
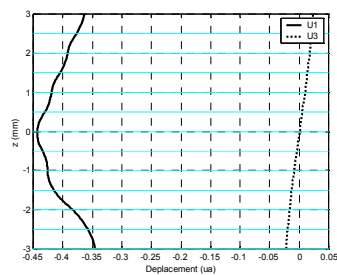
A2-9. Mode (quasi) anti-symétrique A'_0 (CFRP stratifié avec empilement défaillant¹) :



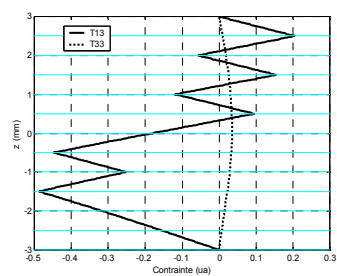
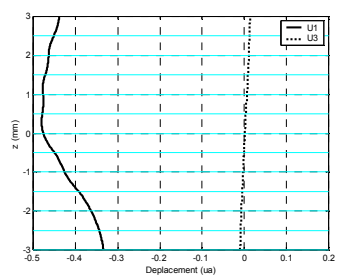
Interversion symétrique de deux couches



Mauvaise orientation symétrique d'une couche



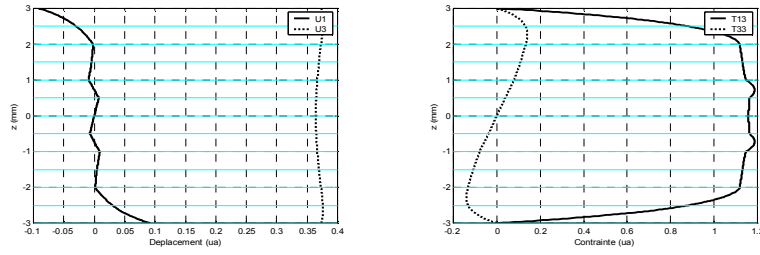
Interversion de deux couches



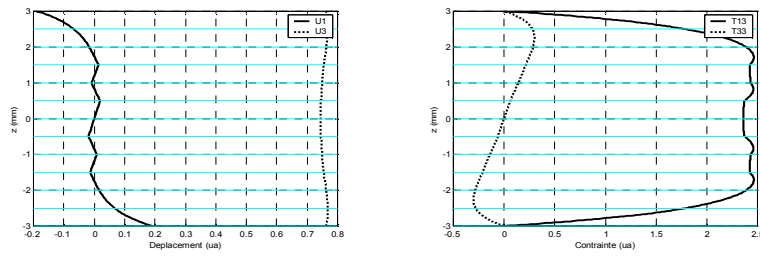
Mauvaise orientation d'une couche

¹ Les profils à $fd=0,9$ MHz.mm relatifs au cas des matériaux sain et antisymétriques sont représentés sur la figure 2-13a et en Annexe A2-9 respectivement

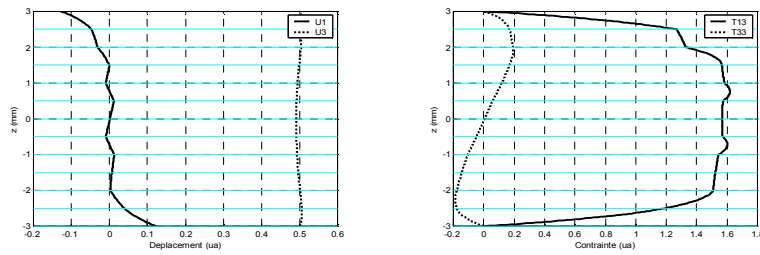
A2-10. Mode (quasi) anti-symétrique A'_0 (CFRP stratifié avec empilement défaillant²) :



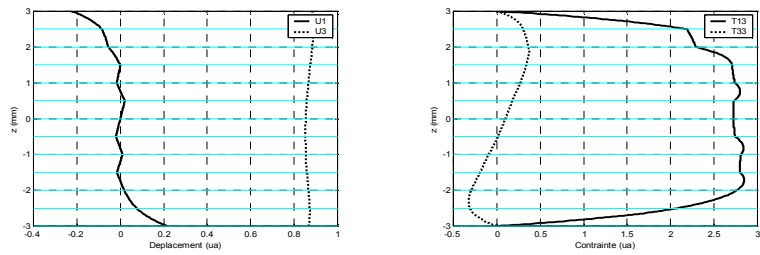
Interversion symétrique de deux couches



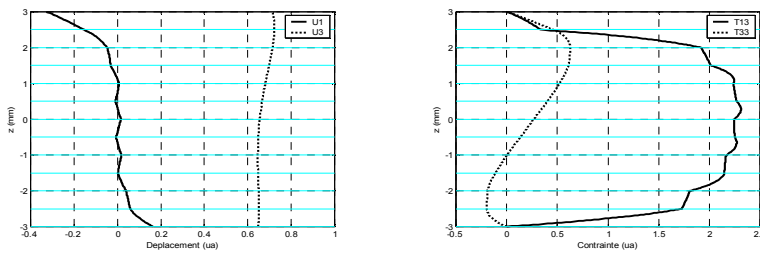
Mauvaise orientation symétrique d'une couche



Interversion de deux couches



Mauvaise orientation d'une couche



Matériau antisymétrique

² Les profils relatifs au cas du matériau sain à $fd=0,9$ MHz.mm sont représentés sur la figure 2-13

Annexe 3

A3-1. Courbes de dispersions des modes guidés dans le CFRP tissé :

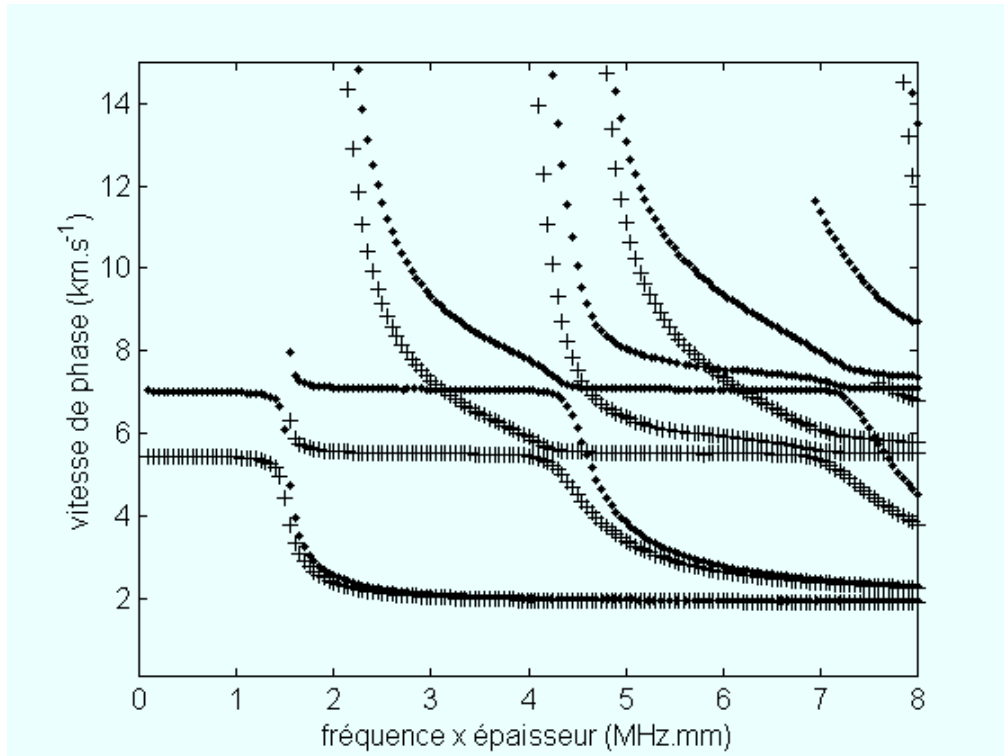


Figure A4-1. Modes symétriques pour une propagation dans la direction 0° (---) et 45° (+++)

