

UNIVERSITÉ DU QUÉBEC

MÉMOIRE PRÉSENTÉ À
L'UNIVERSITÉ DU QUÉBEC À TROIS-RIVIÈRES

COMME EXIGENCE PARTIELLE
DE LA MAÎTRISE EN PHYSIQUE

PAR
RENÉ SICARD

NOUVELLES MÉTHODES D'IMAGERIE ACOUSTIQUE POUR
L'INSPECTION PAR ONDES DE LAMB ET ONDES DE VOLUME

DÉCEMBRE 2000

1982
2861

Université du Québec à Trois-Rivières

Service de la bibliothèque

Avertissement

L'auteur de ce mémoire ou de cette thèse a autorisé l'Université du Québec à Trois-Rivières à diffuser, à des fins non lucratives, une copie de son mémoire ou de sa thèse.

Cette diffusion n'entraîne pas une renonciation de la part de l'auteur à ses droits de propriété intellectuelle, incluant le droit d'auteur, sur ce mémoire ou cette thèse. Notamment, la reproduction ou la publication de la totalité ou d'une partie importante de ce mémoire ou de cette thèse requiert son autorisation.

RÉSUMÉ

Cet ouvrage présente deux nouvelles méthodes d'imagerie acoustique, soit une pour l'inspection par ondes guidées de Lamb (ondes de plaque) de matériaux homogènes et isotropes (acier, aluminium) et une autre pour l'inspection par ondes de volume longitudinales de matériaux composites. La théorie des ondes de Lamb est tout d'abord présentée, suivie de deux procédures algorithmiques de traçage de ses courbes de dispersion pour les matériaux isotropes. Les algorithmes d'imagerie SAFT dans le domaine temporel et fréquentiel (F-SAFT), qui offrent notamment l'avantage d'augmenter le rapport signal-sur-bruit des signaux d'inspection, sont par la suite présentés. Un nouvel algorithme d'imagerie adapté aux propriétés dispersives des ondes de Lamb basé sur le F-SAFT a été créé (Lamb-SAFT). Ce dernier a permis d'obtenir des résultats démontrant son utilité et sa supériorité sur le F-SAFT conventionnel pour une imagerie de type SAFT d'une structure inspectée par ondes de Lamb. Son utilisation permet une plus grande liberté d'inspection puisqu'il permet d'exploiter les régions dispersives des courbes, contrairement à ce qui a été fait jusqu'à présent. L'inspection ultrasonore de matériaux composites fibreux a par la suite été étudiée. Une méthode d'extraction de l'information nécessaire à la création d'images de type C-scan par inspection par ondes de volume longitudinales focalisées a été étudiée, soit la déconvolution basée sur le filtre de Kalman. Cette méthode permet d'avoir accès aux amplitudes des réflexions se produisant aux surfaces du matériau inspecté plus facilement, l'extraction se faisant dans l'espace des coefficients de réflexion relatifs du matériau plutôt qu'à partir des traces temporelles. Les résultats obtenus avec cette méthode sont encourageants, ceux-ci démontrant

une plus grande sensibilité des inhomogénéités présentes dans la structure en augmentant de façon significative le contraste entre les régions saines et défectueuses dans les images obtenues.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier le Fonds FCAR (Fonds pour la Formation de Chercheurs et l'Aide à la Recherche) pour son appui financier au cours de ces deux années de maîtrise ainsi qu'à la Fondation Universitaire du Centre du Québec pour l'octroi d'une bourse. Je tiens également à remercier sincèrement mon directeur de maîtrise, Monsieur Jacques Goyette, pour son aide et son soutien, sa générosité, mais surtout pour sa grande patience. Je veux aussi remercier le professeur Daniel Massicotte du département de Génie électrique pour son aide sur les travaux portant sur la déconvolution basée sur le filtre de Kalman et également pour sa patience et sa disponibilité. Un grand merci au professeur Tapan K. Bose, directeur de l'Institut de recherche sur l'hydrogène, de m'avoir permis d'effectuer un stage de trois semaines à la Katholieke Universiteit Leuven (Université Catholique de Louvain) en Belgique dans les laboratoires du professeur Jan Thoen. Ce voyage fut grandement bénéfique pour mon projet et fut également une expérience personnelle remarquable. Des remerciements bien spéciaux à Monsieur Kris van de Rostyne de KU Leuven pour son aide sur la production du programme de courbes de dispersions des ondes de Lamb, ainsi que pour sa grande gentillesse! Un gros merci à mon coéquipier des deux dernières années, Monsieur Djamel Zellouf, pour sa gentillesse, les nombreuses discussions et explications sur les phénomènes vibratoires ainsi que pour son aide lors des acquisitions de données. Merci également à mademoiselle Line Boucher pour son aide lors des dernières prises de données. Mille mercis à mon grand frère Pierre qui m'a supporté, aidé et encouragé tout au long de ma maîtrise. Pour terminer, un merci bien spécial à mes parents, Hélène et Lucien, pour leur support et leurs encouragements à persévérer dans les moments plus difficiles.

TABLE DES MATIÈRES

RÉSUMÉ	ii
REMERCIEMENTS	iv
TABLE DES MATIÈRES	v
1. INTRODUCTION	1
1.1 Mise en situation	1
1.2 Méthodes d'inspection classiques	2
1.3 Problématique	3
1.4 Présentation des travaux du mémoire	5
2. ONDES DE LAMB ET COURBES DE DISPERSION	7
2.1 Introduction	7
2.2 Ondes de Lamb dans un matériau isotrope	9
2.3 Fréquences de coupure	20
2.3.1 Modes symétriques	21
2.3.2 Modes antisymétriques	22
2.4 Algorithmes de traçage des courbes de dispersion	23
2.4.1 Algorithme « LAMBCURVES_VP.M » : vitesses de phase ...	24
2.4.2 Algorithme « LAMB.M » : vitesses de phase et de groupe ...	25
2.5 Inspection par ondes de Lamb	29
2.5.1 Transducteurs piézo-électriques en contact direct	31
2.5.2 Emploi des transducteurs pour l'inspection	33

2.5.3	Imagerie classique par ondes de Lamb	35
3.	ALGORITHMES D'IMAGERIE SAFT	37
3.1	Introduction	37
3.2	Principe du SAFT	38
3.2.1	Espace temporel	40
3.2.2	Espace de Fourier	43
3.3	Adaptation du F-SAFT aux propriétés dispersives des ondes de Lamb (Lamb-SAFT)	46
3.3.1	Algorithme Lamb-SAFT	46
4.	MÉTHODE DE DÉCONVOLUTION BASÉE SUR LE FILTRE DE KALMAN POUR L'IMAGERIE PAR ONDES DE VOLUME	50
4.1	Introduction	50
4.2	Inspection par ondes de volume	51
4.2.1	Système d'inspection en bain à immersion	51
4.2.2	Transducteurs piézo-électriques focalisés	52
4.2.3	Imagerie par ondes de volume	54
4.3	Convolution et déconvolution	56
4.4	Filtre de Kalman	58
4.4.1	Innovation	63
4.4.2	Gain de Kalman	65
4.4.3	Filtrage et déconvolution	67
4.5	Hypothèses sur les paramètres de l'inspection face à la méthode de	

	déconvolution	69
5.	RÉSULTATS	72
5.1	Introduction	72
5.2	Ondes de Lamb et algorithmes SAFT	73
5.2.1	Courbes de dispersion	73
5.2.2	Validation du F-SAFT avec les ondes de volume longitudinales défocalisées	80
5.2.3	Inspection de plaques	86
5.2.3.1	Présentation du montage	86
5.2.3.2	Présentation de l'échantillon	88
5.2.3.3	Inspection avec le mode A_0	90
5.2.3.4	Inspection avec le mode S_0	101
5.3	Ondes de volume et déconvolution basée sur le filtre de Kalman	110
5.3.1	Présentation du montage	110
5.3.2	Présentation des échantillons	112
5.3.2.1	Plaque d'aluminium	112
5.3.2.2	Échantillon de réservoir en matériaux composites	113
5.3.3	Inspection d'une plaque d'aluminium	114
5.3.4	Inspection de l'échantillon composite	122
5.3.4.1	Paramètres du filtre	125
5.3.4.2	Présentation des résultats	127
6.	CONCLUSION	136
6.1	Objectifs atteints	136

6.1.1	Ondes de Lamb	136
6.1.2	Ondes de volume	137
6.2	Recommandations	138
6.3	Travaux futurs	139
RÉFÉRENCES			141
ANNEXE 1	MISE EN SITUATION SUR LES SOLIDES ÉLASTIQUES	145
ANNEXE 2	CALCUL DÉTAILLÉ DES CONTRAINTES MÉCANIQUES	150
ANNEXE 3	ALGORITHMES DE COURBES DE DISPERSION	153
A3.1	Premier algorithme de courbes : « Lambcurves_Vp.m »	153
A3.2	Second algorithme de courbes : « Lamb.m »	158
A3.2.1	Lamb.m	158
A3.2.2	Lamb_graphs.m	167
A3.2.3	Lamb_plot.m	168
ANNEXE 4	ALGORITHME LAMB-SAFT	170
A4.1	Module principal : « LambSAFT.m »	170
A4.2	Module « Lamb_for_SAFT.m »	174
A4.3	Module « FFT_SAFT_for_disp.m »	183
A4.4	Module « FFT_SAFT_disp.m »	185

ANNEXE 5	ALGORITHME DE DÉCONVOLUTION	189
A5.1	Gain de Kalman : « gain_k.m »	189
A5.2	Déconvolution : « kalman_c.m »	191
ANNEXE 6	COMPTE-RENDUS DU CONGRÈS CANADIEN SUR L'HYDROGÈNE	193

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

1.1 Mise en situation

Des expériences sur les cordes vibrantes du philosophe grec Pythagore aux bases de l'acoustique moderne du « The Theory of Sound » du physicien britannique Lord John William Strutt Rayleigh, les phénomènes sonores ont toujours suscité un intérêt marqué dans le monde scientifique. Ainsi, plusieurs grands noms de la science se sont intéressés à ce domaine : Aristote, Leonardo da Vinci, Galileo Galilei, Sir Isaac Newton, Daniel Bernoulli et Hermann von Helmholtz en sont quelques exemples. Les travaux du mathématicien Jean Baptiste Fourier sur la décomposition des ondes sonores sont notamment d'une grande importance : la transformée de Fourier est de nos jours un outil indispensable pour quiconque étudie les phénomènes vibratoires.

Les ultrasons offrent actuellement de nombreuses applications d'intérêt dans plusieurs domaines tels la médecine (échographie, traitements physiothérapeutiques, destruction de calculs rénaux, etc.), l'industrie militaire (SONAR, etc.) et l'inspection de structures industrielles (NDT, etc.). C'est d'ailleurs cette dernière application qui suscite notre intérêt et qui est à la base des travaux présentés dans ce mémoire.

Les méthodes d'inspection, qu'elles soient destructives ou non, répondent à un besoin lié à une utilisation sécuritaire de structures industrielles (réservoirs de tous genres, fuselage et ailes d'avion, etc.). Le contrôle dit destructif (essais mécaniques, examens micrographiques, analyses chimiques, etc.) est employé pour mesurer les principales qualités (liées à la sécurité) d'une pièce. Cependant, puisque ce type d'inspection mène inévitablement vers la destruction des pièces contrôlées (et à des pertes matérielles et économiques), il ne doit porter que sur un prélèvement. Puisque l'ensemble des pièces fabriquées (par exemple, des réservoirs haute pression) doit être conforme aux normes de sécurité établies, un contrôle non destructif doit être effectué sur l'ensemble (ou un échantillon significatif) de la fourniture [PERD93].

Il existe également un besoin pour les méthodes d'inspection non destructives quant au contrôle périodique des pièces déjà sur le marché (tels les réservoirs de gaz). Les ultrasons constituent une sonde d'inspection non destructive efficace, fiable et peu coûteuse ne présentant qu'un inconvénient majeur, soit celui de l'interprétation des informations recueillies.

1.2 Méthodes d'inspection classiques

Plusieurs méthodes d'inspection par ultrasons ont été développées jusqu'à maintenant. Les méthodes classiques d'inspection, soit celles les plus employées en industrie, sont l'inspection par ondes de volume longitudinales et par ondes guidées (ondes de Rayleigh et ondes de Lamb). D'autres techniques d'inspection ont également été développées afin de répondre à des besoins spécifiques, telle l'émission acoustique (employée lors de la fabrication

des pièces [PERD93]), la microscopie acoustique [BRIG85] pour l'imagerie de haute précision (employant également les ondes guidées, mais à des fréquences de plusieurs dizaines de MHz et selon des méthodes plus complexes), etc. Seules les méthodes classiques applicables dans un contexte industriel conventionnel seront traitées dans ce mémoire.

1.3 Problématique

L'inspection des cylindres de gaz sous pression par ondes de volume présente quelques inconvénients : système d'inspection volumineux imposé par le besoin d'immerger le cylindre, inspection longue en raison du mode ponctuel d'inspection, coûts du système d'inspection, etc. Ces problèmes sont encore plus importants dans le cas de structures énormes telles les ailes et le fuselage d'avion. Or, ces structures présentent toutes un point commun : elles sont minces. Les ondes de Lamb (ondes guidées par une plaque) sont ainsi parfaitement adaptées à l'inspection de telles structures et s'avèrent plus attrayantes que la méthode conventionnelle puisqu'à chacune des positions du transducteur, une ligne est inspectée plutôt qu'un point, allégeant ainsi considérablement le temps d'inspection [CAWL94]. De plus, celles-ci peuvent être générées à l'aide de transducteurs ne nécessitant aucun couplant, tels les EMATs (Electromagnetic Acoustic Transducer), abaissant ainsi les coûts et le volume du système d'inspection. Cependant, afin de produire une image des structures inspectées, nous devons posséder une méthode d'imagerie fiable. Le SAFT (Synthetic Aperture Focusing Technique) semble être un algorithme d'imagerie pouvant effectuer cette tâche tout en améliorant le rapport signal-sur-bruit. Cette méthode a d'ailleurs permis d'obtenir des résultats concluants par le passé [LEVE97]. Cet algorithme est cependant basé sur une dispersion linéaire des ondes

dans le matériau étudié, ce qui n'est pas le cas pour les ondes de Lamb. En effet, leur dispersion est non-linéaire et une correction doit être apportée à l'algorithme SAFT de façon à l'adapter à l'inspection par ondes de Lamb. Le premier volet de ce mémoire traite de ce problème.

Un second problème lié à l'inspection non destructive par ultrasons se manifeste lorsqu'on étudie le cas des matériaux composites. L'inspection non destructive de structures homogènes (réservoirs de gaz métalliques, etc.) par ondes ultrasonores de volume a maintenant fait ses preuves [PERD93]. Certains secteurs, tel l'industrie automobile, s'intéressent à l'utilisation de matériaux composites dans la fabrication, entre autres choses, de réservoirs pour le stockage de l'hydrogène. Ce type de matériaux présente l'avantage majeur d'être moins lourd que les matériaux métalliques, trait avantageux pour la fabrication de réservoirs pour les automobiles. Avant de procéder à l'implantation de ce type de réservoirs, il est important de posséder des moyens efficaces de s'assurer de leur fiabilité. Ceux-ci étant soumis à des pressions pouvant atteindre 300 bar, leur intégrité peut être menacée par la propagation de défauts (délaminations, fentes, etc.). Les matériaux composites fibreux (enroulement de fibres de verre dans un environnement de colle Epoxy) présentent des problèmes d'inspection. Il serait très avantageux d'effectuer leur inspection par des méthodes déjà employées pour les réservoirs métalliques standard, plus particulièrement par ondes ultrasonores de volume.

L'inspection par ondes de volume de matériaux composites fibreux présente un inconvénient majeur : le bruit principal entachant ces signaux provient d'interactions

complexes entre les ondes résultant de la diffraction sur les fibres de la structure. Le spectre fréquentiel de ce bruit de structure est ainsi superposé à celui du signal émis. Les méthodes conventionnelles de traitement de signal ne sont ainsi plus appropriées pour traiter ce type de problème. De plus, puisque ce bruit est créé dans le matériau, il entache les signaux dans la zone d'intérêt, soit entre les différents échos provenant du matériau, rendant leur séparation difficile et affectant du même coup la qualité des images produites.

Quelques méthodes de traitement de signal ont été testées ou développées pour ce cas précis. Parmi celles-ci se trouvent les méthodes dites de quasi diversité fréquentielle (Split Spectrum Processing et ses dérivées [ROSE88]) et la méthode de filtrage par la transformée en ondelettes [GRAP95], qui semblent être les méthodes les plus étudiées. Ces techniques sont à l'étude à l'IRH et ont produit, jusqu'à maintenant, des résultats intéressants. Cependant, une méthode alternative pouvant facilement être appliquée à une inspection en temps réel ne semble pas avoir été testée dans le cas des matériaux composites jusqu'à présent, soit la déconvolution basée sur le filtre de Kalman. Le second volet de ce mémoire traite ainsi du problème de l'inspection par ondes de volume et de l'imagerie d'une structure composite par cette méthode de déconvolution.

1.4 Présentation des travaux du mémoire

Ce mémoire est divisé en deux volets principaux : les ondes de Lamb et le SAFT et la déconvolution basée sur le filtre de Kalman pour l'inspection par ondes de volume.

La première section présente ainsi le développement des relations de dispersion des ondes de Lamb et d'algorithmes de traçage des courbes de dispersion. L'inspection et l'imagerie classique par ondes de Lamb telles qu'employées dans le cadre de ces travaux sont également abordées. Le chapitre suivant présente les algorithmes SAFT temporels et fréquentiels ainsi que l'incorporation de la dispersion des ondes de Lamb à l'algorithme SAFT fréquentiel.

Le chapitre suivant, lié au second volet, présente la déconvolution basée sur le filtre de Kalman ainsi qu'une mise en situation sur l'inspection par ondes de volume focalisées.

Le chapitre des résultats présente les résultats obtenus pour chacun des deux volets étudiés dans l'ordre où ils sont présentés dans le mémoire : courbes de dispersion des ondes de Lamb, validation de l'algorithme SAFT fréquentiel et comparaison de l'algorithme dispersif avec celui-ci, suivi de la validation de la méthode de déconvolution de Kalman pour l'inspection par ondes de volume d'un échantillon homogène (aluminium) pour terminer avec les résultats de l'inspection par ondes de volume d'un échantillon de réservoir cryogénique d'hydrogène en matériaux composites.

CHAPITRE 2

ONDES DE LAMB ET COURBES DE DISPERSION

2.1 Introduction

L'onde de Lamb, aussi appelée onde de plaque, est une onde guidée par un milieu borné par deux surfaces parallèles (une plaque). Afin de bien visualiser l'onde de Lamb, il est intéressant d'introduire l'onde de Rayleigh, que l'on peut qualifier de cas limite des ondes de Lamb correspondant à la limite hautes fréquences ou d'une plaque d'épaisseur infinie. L'onde de Rayleigh est une onde de surface qui se propage à une vitesse inférieure à celle des ondes de volume transversales. Lord Rayleigh démontra l'existence de cette onde en 1885, d'où l'appellation d'onde de Rayleigh. Une caractéristique intéressante de l'onde de Rayleigh est la longueur de pénétration de la vibration dans le matériau. Dans ce cas précis, la vibration de la surface du matériau n'est ressentie que jusqu'à une profondeur de l'ordre de la longueur d'onde λ , tel qu'illustré à la figure 2.1. Ainsi, lorsque l'épaisseur du matériau est plus faible que la longueur d'onde, l'onde est soumise à des contraintes mécaniques supplémentaires dues à la présence de la surface du fond. Il en résulte une onde guidée appelée onde de Lamb, résultat du couplage entre les ondes de volume longitudinales et transversales. Dans ces conditions, pour une certaine gamme de fréquences (par conséquent de longueurs d'ondes), aucune onde purement longitudinale ou transversale ne peut se propager parallèlement aux surfaces d'une plaque.

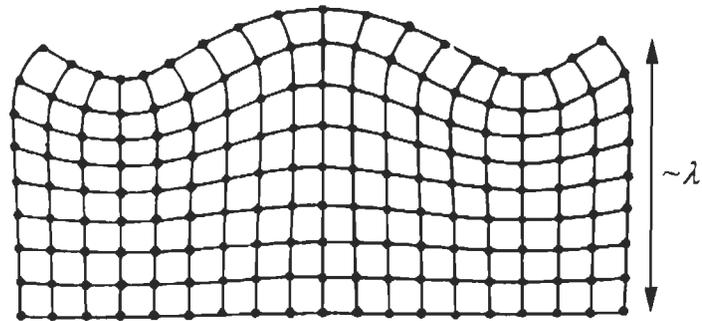


Fig. 2.1 Représentation de l'ondulation produite par l'onde de Rayleigh dans un plan d'un solide isotrope [VIKT67]. Les points représentent les mailles du réseau.

Les ondes de Lamb réfèrent ainsi à des perturbations élastiques qui se propagent dans une plaque solide semi-infinie dans laquelle les déplacements se font à la fois dans la direction de propagation de l'onde (parallèlement aux surfaces de la plaque) et perpendiculairement au plan de la plaque. Il existe deux types d'ondes de Lamb, tel qu'illustré à la figure 2.2, soit les modes symétriques et les modes antisymétriques. Dans le premier cas, les vibrations se font parallèlement au plan central de la plaque, alors qu'elles sont asymétriques au plan dans le second cas.

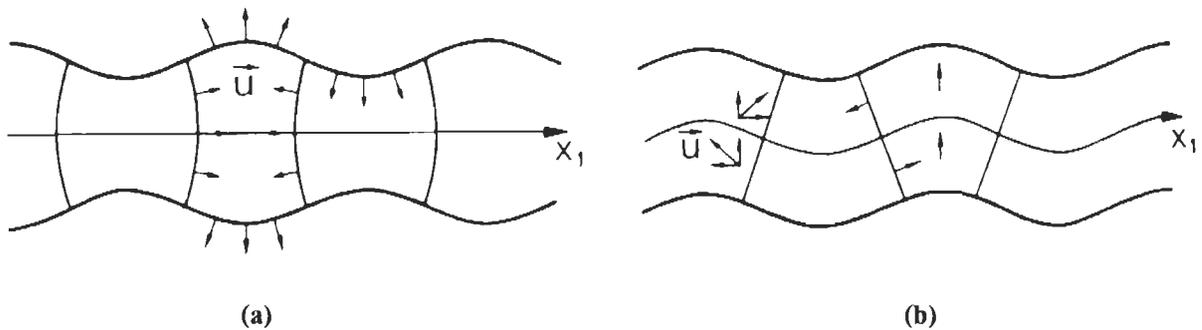


Fig. 2.2 Représentation du mouvement d'une onde de Lamb [ROYE96].

(a) Modes symétriques. (b) Modes antisymétriques.

Lorsque l'on veut effectuer l'inspection d'un matériau par ondes de Lamb, il est nécessaire de connaître le comportement du matériau en question face à ces ondes ultrasonores. Les courbes de dispersion sont ainsi indispensables puisque celles-ci nous permettent de connaître les vitesses de phase et de propagation des ondes (vitesse de groupe) en fonction de la fréquence de l'onde générée ainsi que de l'épaisseur de la plaque que l'on veut inspecter. La section suivante traite donc du calcul des relations de dispersion de matériaux isotropes tels l'aluminium et l'acier dans le but d'en tracer les courbes.

2.2 Ondes de Lamb dans un matériau isotrope

Pour le présent problème, nous considérons une plaque isotrope de densité ρ , dont le module élastique de compression/dilatation est c_{11} et le module de cisaillement est c_{44} (une mise en situation sur les contraintes, déformations et modules élastiques est présentée à l'annexe 1). L'épaisseur de la plaque est de $2h$ et nous considérons que l'onde se propage selon la direction x_1 (figure 2.3).

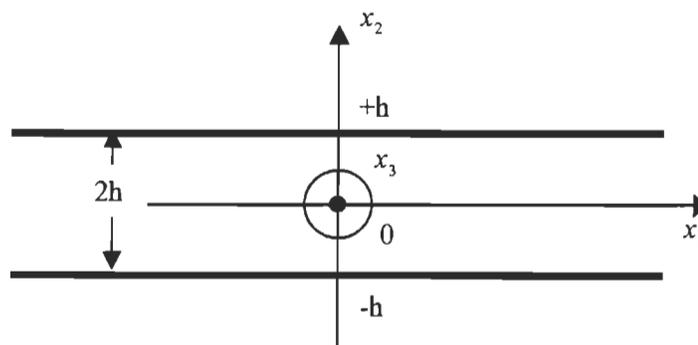


Fig. 2.3 Schéma de la plaque et système d'axes.