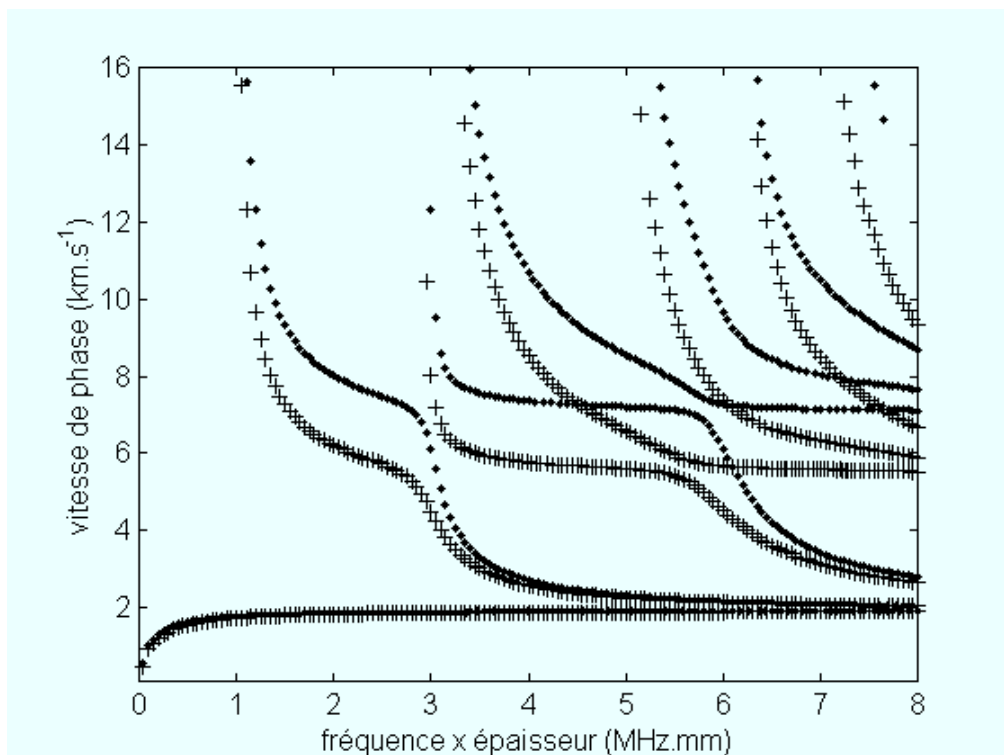


Figure A4-2. Modes antisymétriques pour une propagation dans la direction 0° (---) et 45° (+++)

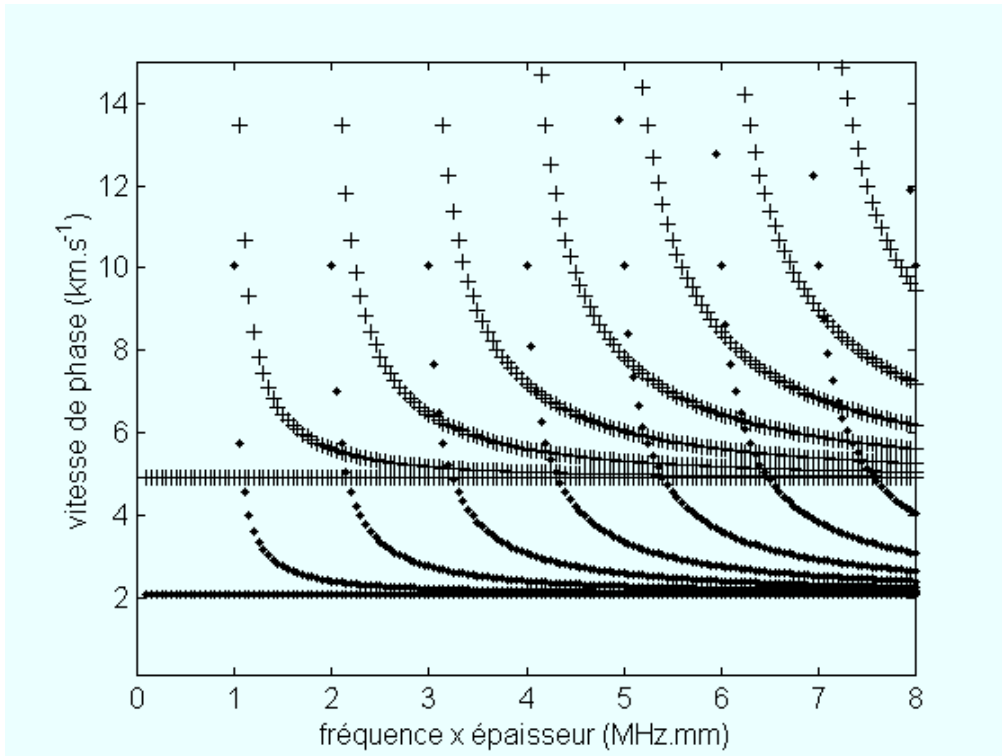


Figure A4-3. Modes transverse horizontaux : propagation dans la direction 0° (•••) et 45° (+++)

A3-2. Détermination des constantes élastiques du CFRP stratifié :

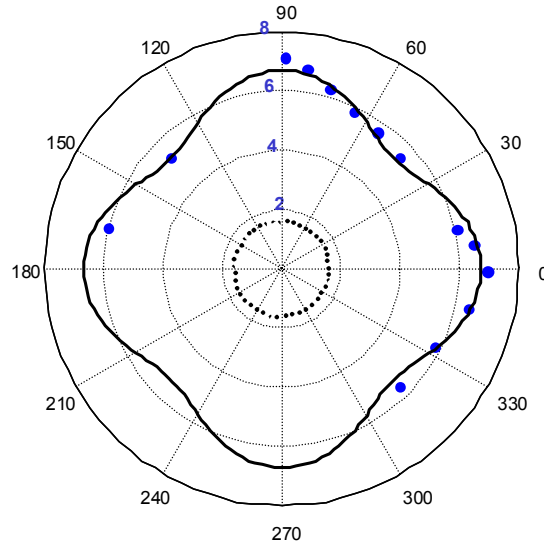
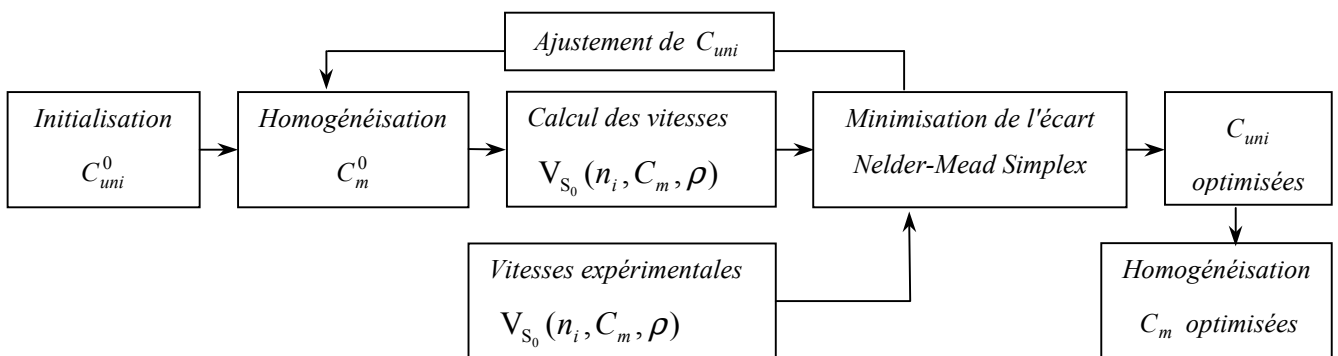