Dans le cas des matériaux isotropes, le déplacement mécanique \bar{u} est régi par l'équation de l'élastohydrodynamique [ROYE96]

$$\rho \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial t^2} = (c_{11} - c_{44}) \bar{\nabla} (\bar{\nabla} \cdot \bar{u}) + c_{44} \nabla^2 \bar{u} \quad (2.1)$$

où

$$\bar{\nabla} = \hat{x}_1 \frac{\partial}{\partial x_1} + \hat{x}_2 \frac{\partial}{\partial x_2} + \hat{x}_3 \frac{\partial}{\partial x_3}$$

Dans ce système, les 3 composantes spatiales du déplacement mécanique sont couplées. Il est cependant préférable qu'elles soient découplées. Or, le déplacement mécanique \bar{u} peut être écrit, de façon générale, sous la forme

$$\bar{u} = \bar{\nabla} \phi + \bar{\nabla} \times \bar{\psi} \quad (2.2)$$

où ϕ et $\bar{\psi}$ sont respectivement un potentiel scalaire et un potentiel vectoriel définissant la composante longitudinale et transversale du déplacement mécanique ($\bar{\nabla} \phi$ est divergent mais de rotationnel nul alors que $\bar{\nabla} \times \bar{\psi}$ est rotationnel et de divergence nulle).

Remplaçant l'expression (2.2) du déplacement mécanique dans (2.1), nous obtenons

$$\bar{\nabla} \left(\underbrace{\rho \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - c_{11} \nabla^2 \phi}_{\xi} \right) + \bar{\nabla} \times \left(\underbrace{\rho \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial t^2} - c_{44} \nabla^2 \bar{\psi}}_{\zeta} \right) = 0 \quad (2.3)$$

Puisque les termes $\bar{\nabla} \xi$ et $\bar{\nabla} \times \zeta$ sont orthogonaux, nous pouvons décomposer l'équation (2.3) en deux équations d'ondes distinctes, soit

$$\nabla^2 \phi - \frac{1}{V_L^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = 0 \quad \text{et} \quad \nabla^2 \bar{\psi} - \frac{1}{V_T^2} \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.4)$$

Ces deux équations expriment la propagation de deux potentiels indépendants l'un de l'autre avec des vitesses respectives de

$$V_L = \sqrt{\frac{c_{11}}{\rho}} \quad \text{et} \quad V_T = \sqrt{\frac{c_{44}}{\rho}}. \quad (2.5)$$

qui sont respectivement les vitesses de phases des ondes de volume longitudinales et transversales dans le matériaux. Le potentiel scalaire ϕ traduit la déformation liée à la dilatation seulement, alors que le potentiel vecteur $\vec{\psi}$ ne représente que la déformation liée au cisaillement.

Dans un guide d'onde comme celui considéré ici, où les faces sont perpendiculaires à l'axe x_2 , deux types d'ondes guidées coexistent: l'onde de Lamb, polarisée dans le plan sagittal x_1x_2 , et l'onde transverse horizontale TH , polarisée selon x_3 . Or, ces deux types d'ondes sont découplées, nous permettant ainsi de ne traiter que l'onde de Lamb sans avoir à considérer l'onde TH . Ceci nous indique de plus que nous n'avons pas à considérer la diffraction se produisant selon l'axe x_3 , ce qui signifie que pour l'onde de Lamb,

$$\frac{\partial X}{\partial x_3} = \partial_3 X = 0 \quad (2.6)$$

où X est un objet décrivant une propriété quelconque de l'onde de Lamb. Par conséquent, les termes $\vec{\nabla}\phi$ et $\vec{\nabla} \times \vec{\psi}$ s'écrivent

$$\vec{\nabla}\phi = \hat{x}_1\partial_1\phi + \hat{x}_2\partial_2\phi \quad (2.7)$$

et

$$\vec{\nabla} \times \vec{\psi} = \hat{x}_1\partial_2\psi_3 - \hat{x}_2\partial_1\psi_3 + \hat{x}_3(\partial_1\psi_2 - \partial_2\psi_1) \quad (2.8)$$

Posons maintenant une forme générale pour les potentiels scalaires et vectoriels. Nous supposons tout simplement que ces deux potentiels sont des ondes planes se propageant selon x_1 et vibrant en x_2 , soit :

$$\phi = A(x_2)e^{i(\omega t - kx_1)} \quad \text{et} \quad \vec{\psi} = \bar{B}(x_2)e^{i(\omega t - kx_1)} \quad (2.9)$$

où $e^{i(\omega t - kx_1)}$ est le facteur de propagation en fonction de la distance x_1 et du temps t , et où $A(x_2)$ et $\bar{B}(x_2)$, représentant l'amplitude des vibrations en fonction de x_2 , seront déterminés aux équations (2.18). Ce régime sinusoïdal des ondes de Lamb implique que $\partial/\partial x_1 = \partial_1 = -ik$. Ainsi, en posant $\psi = \psi_3$, les composantes du déplacement mécanique de l'onde de Lamb deviennent, en considérant les équations (2.2), (2.7) et (2.8),

$$\begin{cases} u_1 = \partial_1 \phi + \partial_2 \psi = -ik\phi + \partial_2 \psi \\ u_2 = \partial_2 \phi - \partial_1 \psi = \partial_2 \phi + ik\psi \end{cases} \quad (2.10)$$

Or, le laplacien bidimensionnel s'écrit

$$\nabla^2 = \partial_1^2 + \partial_2^2$$

donc

$$\nabla^2 = -k^2 + \partial_2^2 \quad (2.11)$$

Les équations d'ondes définies en (2.4) deviennent alors, en remplaçant $\vec{\psi}$ par ψ (puisque c'est la seule composante du potentiel vecteur qui affecte l'onde de Lamb),

$$-k^2 \phi + \partial_2^2 \phi - \frac{1}{V_L^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = 0 \quad \text{et} \quad -k^2 \psi + \partial_2^2 \psi - \frac{1}{V_T^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = 0$$

Or, la nature harmonique des ondes de Lamb posée en (2.9) implique que

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} = -\omega^2 \quad (2.12)$$

Les équations d'ondes deviennent alors

$$\partial_2^2 \phi + p^2 \phi = 0 \quad \text{et} \quad \partial_2^2 \psi + q^2 \psi = 0 \quad (2.13)$$

où p et q sont des nombres d'ondes définis par

$$p^2 = \frac{\omega^2}{V_L^2} - k^2 \quad \text{et} \quad q^2 = \frac{\omega^2}{V_T^2} - k^2 \quad (2.14)$$

Les équations (2.13) et (2.14) définissent ainsi les équations d'ondes des ondes de Lamb dans un matériau isotrope pour une propagation dans la direction x_1 . Les solutions acceptables de ces équations d'ondes sont déterminées par les conditions aux limites sur les surfaces de la plaque (dans le plan $x_1 x_2$ seulement), soit à $x_2 = \pm h$. Ces conditions aux limites sont données par le calcul des contraintes mécaniques à ces interfaces. Les contraintes à considérer pour l'onde de Lamb sont la contrainte normale T_{22} et la contrainte tangentielle T_{12} . Celles-ci doivent s'annuler aux surfaces de la plaque, d'où

$$T_{22}(x_2 = \pm h) = 0 \quad \text{et} \quad T_{12}(x_2 = \pm h) = 0 \quad (2.15)$$

Les équations de dispersion s'obtiennent ainsi en calculant les contraintes T_{22} et T_{12} à partir des composantes du déplacement mécanique \bar{u} données aux équations (2.10). La condition $T_{22} = T_{12} = 0$ nous permettra ainsi d'obtenir un système de deux équations à partir desquelles nous pourrons tirer les relations de dispersion. Un calcul détaillé de ces contraintes mécaniques est donné à l'annexe 2. Puisqu'aucune nouvelle hypothèse n'y est émise et que le développement est purement mathématique, il n'est pas nécessaire de les inclure ici. Ces contraintes mécaniques sont ainsi données par

$$T_{22} = c_{44} \left\{ (k^2 - q^2) \phi + 2ik \partial_2 \psi \right\} \quad (2.16)$$

$$T_{12} = c_{44} \left\{ (k^2 - q^2) \psi - 2ik \partial_2 \phi \right\} \quad (2.17)$$

Puisque nous n'avons des solutions acceptables que si $T_{22} = T_{12} = 0$ est respecté sur les faces $x_2 = \pm h$, les contraintes T_{22} et T_{12} doivent être des fonctions paires ou impaires de x_2 afin de s'annuler sur les deux faces de la plaque. Les solutions aux équations d'onde données en (2.13) doivent nécessairement être de parités différentes afin de respecter la condition imposée par les contraintes normales et tangentielles. Elles sont, en omettant le facteur de propagation $e^{i(\alpha x - kx_1)}$:

$$\phi = B \cos(px_2 + \alpha) \quad \text{et} \quad \psi = A \sin(qx_2 + \alpha) \quad (2.18)$$

Nous avons du même coup défini les composantes d'amplitudes des équations (2.9). La contrainte normale devient alors

$$T_{22} = c_{44} \left\{ (k^2 - q^2) B \cos(px_2 + \alpha) + 2ikqA \cos(qx_2 + \alpha) \right\} \quad (2.19)$$

alors que la contrainte tangentielle est

$$T_{12} = c_{44} \left\{ (k^2 - q^2) A \sin(qx_2 + \alpha) - 2ikpB \sin(px_2 + \alpha) \right\} \quad (2.20)$$

Nous pouvons observer que T_{22} est pair et T_{12} est impair si $\alpha = 0$, alors que T_{22} est impair et T_{12} est pair si $\alpha = \pi/2$.

Les expressions u_1 (composante longitudinale) et u_2 (composante transversale) du déplacement mécanique de l'onde de Lamb deviennent alors, à partir des équations (2.10) :

$$\begin{cases} u_1 = -ikB \cos(px_2 + \alpha) + qA \cos(qx_2 + \alpha) \\ u_2 = -pB \sin(px_2 + \alpha) + ikA \sin(qx_2 + \alpha) \end{cases} \quad (2.21)$$

Nous distinguons ainsi deux types d'ondes satisfaisant les contraintes normale et tangentielle :

- Les modes symétriques, correspondant à $\alpha = 0$, pour lesquels la composante longitudinale u_1 est une fonction paire de x_2 , alors que la composante transversale u_2 est une fonction impaire de x_2 . Le mouvement de la surface de la plaque qui se produit selon l'axe x_2 est ainsi symétrique par rapport au plan central.

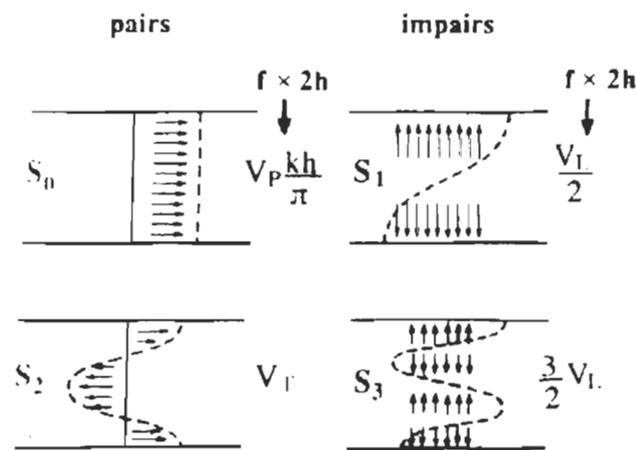


Fig. 2.4 Schéma de quelques modes symétriques [ROYE96].

- Les modes antisymétriques, correspondant à $\alpha = \pi/2$, pour lesquels la composante longitudinale u_1 est une fonction impaire de x_2 , alors que la composante transversale u_2 est une fonction paire de x_2 . Le mouvement de la surface de la plaque est ainsi antisymétrique par rapport au plan central.