Figure A4-4. Courbes des vitesses expérimentales du mode S'_0 en km.s^{-1} à $f=150\text{kHz}$ dans le CFRP stratifié (\bullet). Courbe des vitesses de S'_0 obtenue après optimisation (trait plein) et courbe des vitesses calculée pour A_0 à partir des constantes élastiques optimisées (trait pointillé)

Nous cherchons à déterminer les constantes élastiques du matériau CFRP stratifié. Pour des raisons évidentes de gain de temps de calcul, nous nous plaçons dans l'hypothèse d'homogénéisation du matériau. Cette hypothèse simplificatrice se justifie par le fait que les mesures de vitesses expérimentales sont réalisées à la fréquence $f=150\text{kHz}$, qui correspond au produit $fd=0,9\text{MHz.mm}$. A ce faible produit fd , la vitesse de phase de S_0 dans le matériau homogénéisé est sensiblement proche de celle de S'_0 dans le matériau réel.

Cependant, l'inversion des mesures de vitesses en vue a été réalisée sous la contrainte de symétrie transverse isotrope selon l'axe 1 du pli unitaire (du fait de la répartition aléatoire des fibres dans l'épaisseur des plis montrée sur les micrographies de l'Annexe A4-3) c'est à dire : $C_{\text{uni}44}=(C_{\text{uni}33}-C_{\text{uni}23})/2$.

Le processus d'optimisation est donc le suivant :



A3-3. Détermination de l'orientation des plis dans le matériau CFRP stratifié : images MEB

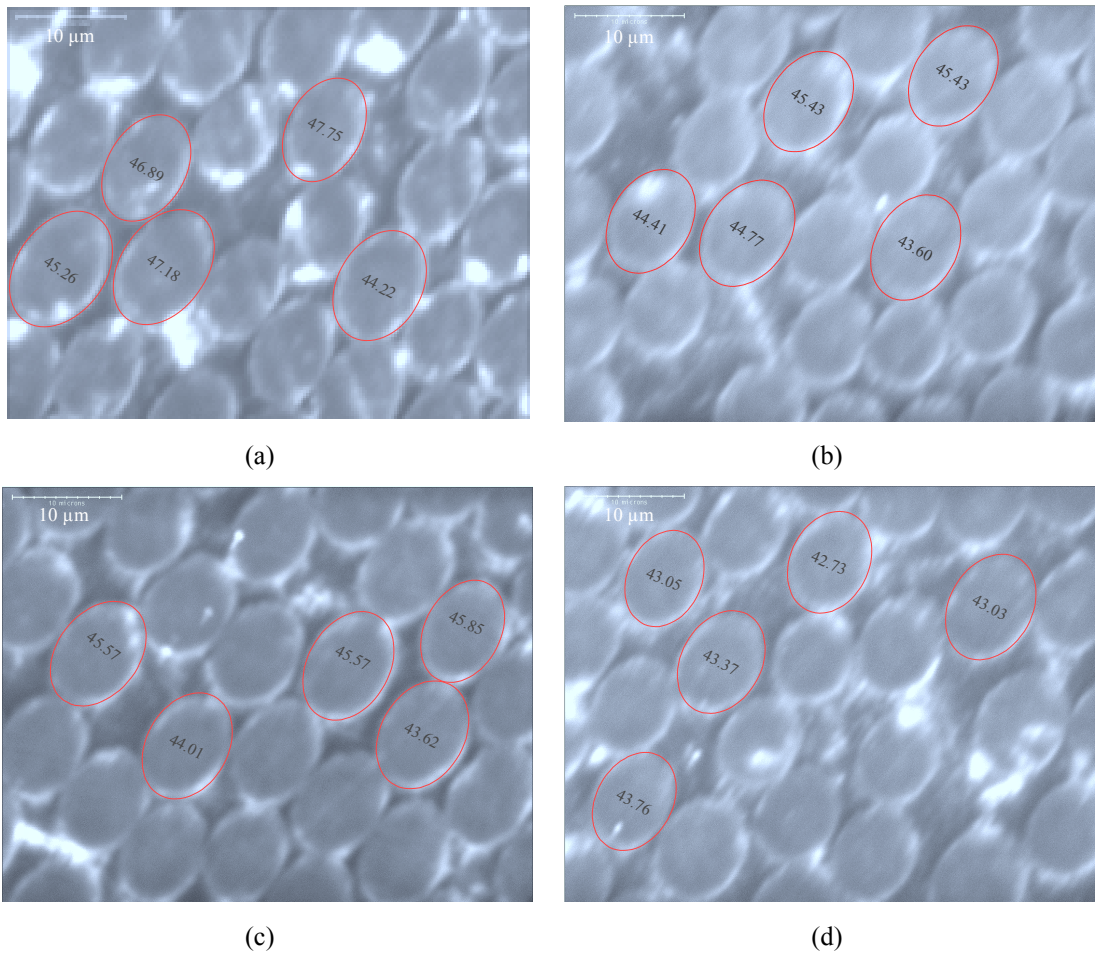


Figure A4-5. Micrographies d'une coupe à 45° matériau CFRP stratifié:

(a) orientation moyenne des fibres du pli numéro 17 : $46.3^{\circ} \pm 0.9^{\circ}$

(b) orientation moyenne des fibres du pli numéro 18 : $44.8^{\circ} \pm 0.9^{\circ}$

(c) orientation moyenne des fibres du pli numéro 19 : $44.9^{\circ} \pm 0.9^{\circ}$

(d) orientation moyenne des fibres du pli numéro 20 : $43.2^{\circ} \pm 0.9^{\circ}$

A3-4. Signaux simulés analytiquement par la dispersion des modes de Lamb fondamentaux dans le SMC

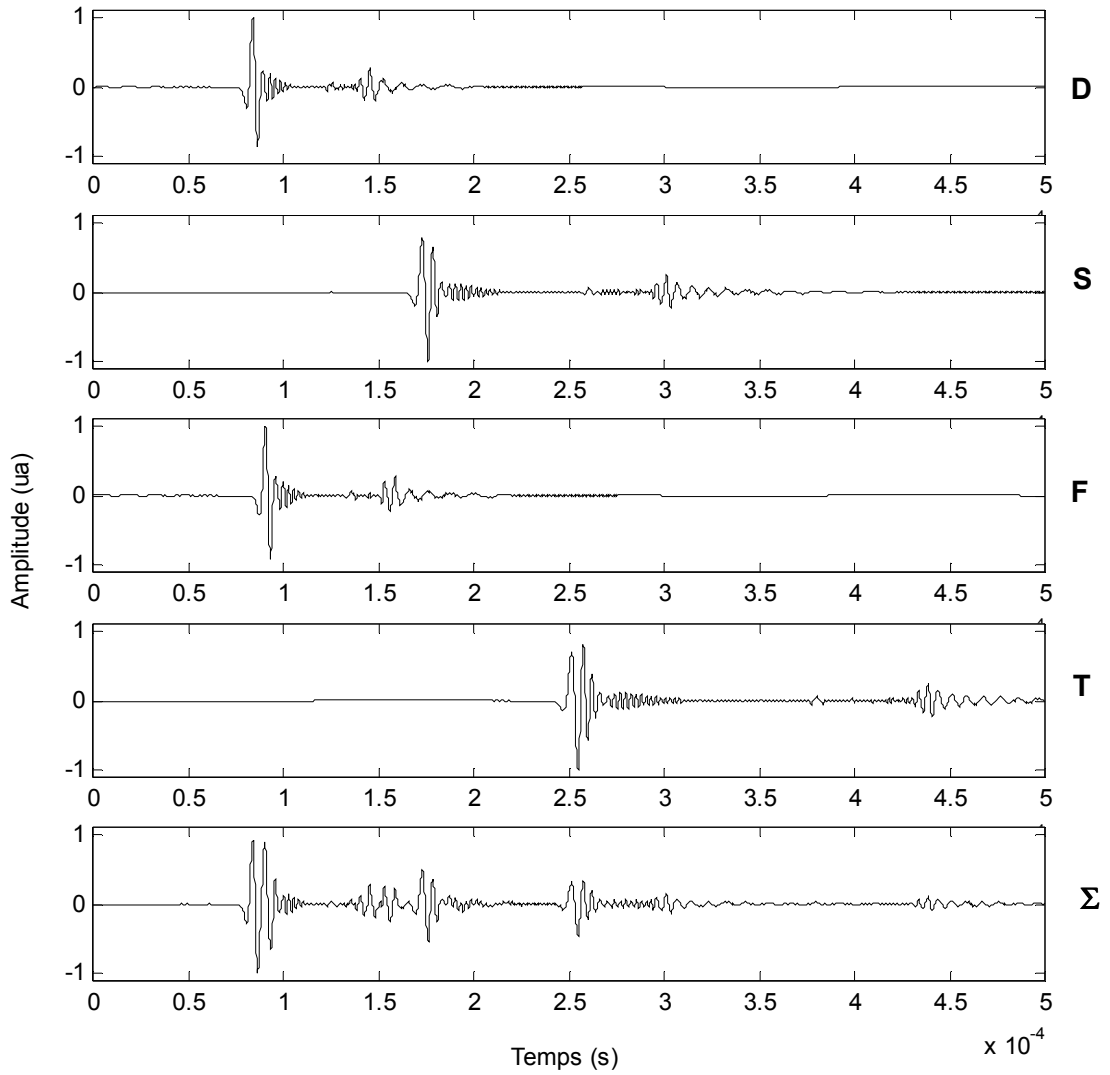


Figure A4-6. *Signaux simulés en transmission directe (D), par réflexion sur les bords (R), par réflexion en fond de plaque (F), par triple transit (T) sur la plaque de SMC. Somme des contributions (Σ)*

A3-5. Identification des modes en régime impulsionnel dans le CFRP tissé :

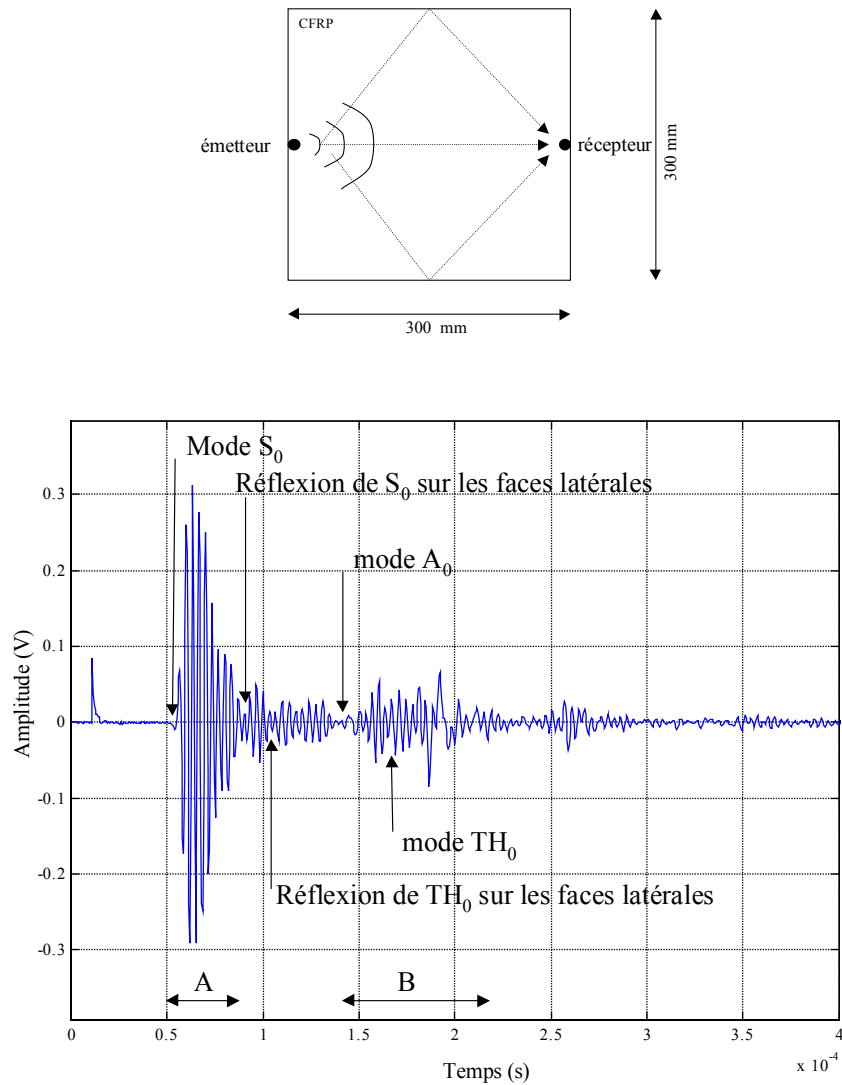


Figure A4-7. Signal transmis en régime impulsionnel sur la plaque CFRP tissé

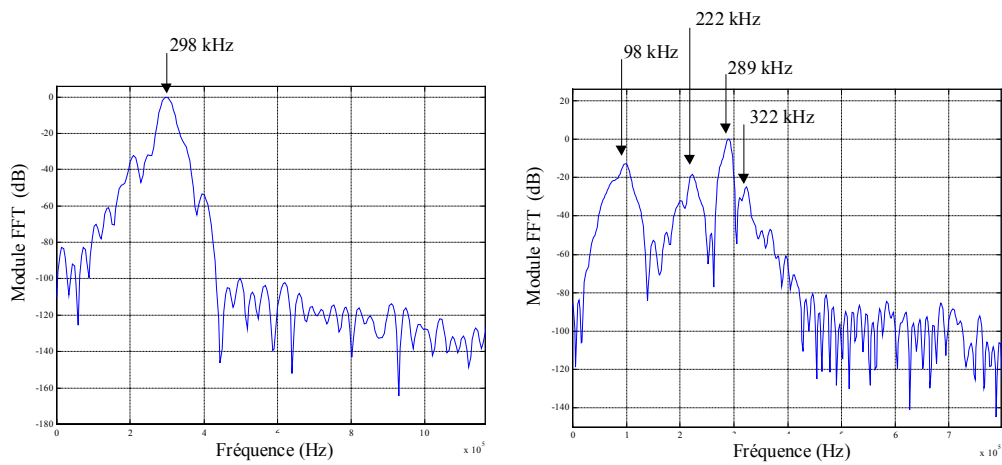
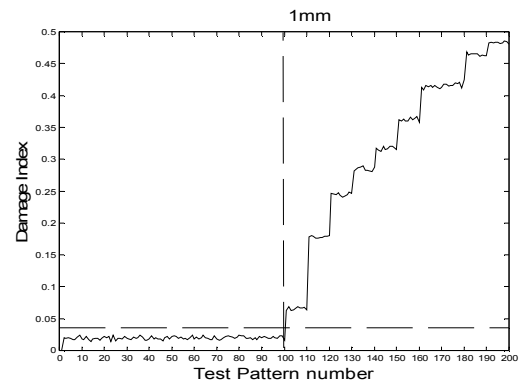
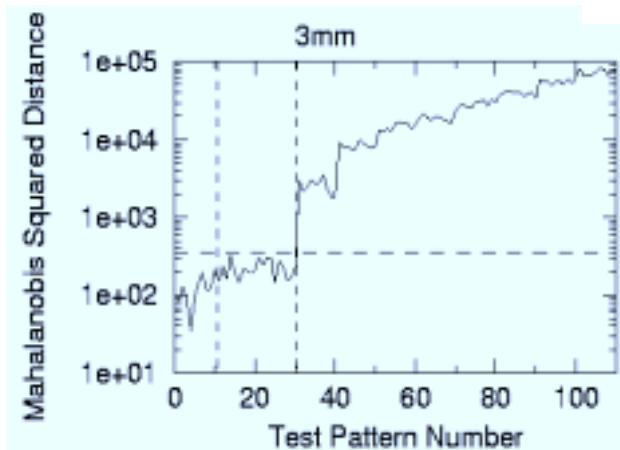