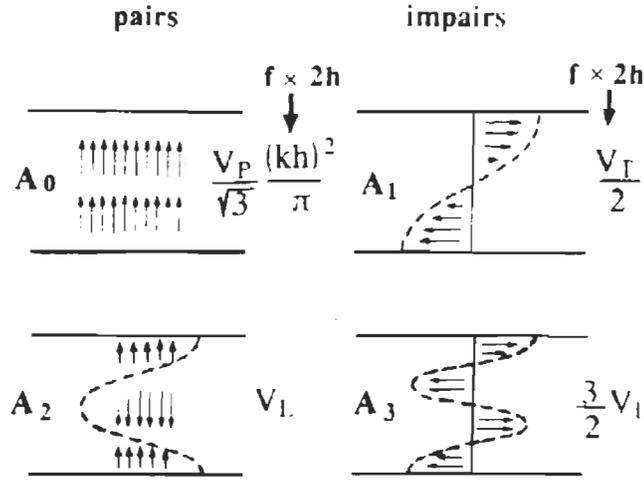


Fig. 2.5 Schéma de quelques modes antisymétriques [ROYE96].

Les conditions aux limites T_{22} et T_{12} sont ainsi, pour $\alpha = 0$ ou $\alpha = \pi/2$ à $x_2 = h$,

$$\begin{cases} (k^2 - q^2)B \cos(ph + \alpha) + 2ikqA \cos(qh + \alpha) = 0 \\ (k^2 - q^2)A \sin(qh + \alpha) + 2ikpB \sin(ph + \alpha) = 0 \end{cases} \quad (2.22)$$

Elles peuvent être réécrites sous forme matricielle de la façon suivante :

$$\begin{bmatrix} (k^2 - q^2)\cos(ph + \alpha) & 2ikq \cos(qh + \alpha) \\ 2ikp \sin(ph + \alpha) & (k^2 - q^2)\sin(qh + \alpha) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B \\ A \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.23)$$

Afin d'obtenir des solutions non triviales de ce système linéaire et homogène, il faut que le déterminant de la matrice des coefficients de A et B soit nul :

$$\Delta(\omega, k) = (k^2 - q^2)^2 \cos(ph + \alpha)\sin(qh + \alpha) + 4k^2 pq \sin(ph + \alpha)\cos(qh + \alpha) = 0 \quad (2.24)$$

où les nombres d'ondes p et q sont définis aux équations (2.14). Il est important de noter que ces nombres d'ondes sont des quantités positives, et qu'il faut par conséquent en extraire la racine positive, de sorte que nous obtenons

$$p = \sqrt{\frac{\omega^2}{V_L^2} - k^2} \quad \text{et} \quad q = \sqrt{\frac{\omega^2}{V_T^2} - k^2}$$

L'équation (2.24) exprime ainsi la dispersion des ondes de Lamb dans un matériau isotrope. Il est aussi possible d'écrire cette relation de dispersion en terme de la vitesse de phase et du produit fréquence×épaisseur (forme implicite) en considérant la relation unissant la vitesse de phase au nombre d'ondes et à la fréquence de l'onde, soit

$$V_P = \frac{\omega}{k}$$

L'équation de dispersion (2.24) devient alors

$$\Delta = \frac{\omega^4}{V_T^4} \cos(\eta h + \alpha) \sin(\kappa h + \alpha) + 4 \frac{\omega^2}{V_P^2} \eta \kappa \sin(\eta h + \alpha) \cos(\kappa h + \alpha) = 0 \quad (2.25)$$

où

$$\eta = \sqrt{\frac{\omega^2}{V_L^2} - \frac{\omega^2}{V_P^2}} \quad \text{et} \quad \kappa = \sqrt{\frac{\omega^2}{V_T^2} - \frac{\omega^2}{V_P^2}}$$

Puisqu'il n'existe aucune onde de Lamb pour la solution triviale $\omega = 0$ (sans fréquence, une onde n'existe pas : cette situation correspond à une déformation stationnaire), nous pouvons diviser toute l'équation par ω^4 :

$$\Delta(V_P, \omega h) = \frac{1}{V_T^4} \cos(\eta h + \alpha) \sin(\kappa h + \alpha) + 4 \frac{1}{\omega^2 V_P^2} \eta \kappa \sin(\eta h + \alpha) \cos(\kappa h + \alpha) = 0 \quad (2.26)$$

Nous obtenons ainsi une équation de dispersion qui n'est fonction que de la vitesse de phase V_P et du produit fréquence×épaisseur $\omega \times 2h$. Cette relation nous permet ainsi de tracer les courbes de dispersion des ondes de Lamb pour tout matériau isotrope sous la forme de la

vitesse de phase V_p en fonction du produit fréquence \times épaisseur $\omega \times 2h$, représentation pratique dans le domaine de l'inspection par ondes de Lamb. Seules les vitesses longitudinales et transversales V_L et V_T du matériau doivent être connues.

Il est intéressant de noter ici que les courbes de dispersion des vitesses de phase d'un type de mode ne se croisent jamais. Il arrive cependant que les courbes des modes symétriques croisent celles des modes antisymétriques. *Zhu et Mayer* [ZHU93] ont cependant démontré que ces croisements ne constituent pas des solutions de l'équation de dispersion et ne correspondent donc pas à des modes de Lamb. Ce serait d'ailleurs illogique puisque ces deux types de mouvements sont opposés, ce qui supposerait un mouvement illogique et irréal ; un point pourrait ainsi osciller dans deux directions opposées en même temps! Ces auteurs ont également proposé une méthode pour trouver le nombre de points de croisement entre les courbes, méthode corrigée et complétée plus tard par *Freedman* [FREE95].

Un autre aspect intéressant concernant ces courbes concerne leur convergence aux hautes fréquences. Alors que, lorsque la fréquence tend vers l'infini, les modes fondamentaux A_0 et S_0 , souvent référés comme les modes fondamentaux de flexion et d'extension [CAWL94], tendent vers la vitesse des ondes de Rayleigh dans le matériau, les courbes des modes d'ordre supérieurs subissent tous une inflexion autour de la vitesse longitudinale pour converger vers la vitesse transversale dans le matériau [DESC94]. Cette situation est illustrée pour l'acier à la figure 2.6.

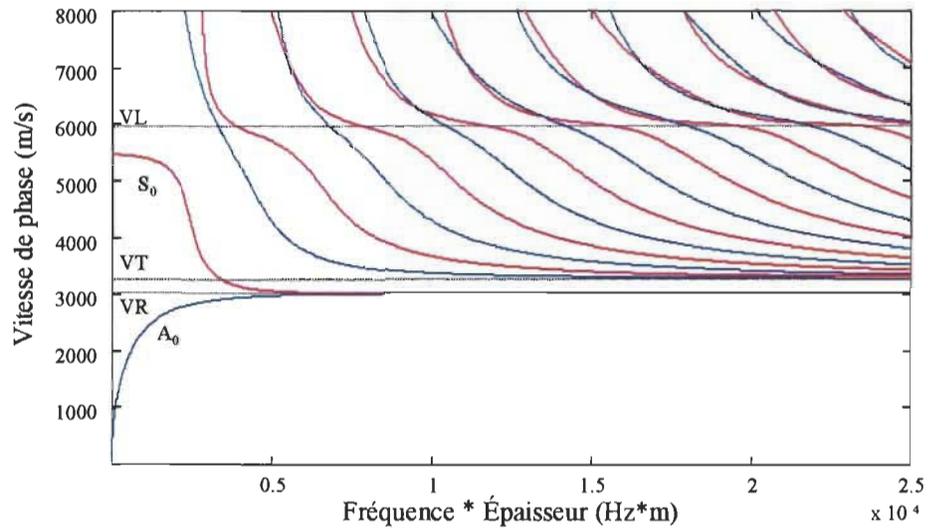


Fig. 2.6. Convergence des modes de Lamb aux hautes fréquences dans l'acier ; VR = Vitesse de Rayleigh ; VT = Vitesse des ondes transversales (3260 m/s) ; VL = Vitesse des ondes longitudinales (5960 m/s).

Il est également possible de tracer les courbes de dispersion en fonction de la vitesse de groupe de l'onde V_g , qui est donnée par

$$V_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}$$

Cependant, puisque la relation de dispersion (2.24) est donnée sous la forme $\Delta(\omega, k) = 0$, la vitesse de groupe se calcule plus facilement en employant la dérivée implicite [AULD73] :

$$V_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} = - \frac{\partial \Delta(\omega, k) / \partial k}{\partial \Delta(\omega, k) / \partial \omega} \quad (2.27)$$

Cette forme est par contre très lourde à résoudre et donne un résultat difficile à exploiter. Il est ainsi plus aisé d'effectuer une approximation de la valeur de V_g numériquement à partir des résultats obtenus pour la vitesse de phase V_p de la façon suivante :

$$V_s = \frac{\partial \omega}{\partial k} \cong \frac{\Delta \omega}{\Delta k} = \frac{\omega_2 - \omega_1}{k_2 - k_1} = \frac{\omega_2 - \omega_1}{\frac{\omega_2}{V_{p2}} - \frac{\omega_1}{V_{p1}}} \quad (2.28)$$

Ainsi, en sélectionnant deux valeurs de V_p et de ω assez rapprochées, l'erreur d'approximation est minime et peut être négligée. La procédure employée pour tracer les courbes présentées dans ce mémoire est donnée à la section 2.4, alors que les algorithmes MATLAB sont présentés dans l'annexe 3.

2.3 Fréquences de coupure

Les modes de Lamb possèdent tous une fréquence de coupure propre, mis à part les modes fondamentaux (leur fréquence de coupure est nulle et c'est pourquoi l'on dit qu'ils n'en ont pas). Cette fréquence apparaît lorsque le nombre d'ondes k tend vers zéro, c'est-à-dire à la limite de l'existence d'une onde (ceci correspond aussi à faire tendre la vitesse de phase vers l'infini). Le calcul de la fréquence de coupure d'un mode permet de connaître la nature paire ou impaire de ce dernier (c'est à dire un nombre de noeuds de vibrations pair ou impair entre les deux faces de la plaque).

Lorsque le nombre d'ondes $k \rightarrow 0$, alors la fréquence angulaire $\omega \rightarrow \omega_c$. Les nombres d'onde p et q deviennent alors

$$p \rightarrow \frac{\omega_c}{V_L} \quad \text{et} \quad q \rightarrow \frac{\omega_c}{V_T}$$

Le système d'équations (2.22) devient ainsi

$$-\frac{\omega_c^2}{V_T^2} B \cos\left(\frac{\omega_c}{V_L} h + \alpha\right) = 0 \quad \Rightarrow \quad \cos\left(\frac{\omega_c}{V_L} h + \alpha\right) = 0 \quad (2.29)$$

$$-\frac{\omega_c^2}{V_T^2} A \sin\left(\frac{\omega_c}{V_T} h + \alpha\right) = 0 \quad \Rightarrow \quad \sin\left(\frac{\omega_c}{V_T} h + \alpha\right) = 0 \quad (2.30)$$

où $A \neq 0$ et $B \neq 0$. Afin de satisfaire ces deux équations, il faut, pour la première équation

$$\frac{\omega_c}{V_L} h + \alpha = (2n+1)\frac{\pi}{2} \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

et pour la seconde

$$\frac{\omega_c}{V_T} h + \alpha = (2n)\frac{\pi}{2}, \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

Isolant la fréquence de coupure $f_c = \frac{\omega_c}{2\pi}$, nous obtenons les expressions suivantes :

$$f_c = \frac{V_L}{2\pi h} \left\{ (2n+1)\frac{\pi}{2} - \alpha \right\}, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (2.31)$$

$$f_c = \frac{V_T}{2\pi h} \left\{ (2n)\frac{\pi}{2} - \alpha \right\}, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (2.32)$$

2.3.1 Modes symétriques

Dans le cas des modes symétriques, le paramètre α est nul. Les équations (2.31) et (2.32) deviennent alors

$$f_c = (2n+1)\frac{V_L}{4\pi h}, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (2.33)$$

$$f_c = (2n)\frac{V_T}{4\pi h}, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (2.34)$$

Ces équations permettent de calculer la fréquence de coupure des modes symétriques S_{2n+1} (modes symétriques impairs) et S_{2n} (modes symétriques pairs).

2.3.2 Modes antisymétriques

Pour les modes antisymétriques, $\alpha = \frac{\pi}{2}$. L'équation (2.31) devient alors

$$f_c = \frac{V_L}{2\pi h} \left\{ (2n+1) \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{2} \right\}$$

donc

$$f_c = (2n) \frac{V_L}{4h}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.35)$$

Pour l'équation (2.26), nous obtenons

$$f_c = \frac{V_T}{2\pi h} \left\{ (2n) \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{2} \right\}$$

donc

$$f_c = \frac{V_T}{2\pi h} \left\{ (2n-1) \frac{\pi}{2} \right\}$$

Posant $n = m + 1$, nous obtenons

$$f_c = (2m+1) \frac{V_T}{4h}, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (2.36)$$

Les équations (2.35) et (2.36) nous permettent ainsi de calculer la fréquence de coupure des modes antisymétriques pairs A_{2n} et impairs A_{2m+1} .