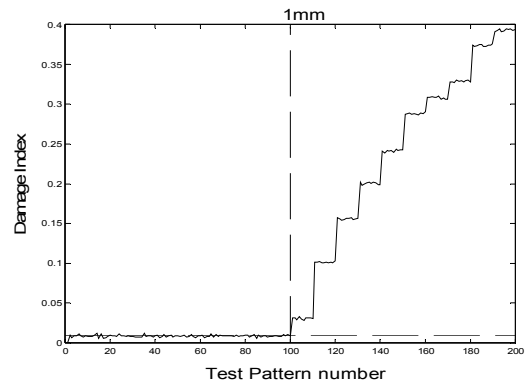
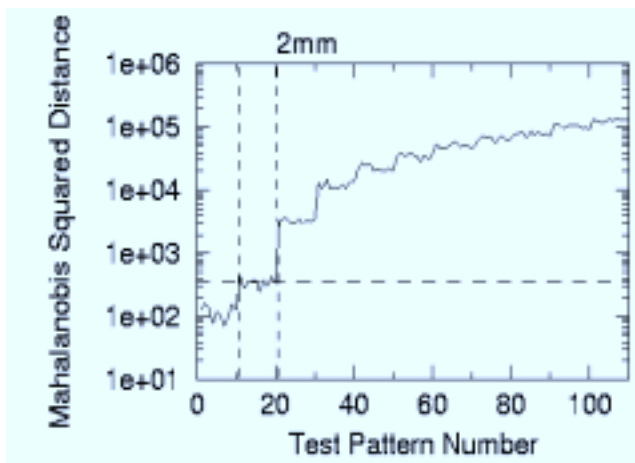
Figure A4-8. Spectres du premier (a) et du second (b) paquet d'onde reçu sur la plaque CFRP tissé

A3-6. Détection de défauts DANS L'AXE par la distance de Mahalanobis (colonne de gauche) et par le paramètre d'endommagement DI (colonne de droite),

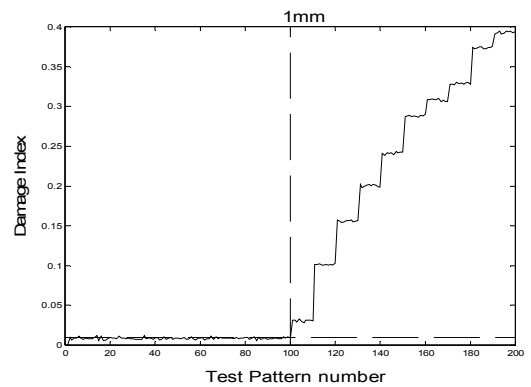
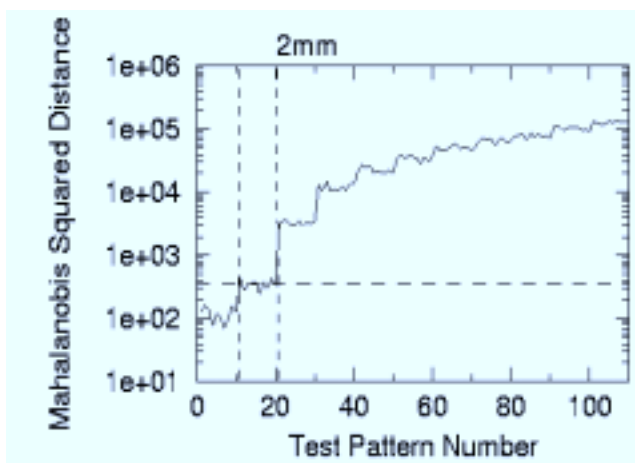
en régime impulsionnel :



mode S_0 (300kHz) :

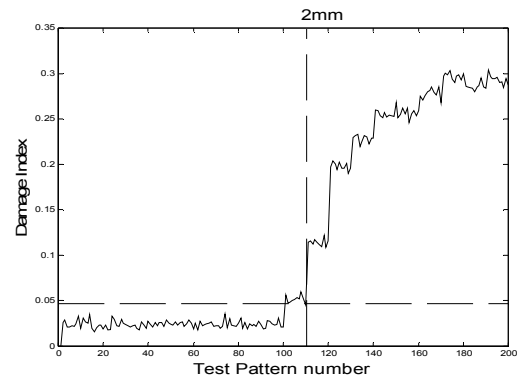
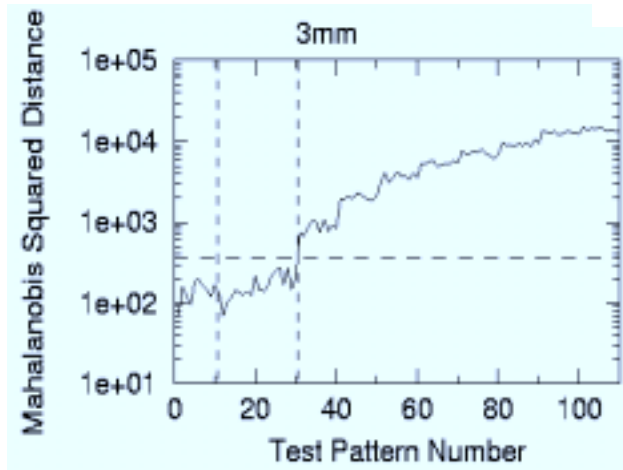


mode A_0 (100kHz) :