2.4 Algorithmes de traçage des courbes de dispersion

La connaissance des courbes de dispersion des vitesses de phase et de groupe en fonction du produit fréquence \times épaisseur est importante pour l'inspection non destructive et de l'imagerie par ondes de Lamb. Dans le premier cas, les vitesses de phases permettent de connaître les angles d'excitation de chacun des modes alors que les vitesses de groupe permettent de distinguer les modes les uns des autres. Dans le cas de l'imagerie, la vitesse de groupe est employée pour le dimensionnement des figures produites. Les vitesses de phases sont par ailleurs primordiales à l'utilisation de l'algorithme SAFT modifié qui est présenté au chapitre suivant. Il est donc important de construire un algorithme de calcul qui permette à la fois de tracer les courbes de dispersion des vitesses de phase et groupe.

L'équation de dispersion donnée à l'équation (2.25) permet de tracer les vitesses de phase d'un matériau isotrope en fonction du produit fréquence \times épaisseur en connaissant les vitesses longitudinale et transversale du matériau en question (ces données se retrouvent facilement dans les livres traitant des ondes acoustiques ainsi que du contrôle non destructif par ultrasons). Cependant, puisque cette expression de dispersion est écrite sous une forme implicite, il est impossible d'isoler la vitesse de phase de façon analytique. Il faut alors trouver une méthode numérique pour résoudre l'équation afin de tracer les courbes.

2.4.1 Algorithme « Lambcurves_Vp.m » : vitesses de phase

Le premier algorithme proposé consiste simplement à faire un maillage fin dans le plan engendré par les vitesses de phase et le produit fréquence×épaisseur :

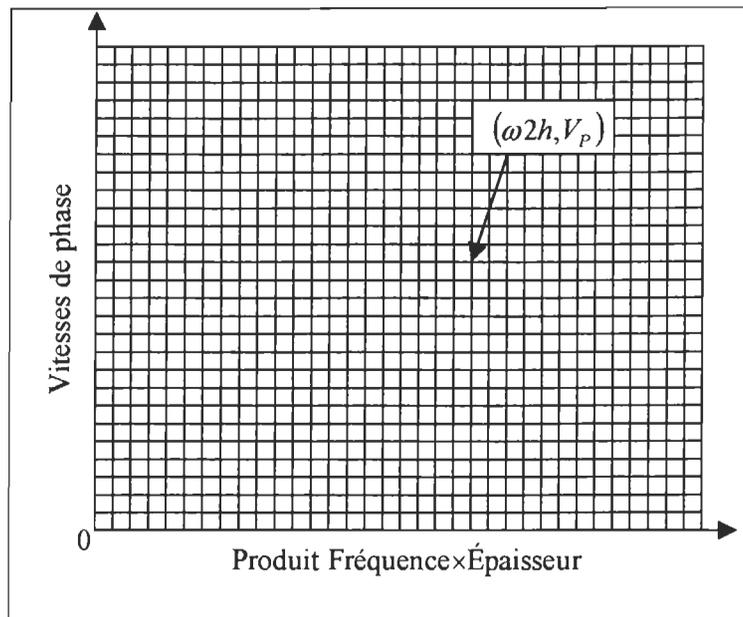


Fig. 2.7 Représentation du maillage : premier algorithme.

Le premier algorithme produit est basé sur deux boucles imbriquées l'une dans l'autre : la boucle extérieure incrémente les valeurs du produit fréquence×épaisseur alors que la boucle intérieure incrémente les valeurs de vitesse de phase. Pour toutes les coordonnées obtenues à l'intérieur des boucles (correspondant aux cases du maillage), l'équation (2.25) est résolue pour les modes symétriques et antisymétriques. Nous obtenons alors un maillage dans lequel les valeurs de $\Delta(V_p, \omega h)$ oscillent entre des résultats négatifs et positifs. Puisque les seules solutions acceptables correspondent à une valeur nulle de l'équation (2.25), nous devons n'extraire que les solutions nulles du maillage en question. Près des coordonnées $(\omega 2h, V_p)$

correspondant à des solutions acceptables, les valeurs de $\Delta(V_p, \omega h)$ se rapprochent de zéro. Puisque la fonction CONTOUR du logiciel MATLAB permet de tracer des équipotentielles sur un maillage et qu'elle comprend une fonction d'interpolation entre les points du maillage, elle fut employée pour tracer les courbes de dispersion des vitesses de phase, en spécifiant qu'elle ne doit tracer que les équipotentielles nulles.

Le résultat obtenu par cette méthode ne nous donne cependant accès qu'à la représentation graphique des courbes, et non aux coordonnées exactes $(\omega 2h, V_p)$ des solutions. Puisque les résultats ne sont que graphiques, cet algorithme ne permet malheureusement pas de tracer les courbes des vitesses de groupe, puisque ces dernières se calculent à partir des solutions exactes obtenues pour les vitesses de phases. Il est cependant très complet, efficace et rapide pour tracer les vitesses de phase en entier. L'algorithme MATLAB est présenté à l'annexe 3 sous le nom de "LAMBCURVES_VP.M".

2.4.2 Algorithme « Lamb.m » : vitesses de phase et de groupe

Le second algorithme employé requiert également un maillage, mais seulement sur l'axe du produit fréquence \times épaisseur. Ainsi, pour une valeur du produit $\omega 2h$, l'équation de dispersion (2.25) ne possède qu'un seul inconnu, soit la vitesse de phase. La fonction FZERO de MATLAB permet de déterminer la solution d'une équation implicite à une variable par convergence vers un changement de polarité de l'équation. Cette fonction peut être employée de deux façons distinctes :

- en spécifiant deux intervalles (variables inconnues) où les solutions de l'équation sont de polarité différentes
- en ne spécifiant qu'un seul intervalle situé près de la solution recherchée

En d'autres termes, recherchant la valeur de vitesse de phase permettant à l'équation d'être égale à zéro (une racine de l'équation), nous spécifions soit une vitesse que nous savons près de la racine recherchée ou deux valeurs de vitesse, l'une supérieure et l'autre inférieure à la racine de sorte que les solutions de l'équation à ces intervalles soient de polarité différentes. La fonction effectue alors une convergence vers la racine recherchée, c'est-à-dire lorsque l'équation subit un changement de polarité.

Il est ainsi aisé de calculer les modes fondamentaux. Puisque ce sont les seuls modes qui existent aux basses fréquences, la fonction FZERO est employée avec deux intervalles pour le calcul du premier point (fixé par défaut à un produit $\omega 2h$ de 1 kHz*mm), soit une première valeur de $V_p = 1 \text{ m/s}$ et une seconde valeur très élevée, soit $V_p = 1.79 \times 10^{308} \text{ m/s}$, valeur près de la limite supérieure de Matlab. À partir de la seconde valeur calculée, FZERO n'est employée qu'avec un seul intervalle, soit la valeur de vitesse calculée précédemment. De cette façon, nous avons un intervalle assez près de la solution pour que la fonction y converge et nous évitons d'avoir à définir un nouveau couple d'intervalles pour chacune des nouvelles valeurs à calculer. Afin de s'assurer que la vitesse de phase précédente constitue un bon point de départ pour le nouveau calcul de vitesse, l'incrément de $\omega 2h$ doit cependant être très faible. Il a ainsi été fixé par défaut à 25 kHz*mm.

Le calcul des modes d'ordres supérieurs constitue la partie critique de l'algorithme. La première étape consiste à calculer la fréquence de coupure des modes que l'on veut tracer à partir des équations (2.33) à (2.36). Le point de départ du calcul de ces modes est par la suite fixé à $(f_c 2h + eps \times 10^5)$ kHz*mm, *eps* étant la limite inférieure de Matlab. La première valeur de vitesse calculée pour ces modes s'effectue avec la fonction FZERO à deux intervalles: l'intervalle inférieur est fixé à la vitesse calculée pour le mode précédent au produit fréquence×épaisseur en question additionnée de 100 m/s, alors que l'intervalle supérieur est une fois de plus fixé à $V_p = 1.79 \times 10^{308}$ m/s. Le calcul des autres valeurs de vitesses s'effectue par la suite en réduisant la fenêtre d'intervalles le plus près possible de la solution espérée. Puisque l'incrément de calcul est assez faible, nous supposons que la prochaine solution de l'équation de dispersion pour le mode considéré est assez près de la valeur calculée précédemment. Ainsi, les nouveaux intervalles sont définis en fonction de la vitesse calculée précédemment, soit $V_p(i-1)$, et de la valeur calculée pour la courbe précédente $V_{PR}(i)$ au même produit fréquence×épaisseur de la façon suivante :

$$\left. \begin{array}{l} \text{int l}(i) = V_{PR}(i) + 15 \text{ m/s} \\ \text{int l}(i) = V_p(i-1) + 15 \text{ m/s} \end{array} \right\} f \times 2h \leq 45 \text{ MHz} \cdot \text{mm}$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{int l}(i) = V_{PR}(i) + 8 \text{ m/s} \\ \text{int l}(i) = V_p(i-1) + 8 \text{ m/s} \end{array} \right\} f \times 2h > 45 \text{ MHz} \cdot \text{mm}$$

Cette méthode s'est avérée assez efficace pour le type de matériau étudié au cours de la maîtrise (vitesses longitudinales et transversales de l'ordre de 6000 m/s et 3000 m/s pour l'acier). Les termes additifs choisis s'avèrent cependant trop élevés pour le calcul de courbes

de matériaux dont les vitesses sont moins élevées (il n'a pas fonctionné pour un matériau dont les vitesses sont de l'ordre de 3000 m/s et 1300 m/s) : les modes d'ordre supérieurs convergent rapidement vers la vitesse de Rayleigh pour ce type de matériau et la fenêtre devient rapidement trop large pour demeurer autour d'une seule racine. Il est malheureusement impossible de définir un intervalle parfait adapté à tous les types de matériaux de cette façon. La réduction de l'incrément sur le produit fréquence \times épaisseur permet d'améliorer légèrement les performances de l'algorithme mais au prix d'un temps de calcul considérable. Il serait par contre avantageux de définir une procédure adaptative pour l'intervalle en fonction du produit fréquence \times épaisseur. Malgré tout, l'algorithme en place a permis de répondre aux besoins de ces travaux.

Le calcul des vitesses de groupe pour un mode donné se fait par la suite à partir de l'équation (2.28). Les valeurs du produit fréquence \times épaisseur correspondant aux vitesses de groupe calculées sont cependant changées puisque ces valeurs sont calculées entre deux positions de vitesse de phase.

Cet algorithme de calcul est légèrement plus lourd que le premier algorithme testé, mais contrairement à ce dernier, il donne accès aux solutions exactes, donc aux coordonnées $(\omega 2h, V_p)$ correspondant aux solutions réelles. Il permet ainsi de tracer les courbes des vitesses de groupe en plus des courbes des vitesses de phase. Son plus grand avantage est sa capacité de calculer les modes séparément en plus de fournir l'information quant à leur nature paire ou impaire, ainsi que leur ordre d'apparition sur l'axe fréquence \times épaisseur. Il possède

cependant l'inconvénient d'être incapable de tracer les sections de modes qui possèdent des solutions à l'équation (2.25) sous leur fréquence de coupure (comme le mode S1 dans le cas de l'acier) puisque le point de départ pour le calcul d'un mode est la fréquence de coupure de celui-ci. Cet algorithme est présenté à l'annexe 3 sous le nom de "LAMB.M".

2.5 Inspection par ondes de Lamb

L'inspection par ondes de Lamb (ou toute autre onde guidée) est employée dans des conditions précises. Dans le cas de l'onde de Lamb, il peut parfois être avantageux, lorsque le matériau à inspecter possède une structure mince à surfaces parallèles, d'effectuer une inspection par ondes de Lamb plutôt que par la méthode classique par ondes de volume (discuté au chapitre 4). Le temps d'une inspection peut être grandement diminué de cette façon puisque les ondes de Lamb permettent d'étudier un plus grand volume à une seule position d'inspection. De plus, dans le cas de matériaux oxydants, il est avantageux de posséder une méthode d'inspection qui ne s'effectue pas en immersion totale dans l'eau afin de ne pas introduire d'oxydation à la pièce inspectée. Les systèmes d'inspection par ondes de Lamb nécessitent par ailleurs généralement des installations moins volumineuses que le bain à immersion, ce qui s'avère beaucoup plus pratique pour un inspection « sur le terrain ». Les ondes guidées de Lamb sont ainsi une alternative intéressante à l'inspection par ondes de volume.