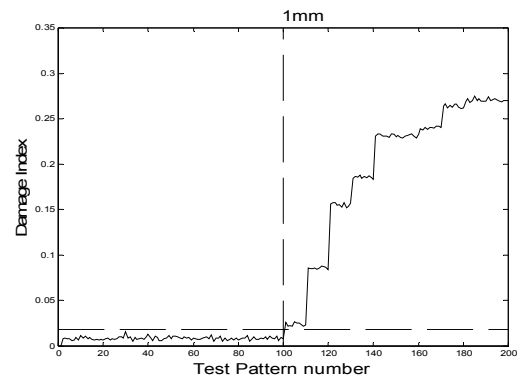
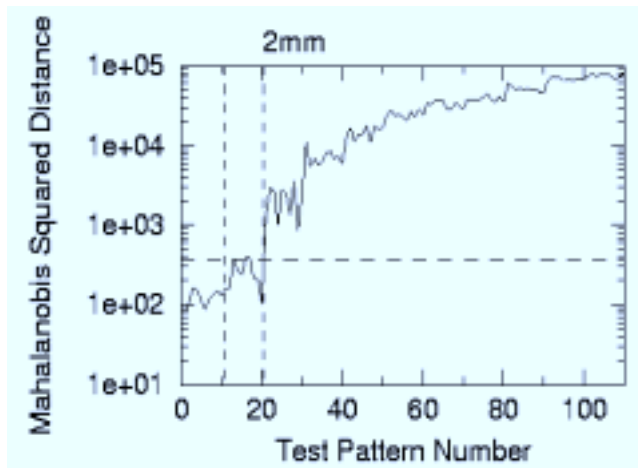


A3-7. Détection de défauts HORS DE L'AXE DES FIBRES par la distance de Mahalanobis (colonne de gauche) et par le paramètre DI (colonne de droite),

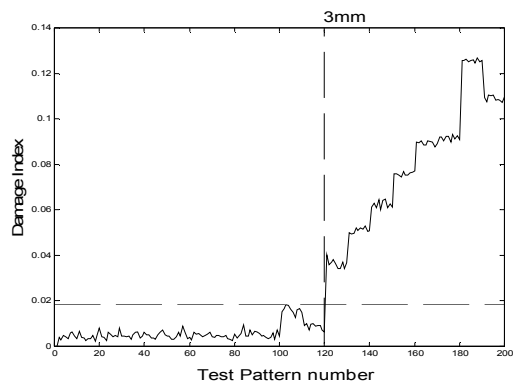
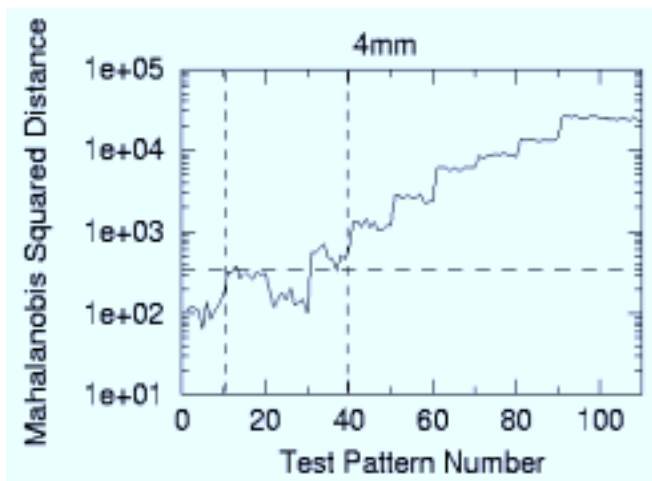
en régime impulsionnel :



mode S_0 (300kHz) :

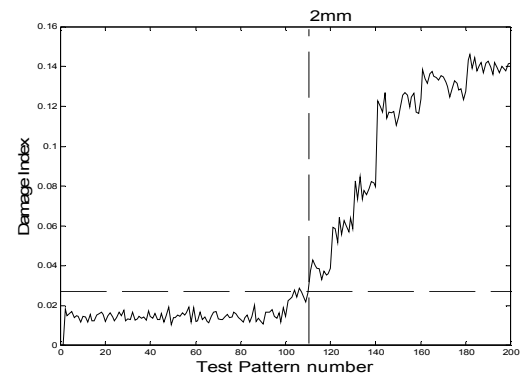
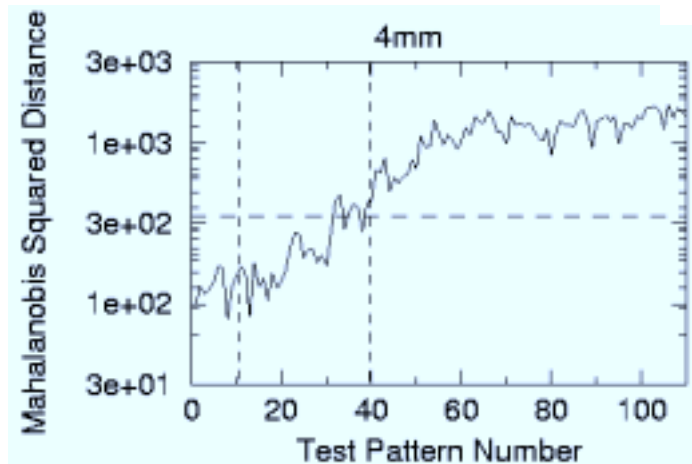


mode A_0 (A100kHz) :

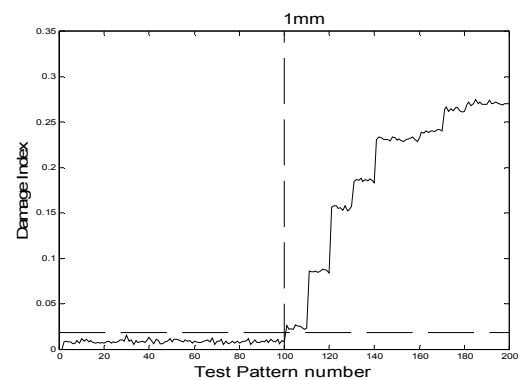
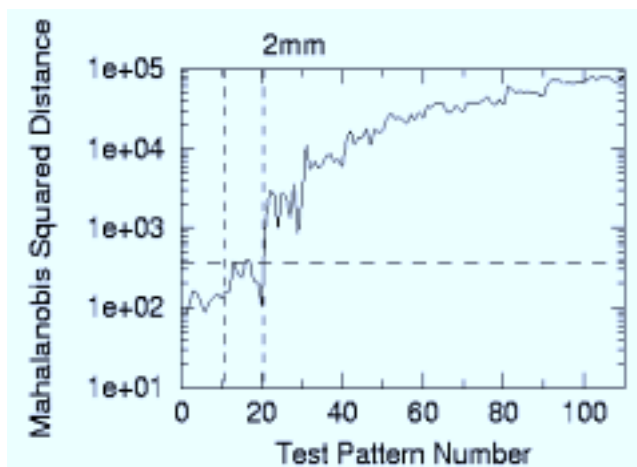


A3-8. Détection de défauts HORS AXE par la distance de Mahalanobis (colonne de gauche) et par le paramètre d'endommagement DI (colonne de droite),

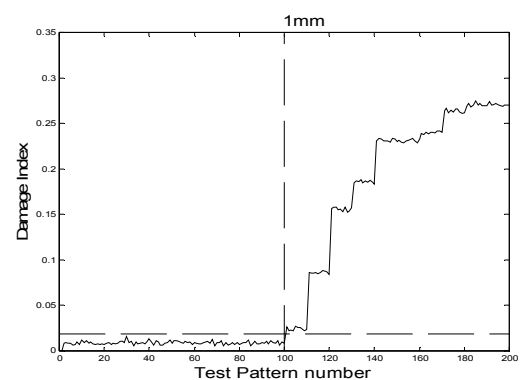
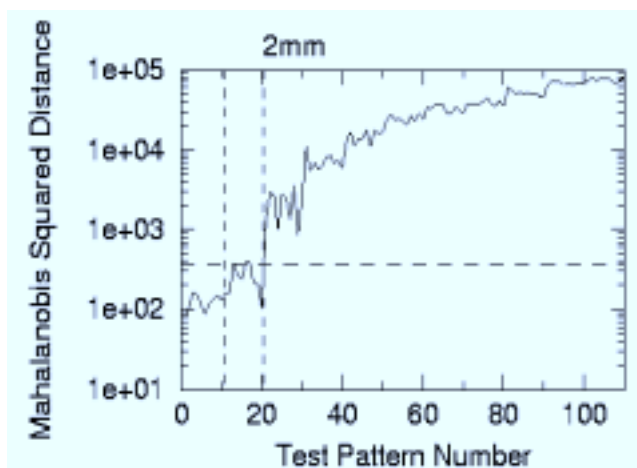
en régime impulsionnel :



mode S_0 (300kHz) :



mode A_0 (100kHz) :



A3-9. Détection de défauts DANS L'AXE par la distance de Mahalanobis avec échantillonnage spectral

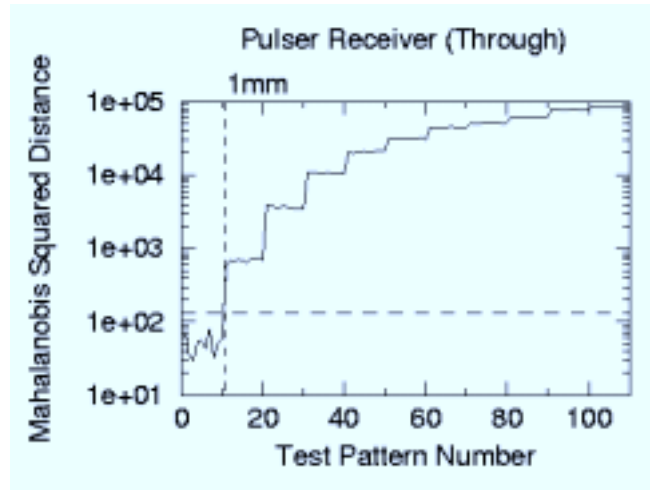


Figure A4-9. En régime impulsif

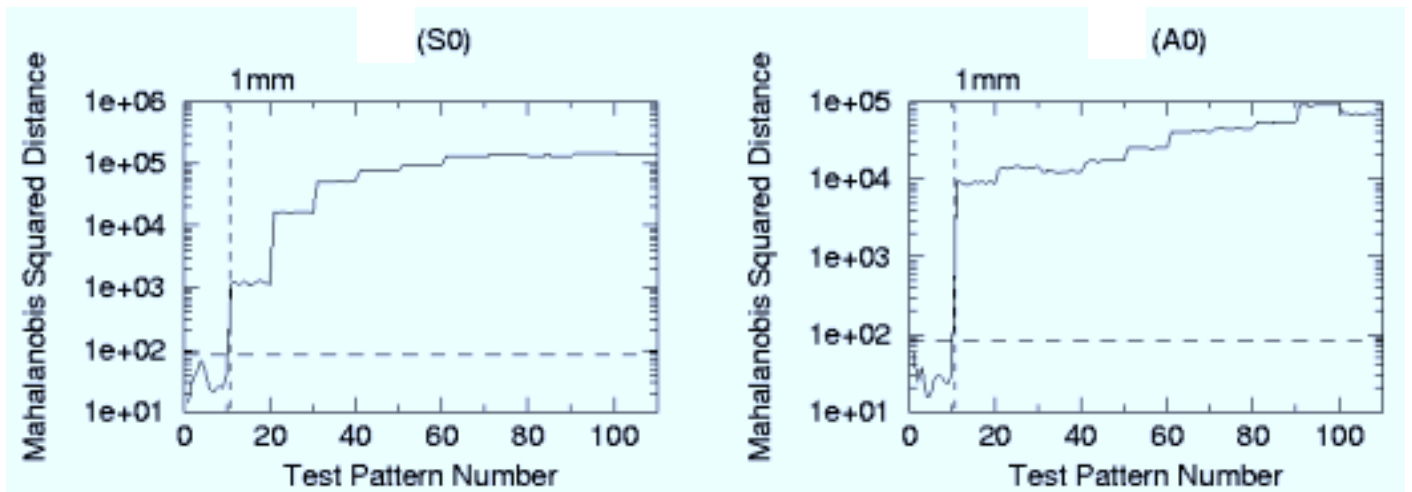


Figure A4-10. En trains d'onde à $f=300\text{kHz}$ (mode S_0) et à $f=100\text{kHz}$ (mode A_0)

A3-10. Détection de défauts HORS DE L'AXE DES FIBRES par la distance de Mahalanobis avec échantillonnage spectral

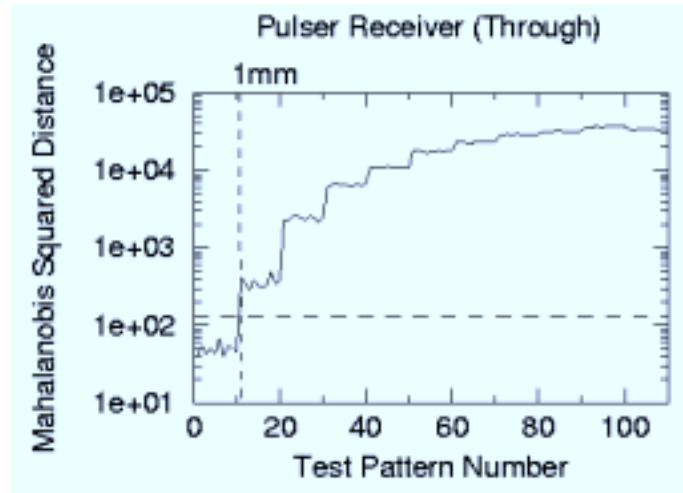


Figure A4-11. *En régime impulsionnel*

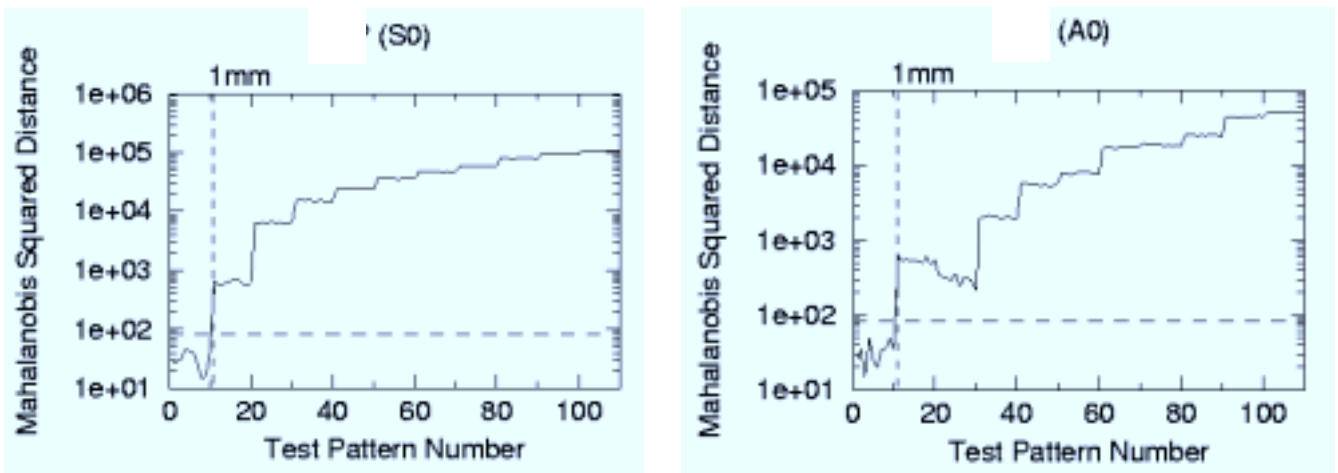


Figure A4-12. *En trains d'onde à $f=300\text{kHz}$ (mode S_0), à $f=100\text{kHz}$ (mode A_0)*