Le mode de génération des ondes de Lamb dans le matériau que l'on veut inspecter doit être étudié en fonction des besoins de l'inspection. Plusieurs appareillages peuvent être

employés afin de générer les ondes de Lamb : les transducteur piézo-électriques en contact avec le matériau (avec couplant) ou dans un bassin à immersion, les transducteurs EMAT (ElectroMagnetic Acoustic Transducer), les lasers (par effet thermoélastique), les transducteurs piézo-électriques focalisés à grande ouverture, etc. Chacune de ces méthodes possède ses avantages et ses inconvénients propres.

Les méthodes par transducteurs piézo-électriques sont les plus employées en raison de leur utilisation simple et peu coûteuse. Ainsi, la méthode par contact direct avec le matériau est simple et facile à manipuler. Cependant, celle en bain à immersion est moins flexible en raison des dimensions limitées du bassin. De plus, puisque le couplant employé dans ce cas est généralement l'eau, il y a inévitablement un problème avec les matériaux oxydants ou qui se détériorent au contact de l'eau. Les transducteurs piézo-électriques possèdent notamment l'avantage de générer des signaux de forte amplitude. Ceux-ci présentent cependant l'inconvénient d'exciter une large bande de fréquences, ce qui peut être problématique dans le cas d'ondes dispersives telles les ondes de Lamb. Ils nécessitent de plus l'utilisation d'un couplant, ce qui constitue un obstacle à la bonne reproductibilité des résultats (en contact).

Le EMAT est un autre type de transducteur qui fonctionne en contact. Cependant, en raison de son mode de fonctionnement électromagnétique, son utilisation est limitée aux matériaux métalliques. Il ne nécessite cependant aucun couplant, permettant ainsi une meilleure reproductibilité des résultats. Les EMATs constituent de plus d'excellents récepteurs. Le niveau d'amplitude des ondes générées par ce type de transducteur est cependant faible en comparaison aux transducteurs piézo-électriques.

Pour sa part, la méthode de génération par laser nécessite une installation volumineuse et est difficilement manipulable. Elle peut aussi endommager la surface de la pièce inspectée. Elle offre cependant un avantage certain quant à la nature très ponctuelle de l'excitation et de la puissance des ondes générées [DIXO99].

La méthode d'intérêt de ces travaux étant le transducteur piézo-électrique en contact direct, seule cette dernière sera expliquée.

2.5.1 Transducteurs piézo-électriques en contact direct

La méthode classique employée pour générer des ondes de Lamb est d'employer des transducteurs piézo-électriques. Ceux-ci nécessitent l'utilisation d'un couplant, généralement sous forme de gel, ce qui peut parfois être problématique. L'inconvénient avec ce procédé réside dans la répétitivité des résultats puisqu'il est difficile de contrôler l'épaisseur de gel appliquée entre le sabot et la pièce à inspecter et qu'il arrive parfois que des bulles d'air soient présentes dans le gel. De ce fait, le couplant n'atténue jamais les ondes de la même façon et nous perdons ainsi énormément de précision sur l'amplitude des signaux.

La génération d'un mode de Lamb avec un émetteur piézo-électrique en contact direct avec le matériau doit être effectuée en donnant un certain angle au transducteur par rapport à la surface de la plaque puisque le transducteur est plan et génère des ondes longitudinales.

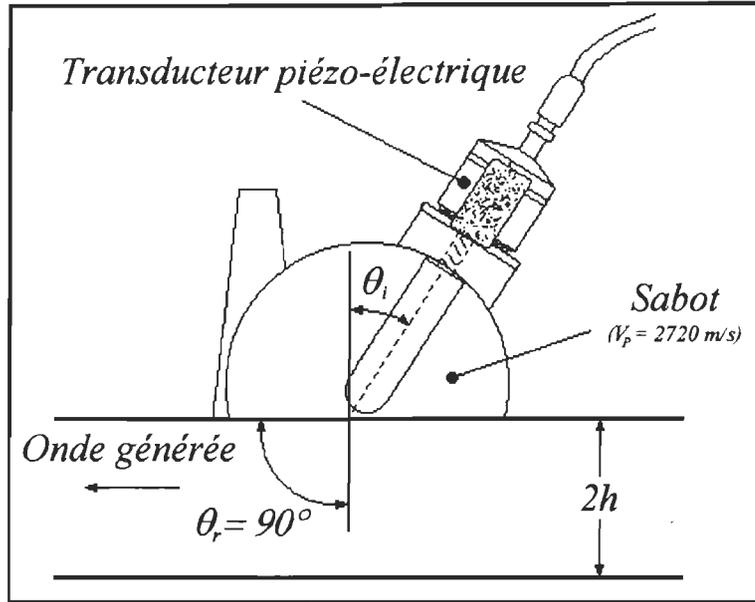


Figure 2.8 Génération des ondes de Lamb avec un transducteur piézo-électrique en contact direct.

L'angle d'incidence θ_i qu'il faut donner au transducteur par rapport à la normale pour générer une onde dans le matériau selon un angle de réfraction θ_r (figure 2.8) s'obtient à l'aide de la loi de Snell-Descartes :

$$\frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_r} = \frac{v_p(\text{sabot})}{v_p(\text{matériau})} \Rightarrow \theta_i = \arcsin\left(\sin \theta_r \frac{v_p(\text{sabot})}{v_p(\text{matériau})}\right)$$

où $v_p(\text{sabot})$ et $v_p(\text{matériau})$ sont respectivement la vitesse des ondes de volume longitudinales dans le sabot (2720 m/s pour les sabots de Perspex employés) et la vitesse de phase du mode choisi dans la pièce à inspecter.

La première étape consiste donc à choisir le mode qui convient à l'inspection que l'on veut effectuer ainsi qu'un point sur sa courbe de dispersion (classiquement dans une zone peu

dispersive afin de conserver une vitesse de propagation stable face à de faibles variations d'épaisseur de la plaque ainsi qu'au décalage fréquentiel résultant de la propagation dans le matériau). Au point choisi correspond une vitesse de phase qui est celle que l'on doit utiliser afin de calculer l'angle d'incidence. De plus, puisque l'on veut que l'onde se propage parallèlement aux surfaces de la plaque, l'angle de réfraction est de $\theta_r = 90^\circ$ et l'angle d'incidence alors

$$\theta_i = \arcsin\left(\frac{v_p(\text{sabot})}{v_p(\text{matériau})}\right) \quad (2.37)$$

Il est à noter que le sabot ainsi que le transducteur piézo-électrique représentés à la figure 2.1 sont ceux que l'Institut de Recherche sur l'Hydrogène possède actuellement et qui ont été employés pour l'acquisition de données.

2.5.2 Emploi des transducteurs pour l'inspection

Il existe plusieurs méthodes d'utilisation de ces capteurs pour faire des essais non destructifs. Les deux méthodes standard employées sont les modes réflexion (pulse-écho) et transmission (émission-réception). Le choix de la méthode d'inspection dépend du phénomène que l'on veut étudier (localisation d'un défaut, caractérisation de la forme et de l'ampleur d'un défaut, conversion de modes, etc.). Le cas qui nous intéresse, celui de l'imagerie, est le mode réflexion.

Cette méthode n'emploie qu'un seul transducteur qui agit à la fois en émetteur et en récepteur. Le principal intérêt de cette méthode est qu'elle permet de localiser un défaut par rapport à l'émetteur grâce au temps de vol. Il est donc préférable, dans ces conditions, d'isoler un seul mode afin d'éviter toute confusion dans l'interprétation des signaux. Pour une imagerie traditionnelle, il est par ailleurs important que la vitesse de groupe de l'onde générée soit constante dans le matériau afin d'obtenir une information valable sur la position d'un défaut. L'inspection en mode réflexion s'effectue perpendiculairement à la direction d'émission des ondes, en effectuant un balayage sur une ligne. Cette méthode permet d'inspecter tout le volume de la plaque situé devant le transducteur (à l'intérieur de la fenêtre temporelle enregistrée). La configuration d'une inspection en mode réflexion est présentée à la figure 2.9.

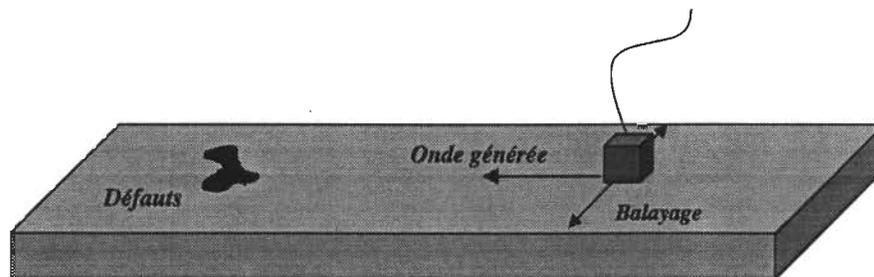


Fig. 2.9 Représentation de l'inspection en mode réflexion.

Cette méthode d'inspection est particulièrement efficace pour localiser les défauts présentes dans une plaque à partir du temps de vol des échos enregistrés. Elle est employée pour produire des images du type B-scan (cette représentation sera expliquée à la section 2.5.3 de ce chapitre).

Le mode d'inspection en transmission emploie pour sa part deux transducteurs, soit un émetteur et un récepteur. Celui-ci est surtout employé pour la détection simple de défaut dans un milieu tel une soudure entre deux plaques. Une méthode de détection et de caractérisation de défauts employant la transformée en ondelettes et les réseaux de neurones a d'ailleurs été développée à l'Institut de Recherche sur l'Hydrogène avec succès dans le cas de soudures entre deux plaques d'aluminium [LEG199], [LEG299]. Une image peut être générée à partir d'une telle inspection, mais elle ne permet pas de localiser les défauts par rapport aux transducteurs.

2.5.3 Imagerie classique par ondes de Lamb

La représentation classique employée pour produire une image à partir d'une inspection par ondes de Lamb en mode réflexion est la représentation B-scan. Celle-ci est construite à partir de tous les A-scans (signaux temporels) enregistrés lors d'une inspection. Cette dernière permet une visualisation de la structure inspectée en créant une matrice contenant les données des A-scans. Ainsi, les amplitudes enregistrées sont présentées sur un axe temporel et sur l'axe des positions d'acquisitions. L'image est produite en associant une échelle de couleurs à l'ensemble des amplitudes contenues dans la matrice, partant typiquement du bleu foncé pour l'amplitude la plus faible de la matrice et allant au rouge vif pour la plus grande valeur d'amplitude enregistrée (les tons de gris sont également courants). Cette représentation permet de juger de l'importance relative des réflexions enregistrées lors d'une inspection et de produire des images complètes des réflecteurs présents dans une structure. La valeur absolue des A-scans est employée afin d'obtenir un contraste net entre les

régions saines (sans réflexions) et les régions défectueuses. Un exemple d'image de type B-scan est présenté à la figure 2.10.

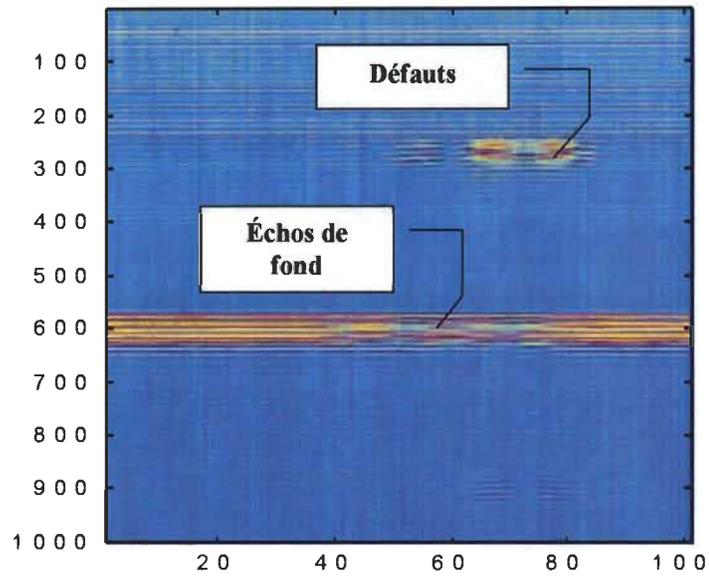


Fig. 2.10 Exemple de B-scan : ondes de cisaillement radial (sans le signal d'excitation) sur un bloc d'acier ; abscisse : ligne de scan (unité de distance) ; ordonnée : temps correspondant aux échos (unité temporelle ou de distance en considérant la vitesse de propagation des ondes dans le matériau).

Les images produites par les méthodes SAFT dans la section des résultats (chapitre 5) seront ainsi présentées sous la forme de B-scans modifiés.

CHAPITRE 3

ALGORITHMES D'IMAGERIE SAFT

3.1 Introduction

Lorsque l'on effectue l'inspection d'un matériau, il est avantageux de représenter les résultats de l'inspection sous la forme d'images. L'algorithme SAFT (Synthetic Aperture Focusing Technique), en plus de remplir cette tâche, est aussi un algorithme qui offre les avantages d'un filtre : l'augmentation du rapport signal-sur-bruit des signaux. Les sections suivantes seront ainsi consacrées à cet algorithme. Plusieurs versions différentes de celui-ci existent, que ce soit pour produire des images en 2D ou en 3D, soit les algorithmes temporels [OZAK88]- et fréquentiels [NAGA85]-[BUSS92]-[BLO198], le multi-SAFT [LORE93], etc. Les deux algorithmes d'intérêt dans le cas présent sont les algorithmes temporels et fréquentiels en 2D. L'algorithme temporel n'est présenté que dans le but de mieux comprendre la logique du SAFT, alors que la version fréquentielle constitue le point de départ à la création d'un algorithme d'imagerie SAFT adapté à l'inspection par ondes de Lamb, le Lamb-SAFT. Il sera de plus employé comme algorithme de référence pour la comparaison des résultats avec ce dernier.

3.2 Principe du SAFT

Le SAFT (Synthetic Aperture Focusing Technique), ou Technique de Focalisation par Ouverture Synthétique, est basée sur la théorie des interférences entre les fronts d'ondes. Définissons tout d'abord ce qu'est l'ouverture synthétique : selon Huygens, une source d'émission plane peut être considérée comme une série de sources ponctuelles localisées les unes aux côtés des autres émettant en phase. La résultante de ces interférences destructives et constructives est un front d'onde plan, tel qu'illustré à la figure 3.1.

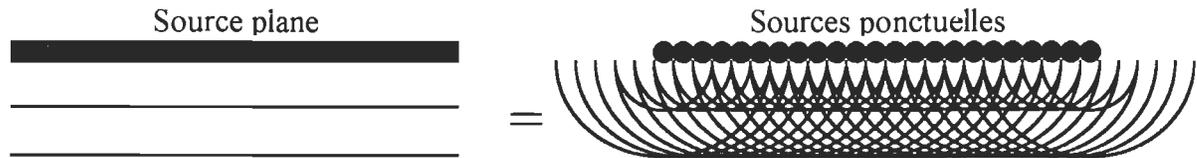


Fig. 3.1 Représentation graphique de l'équivalence entre une source plane et une série de sources ponctuelles.

Dans le cas d'une inspection ultrasonore, nous effectuons habituellement l'inspection d'une région entière de façon « ponctuelle », c'est-à-dire que la surface inspectée est décomposée de façon matricielle en espaçant de façon régulière chacune des mesures. Ainsi, pour les ondes guidées, l'inspection se traduit par une suite de mesures prises sur une ligne (ligne de scan) perpendiculaire à la région inspectée (figure 3.3). Si le faisceau émis par la source est assez divergent, il peut être considéré comme une source d'émission ponctuelle, tout comme les réflecteurs (défauts) (figure 3.2).

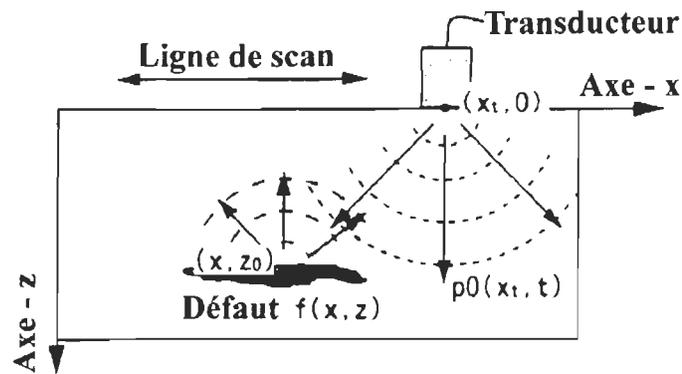


Fig. 3.2 Représentation bidimensionnelle de l'émission et de la réflexion d'une onde circulaire par un défaut quelconque [YAMA96].

Cependant, ces mesures ne sont pas prises simultanément, d'où l'absence de l'action des interférences entre les fronts d'ondes émis et reçus lors de chacune des mesures. L'ouverture synthétique consiste à créer artificiellement une source d'émission plane en faisant interférer numériquement les ondes enregistrées à des positions et des temps différents. L'ouverture synthétique correspond ainsi à la ligne de scan sur laquelle on effectue l'inspection.

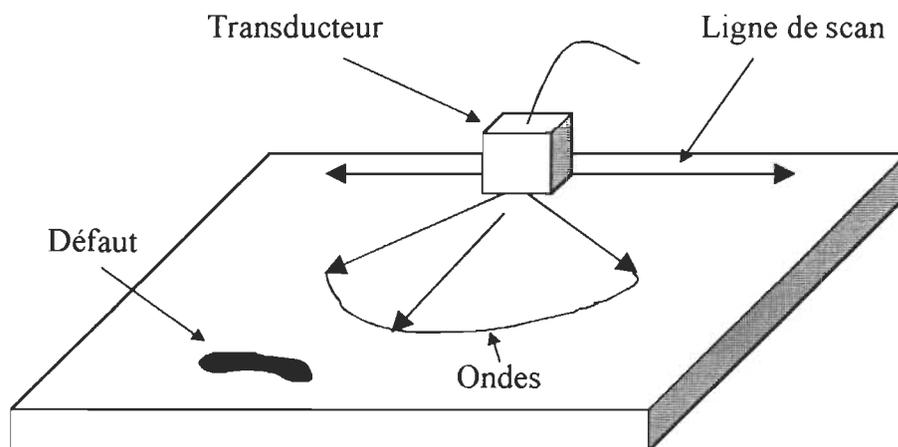


Fig. 3.3 Configuration d'une inspection par ondes de Lamb

En d'autres termes, le SAFT est une méthode de calcul consistant à focaliser le champ acoustique [LORR97] en créant des interférences entre les signaux enregistrés. Les algorithmes d'imagerie SAFT ne font qu'amplifier le rapport signal-sur-bruit de l'image produite pour l'inspection d'une région d'un matériau en faisant interférer les signaux en phase entre eux pour ainsi sommer les informations cohérentes et annihiler celles qui ne le sont pas (tel que le bruit parasitant les signaux). Cette tâche peut être effectuée dans deux espaces : les espaces temporels et fréquentiels.

3.2.1 Espace temporel

L'algorithme temporel consiste à sommer temporellement les informations cohérentes contenues dans les signaux temporels (A-scans). Pour ce faire, nous partons de l'hypothèse que toute information (une réflexion de l'onde émise) peut provenir de tous les points correspondant au temps de vol d'apparition de l'information. En d'autres termes, en supposant que les sources ponctuelles (transducteurs) émettent bel et bien des ondes sphériques (circulaires dans le cas d'une propagation dans un plan, le cas des ondes de Lamb), une information due à une réflexion apparaissant à un temps t nous indique tout simplement qu'un réflecteur (défaut) est présent à une distance $V_g t$ de la source d'émission, où V_g est la vitesse de propagation de l'onde dans le matériau (vitesse de groupe). Ceci signifie donc que le réflecteur est situé sur un rayon $V_g t$ de la source d'émission. Par conséquent, en effectuant plusieurs mesures à des positions différentes, il est possible d'obtenir de l'information sur un même point à différents endroits d'émission. Ce principe est schématisé à la figure 3.4.

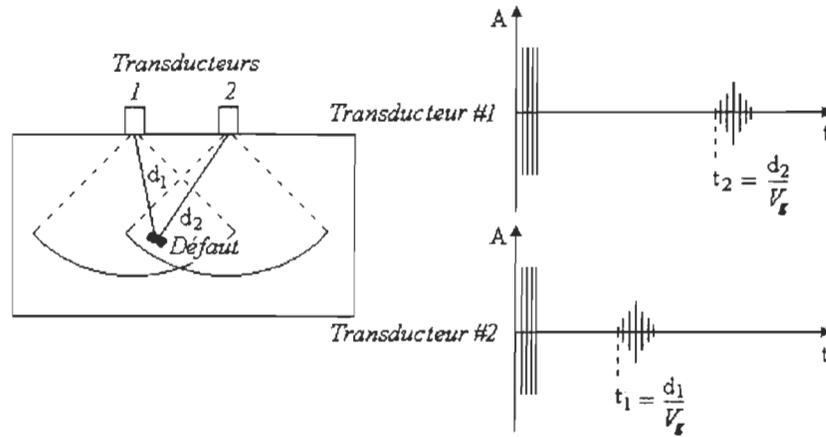


Fig. 3.4 Représentation de l'observation de la même information à différents endroits.

Le SAFT temporel consiste donc simplement à considérer ces faits afin de produire artificiellement des interférences entre les différents signaux temporels enregistrés (en tenant compte de leurs positions relatives) afin d'amplifier l'amplitude des informations cohérentes (les réflexions) par rapport au bruit. De plus, puisque le bruit n'est pas cohérent, les interférences produites entre le bruit de plusieurs signaux seront aléatoirement destructives ou constructives (en moyenne, le niveau de bruit devrait alors demeurer approximativement le même). Ainsi, le rapport signal-sur-bruit sera augmenté de façon appréciable. L'équation décrivant l'opération est la suivante [BLO298] :

$$\sum(C) = \sum_{M_i \in \text{Ligne de scan}} S\left(M_i, t = \frac{2d_i}{V_g}\right) \quad (3.1)$$

Celle-ci sépare les coordonnées C , où des superpositions se produisent et où sont localisés des défauts, des points C où aucune superposition cohérente ne se produit et où le matériel est sain. $S(M_i, t)$ représente pour sa part le signal acoustique reçu aux points M_i (positions des transducteurs), alors que d_i représente la distance entre le point C et le point M_i . Cette

fonction augmente le rapport signal-sur-bruit de la détection des défauts par un facteur \sqrt{N} , où N est le nombre de points M , sur la ligne de scan (le nombre de mesures) [BLO298].

Il peut être démontré que les résolutions latérale et en profondeur obtenues par le SAFT temporel sont respectivement de

$$\Delta x \approx V_g \Delta t \frac{z}{a} \quad \text{et} \quad \Delta z \approx \frac{V_g \Delta t}{2} \quad (3.2)$$

où Δt est la durée temporelle du pulse émis et a est la dimension de l'ouverture synthétique. Alors que cet algorithme conserve la même résolution en profondeur que la méthode conventionnelle d'inspection en émission-réception (B-scan simple des traces temporelles), elle en améliore la résolution latérale [BLO298].

Cet algorithme est plutôt simple dans son mode de fonctionnement mais présente une énorme lacune au niveau de la quantité de calculs à effectuer afin d'obtenir une image. Elle peut de plus présenter une erreur dans la reconstruction de l'image lorsqu'une réflexion provenant d'une interface naturelle (la limite de la pièce inspectée) est présente dans tous les signaux. Il est ainsi avantageux d'employer l'algorithme F-SAFT (dans le domaine des fréquences, domaine de Fourier), plus rapide au niveau du calcul et moins affecté par la présence d'une réflexion de la limite du matériau.

3.2.2 Espace de Fourier

L'algorithme SAFT dans le domaine de Fourier se base sur les mêmes hypothèses que le SAFT temporel, à la différence que les informations en phase ne sont pas sommées temporellement, mais dans le domaine de Fourier. Cet algorithme est une méthode de propagation inverse (backpropagation) qui consiste à prendre les informations provenant des mesures et de les « renvoyer » à leur source d'émission de façon à identifier ces sources (les réflecteurs que sont les défauts) plutôt que les réflexions. Si la source d'émission était plane, un réflecteur réfléchirait à son tour un front d'onde plan et toute l'information reviendrait à la source unique d'émission en phase. Ainsi, en créant l'ouverture synthétique, la rétro-propagation des ondes vers un réflecteur permet de créer numériquement l'apparence du front d'ondes lorsqu'il se situait à la surface de ce réflecteur.