A3-11. Détection de défauts HORS AXE par la distance de Mahalanobis avec échantillonnage spectral

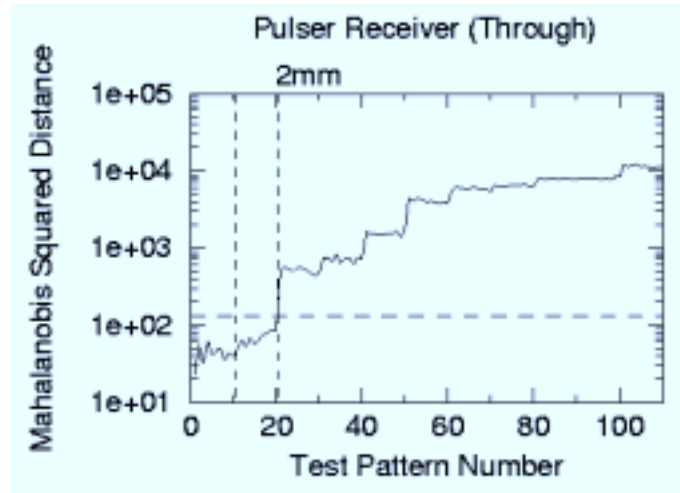


Figure A4-13. *En régime impulsionnel*

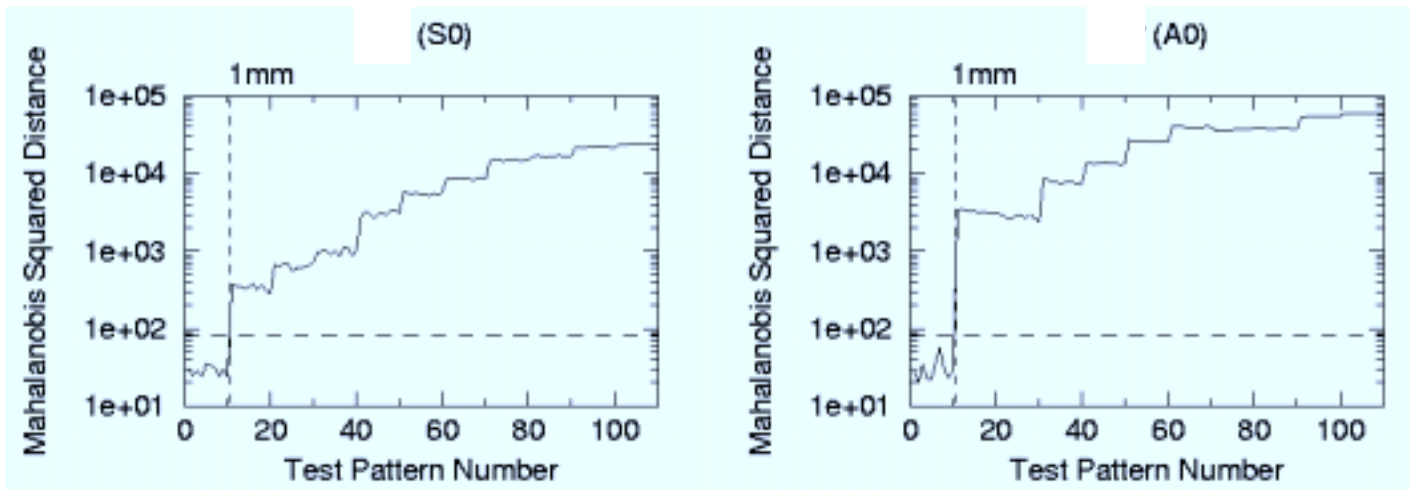


Figure A4-14. *En trains d'onde à $f=300\text{kHz}$ (mode S_0), à $f=100\text{kHz}$ (mode A_0)*

Annexe 4

A4-1. Formulation matricielle

$$\text{Matrice de masse} \quad M_{UU} = \int_V \rho b_i^{r'} \cdot b_k^{r'} dV$$

$$\text{Matrice de raideur élastique} \quad K_{UU} = \int_V C^E \cdot \hat{\nabla} b_i^r \cdot \hat{\nabla} b_k^{r'} dV$$

$$\text{Matrice de raideur piézo - électrique} \quad K_{U\varphi_p} = \int_V e^t \cdot \nabla a_i \cdot \hat{\nabla} b_k^{r'} dV$$

$$\text{Matrice de raideur diélectrique} \quad K_{\varphi_p\varphi_p} = \int_V \varepsilon^S \cdot \nabla a_i \cdot \nabla a_k dV$$

où $\hat{\nabla}$ est l'opérateur gradient symétrique défini de sorte que la relation (2-4) reliant la composante S_{kl} du tenseur des déformations au composantes du déplacement particulaire s'écrit :

$$S_{kl} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right) \equiv (\hat{\nabla} u)_{kl}$$

$$F = \int_S \hat{T}_N \cdot b_k^{r'} dS$$

$$Q = \int_S (D_N \cdot n) a_k dS$$

où \vec{n} est la normale sortante au milieu piézo-électrique, \hat{T}_N est l'approximation du vecteur de contrainte normale et D_N est l'approximation du déplacement électrique.

A4-2. Matrices de raideur "durcies" obtenues par condensation statique

$$H_{UU} = K_{UU} + K_{U\varphi_i} K_{\varphi_i\varphi_i}^{-1} K_{U\varphi_i}^t$$

$$H_{U\varphi_p} = K_{U\varphi_p} - K_{U\varphi_i} K_{\varphi_i\varphi_i}^{-1} K_{\varphi_i\varphi_p}$$

$$H_{\varphi_p\varphi_p} = K_{\varphi_p\varphi_p} - K_{\varphi_i\varphi_p}^t K_{\varphi_i\varphi_i}^{-1} K_{\varphi_i\varphi_p}$$

A4-3. Propriétés du Titanate Zirconate de Plomb PZT-5A

Permittivité diélectrique : $\frac{\epsilon_{33}^T}{\epsilon_0} = 1700$

Masse volumique : $\rho = 7750 \text{ kg.m}^{-3}$

Constantes d'élasticité : $C = \begin{pmatrix} 121,0 & 75,4 & 75,2 & 0,0 & 0,0 & 0,0 \\ 75,4 & 121,0 & 75,2 & 0,0 & 0,0 & 0,0 \\ 75,2 & 75,2 & 111,0 & 0,0 & 0,0 & 0,0 \\ 0,0 & 0,0 & 0,0 & 21,1 & 0,0 & 0,0 \\ 0,0 & 0,0 & 0,0 & 0,0 & 21,1 & 0,0 \\ 0,0 & 0,0 & 0,0 & 0,0 & 0,0 & 22,6 \end{pmatrix} \text{ Gpa}$

Constantes diélectriques : $\epsilon = \begin{pmatrix} 8,166 & 0,0 & 0,0 \\ 0,0 & 8,166 & 0,0 \\ 0,0 & 0,0 & 7,3455 \end{pmatrix} \times 10^{-9} \text{ F.m}^{-1}$

Constantes piézo-électriques : $e = \begin{pmatrix} 0,0 & 0,0 & -5,4 \\ 0,0 & 0,0 & -5,4 \\ 0,0 & 0,0 & 0,0 \\ 0,0 & 0,0 & 0,0 \\ 12,3 & 0,0 & 0,0 \\ 0,0 & 12,3 & 0,0 \end{pmatrix} \text{ C.m}^{-2}$