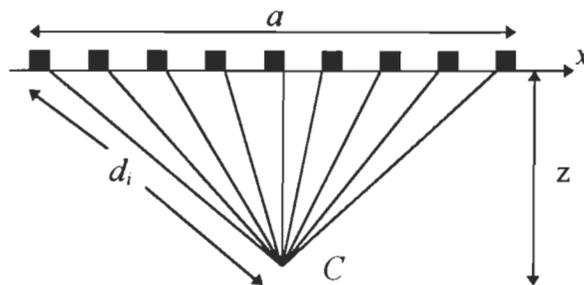


Fig. 3.5 Schéma du SAFT.

a : ouverture synthétique ; d_i : distance entre le point reconstruit C et la source d'émission i .

En effectuant la transformée de Fourier temporelle puis spatiale des données de mesure, nous obtenons les données sous la forme d'ondes planes élémentaires :

$$TF2(A(x,t)) = S(k_x, \omega) \quad (3.3)$$

où $TF2$ représente la transformée de Fourier bidimensionnelle, $A(x, t)$ les amplitudes à la position x sur la ligne de scan et au temps t d'un signal (le champ acoustique), et $S(k_x, \omega)$ est le champ acoustique transformé. Physiquement, cette opération consiste à représenter chacun des champs acoustiques à la fréquence f par une superposition d'ondes planes de nombres d'ondes k_x . Nous assumons ensuite qu'un défaut (réflecteur/source) est localisé à une profondeur z et nous effectuons une propagation inverse des ondes planes élémentaires $S(k_x, \omega)$ vers la source plane par le rétro-propagateur (backpropagator) suivant, pour une onde émise en z :

$$\exp(ik_z z)$$

de façon à « ramener » l'onde à sa source d'émission. Puisque $k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2}$ et que k est relié à la vitesse de phase de l'onde, nous obtenons finalement, pour la superposition d'ondes planes $S(k_x, z = 0, f)$ captées à $z = 0$, l'expression suivante :

$$S(k_x, z, f) = S(k_x, 0, f) \exp\left(2\pi iz \sqrt{\frac{f^2}{(V_p/2)^2} - k_x^2}\right) \quad (3.4)$$

Le fait que l'onde ait parcouru deux fois la distance z entre le moment de l'émission et celui de sa réception en mode réflexion est compensé par la vitesse de phase divisée par deux dans l'équation (3.4). Lorsque cette opération est effectuée, une sommation des ondes planes est faite sur les fréquences de la façon suivante :

$$\Sigma(k_x, z) = \sum_{f \in \Omega} S(k_x, z, f) \quad (3.5)$$

où Ω est la largeur de bande du système, ce qui nous permet de ne conserver que les fréquences d'intérêt. Cette opération élimine la dépendance envers les fréquences de notre

ystème. Il ne nous reste ainsi qu'à effectuer une transformée de Fourier spatiale inverse du résultat obtenu en (3.5) afin de passer de l'espace des nombres d'ondes k_x vers l'espace des distances x . Nous obtenons ainsi une fonction $B(x, z)$ qui nous indique la présence des sources émettrices d'ondes, donc des réflecteurs (défauts).

Cet algorithme tire profit de la rapidité de calcul des transformées de Fourier rapides (FFT) et s'avère du même coup beaucoup moins lourd au niveau du calcul que l'algorithme temporel. *Nagai* a pour sa part démontré que les résolutions latérale et longitudinale (en profondeur) sont respectivement donnés par [NAGA85]

$$\Delta x = \max \left\{ \begin{array}{l} \frac{V_P \sqrt{z^2 + (a/2)^2}}{f} \\ \text{Pas de déplacement} \end{array} \right. \quad (3.6)$$

$$\Delta z = \left(\sqrt{\left(\frac{2}{V_P} f_{\max} \right)^2 - \left(\frac{f}{V_P} \frac{a}{\sqrt{z^2 + (a/2)^2}} \right)^2} - \frac{2}{V_P} f_{\min} \right) \quad (3.7)$$

où f_{\min} et f_{\max} sont les limites inférieure et supérieure de la bande de fréquences conservée, f est la fréquence centrale et a est la dimension de l'ouverture synthétique. L'algorithme F-SAFT produit pour le travail présent est présenté à l'annexe 4 sous le nom de "FF TSAFT_FOR_DISP.M".

3.3 Adaptation du F-SAFT aux propriétés dispersives des ondes de Lamb (Lamb-SAFT)

Les algorithmes SAFT ont été définis pour des ondes dont les vitesses sont constantes. Cependant, tel que vu au chapitre 2, dans le cas des ondes de Lamb, les vitesses de groupe et de phase peuvent varier de façon considérable en fonction de la fréquence (pour une épaisseur de plaque constante). Or, les émissions ultrasonores possèdent plusieurs composantes fréquentielles. Celles-ci voyagent toutes à des vitesses différentes, ce qui produit un changement de la forme du signal lorsqu'il se propage dans la plaque [CAWL96]. Ainsi, il n'est pas impossible qu'une erreur de reconstruction se produise lorsque l'on emploie les algorithmes SAFT conventionnels pour les ondes de Lamb en raison de cette dispersion des vitesses. La représentation de Fourier du SAFT peut par contre être facilement modifiée afin de considérer les caractéristiques des ondes de Lamb.

3.3.1 Algorithme Lamb-SAFT

Il semble que l'algorithme F-SAFT original ne fut à l'origine construit et employé que pour des milieux non dispersifs. Cependant, une simple modification peut être apportée à cet algorithme afin de considérer la dispersion des ondes de Lamb. Cette modification n'affecte que l'opération de rétro-propagation donnée à l'équation (3.4). Puisque la vitesse de phase dépend du produit fréquence \times épaisseur, nous n'avons qu'à calculer, à partir de la procédure algorithmique de courbes de dispersion, la vitesse de phase correspondant aux fréquences

considérées à l'opération de rétro-propagation et à l'épaisseur de la plaque étudiée. Ainsi, pour l'algorithme modifié, l'équation (3.4) devient tout simplement

$$S(k_x, z, f) = S(k_x, 0, f) \exp\left(2\pi iz \sqrt{\frac{f^2}{(V_p(f * 2h)/2)^2} - k_x^2}\right) \quad (3.8)$$

Ce changement implique une pré-sélection de la bande de fréquences considérée pour la reconstruction ainsi qu'un calcul de la courbe de dispersion des vitesses de phase du mode généré. Cette légère mais importante modification nécessite un peu plus de calculs (la courbe de dispersion du mode employé sur la bande de fréquences sélectionnée) que pour l'algorithme F-SAFT, mais elles sont négligeables en comparaison à la quantité d'opérations effectuées pour la partie SAFT de l'algorithme.

Dans le cas où l'inspection de la plaque s'effectue à l'aide d'un transducteur piézo-électrique, un sabot est employé comme intermédiaire entre le transducteur et la plaque, ce qui permet l'ajustement de l'angle d'incidence. Puisque les conditions de propagation dans le sabot sont différentes de celles de la plaque, une modification doit être apportée à l'équation (3.8). La vitesse de phase étant constante dans celui-ci, l'équation (3.8) doit considérer une certaine distance de propagation à vitesse constante et une autre à vitesse variables en fonction de la fréquence. Le rétro-propagateur associé à la traversée dans le sabot s'écrit sous la même forme que pour le F-SAFT, soit

$$\exp\left(2\pi iz \sqrt{\frac{f^2}{(V_p(\text{Sabot})/2)^2} - k_x^2}\right), \quad z \leq D$$

où D est la distance de propagation dans le sabot. Une hypothèse doit être apportée à ce moment pour la propagation dans le sabot : le front d'onde ne diverge pas dans celui-ci. Nous devons effectivement considérer ici que la source de divergence des ondes se situe au point d'impact sur la plaque et non à la surface du transducteur. L'élément en x du nombre d'onde est alors $k_x = 0$. Cette hypothèse sera confirmée plus tard dans la section des résultats. Le rétro-propagateur du sabot s'écrit ainsi

$$\begin{cases} \exp\left(2\pi iz \sqrt{\frac{f^2}{(V_p(\text{Sabot})/2)^2}}\right), & z \leq D \\ \exp\left(2\pi iD \sqrt{\frac{f^2}{(V_p(\text{Sabot})/2)^2}}\right), & z > D \end{cases} \quad (3.9)$$

Puisque les D premiers mètres de propagation se font dans le sabot, le rétro-propagateur associé à la traversée dans la plaque doit alors s'écrire

$$\exp\left(2\pi i(z-D) \sqrt{\frac{f^2}{(V_p(f*2h)/2)^2} - k_x^2}\right)$$

Ainsi, afin de considérer la propagation sur une distance D dans le sabot, l'équation (3.8) décrivant la superposition d'ondes planes $S(k_x, z, f)$ doit finalement être réécrite sous la forme

$$\begin{cases} S(k_x, 0, f) \exp\left(2\pi iz \sqrt{\frac{f^2}{(V_p(\text{Sabot})/2)^2}}\right), & z \leq D \\ S(k_x, 0, f) \exp\left(2\pi i \left[D \sqrt{\frac{f^2}{(V_p(\text{Sabot})/2)^2}} + (z-D) \sqrt{\frac{f^2}{(V_p(f*2h)/2)^2} - k_x^2} \right]\right), & z > D \end{cases} \quad (3.10)$$

Puisqu'au meilleur de ma connaissance aucune publication n'a été faite sur le sujet, ce nouvel algorithme a été baptisé "Lamb-SAFT". Cet algorithme, construit autour de 4 modules

principaux, est présenté à l'annexe 4. Le module principal est "LAMBSAFT.M". Il fait appel au module "LAMB_FOR_SAFT.M", qui effectue le calcul de la courbe de dispersion correspondant à la bande de fréquences sélectionnée, au module "FFT_SAFT_DISP.M", qui produit les images selon la procédure Lamb-SAFT, ainsi qu'au module "FF TSAFT_FOR_DISP.M", qui produit simplement les images selon la procédure F-SAFT pour les mêmes paramètres que le Lamb-SAFT, de façon à comparer les résultats produits par les deux procédures. Tous les paramètres de l'inspection sont spécifiés après le lancement du module principal grâce à des menus interactifs spécifiant quels paramètres doivent être considérés.

CHAPITRE 4

MÉTHODE DE DÉCONVOLUTION BASÉE SUR LE FILTRE DE KALMAN POUR L'IMAGERIE PAR ONDES DE VOLUME

4.1 Introduction

L'inspection non destructive par ondes de volume ultrasonores de structures inhomogènes est problématique. Le bruit de structure coloré provoqué par la diffraction des ondes sur les fibres de la structure en est la cause principale. Ce chapitre présente l'ébauche d'une étude sur la faisabilité de l'imagerie d'une structure composée de fibres de verre croisées et de colle par ondes ultrasonores de volume en employant une méthode de déconvolution temporelle basée sur le filtre de Kalman. L'objectif de ce travail est d'être en mesure de produire des images de type C-scan fiables de la structure par transposition des données recueillies sous la forme de coefficients de réflectivité de la structure. Les sous-sections qui suivent traitent ainsi de l'inspection et de l'imagerie classique par ondes de volume longitudinales focalisées suivi de la méthode de déconvolution basée sur le filtre de Kalman.

4.2 Inspection par ondes de volume

L'inspection par ondes de volume longitudinales semble être la méthode d'inspection ultrasonore la plus employée en raison de son mode d'utilisation simple. Celle-ci repose essentiellement sur l'étude de l'amplitude et/ou du temps de vol des échos enregistrés pour juger de la fiabilité d'une structure. L'évaluation de l'intégrité d'un matériau par ondes de volume nécessite cependant une immersion totale ou partielle de la structure, et par conséquent des installations volumineuses et statiques (particulièrement dans le cas d'un système robotisé). Ce type de système s'avère plutôt fiable dans le cas de matériaux homogènes tels l'acier, l'aluminium ou les matières plastiques, mais nécessite cependant l'emploi de techniques poussées de traitement de signal dans le cas de matériaux complexes tels les structures composites fibreuses en raison du haut niveau de bruit de structure (bruit coloré) occasionné par les fibres.

4.2.1 Système d'inspection en bain à immersion

La configuration d'inspection classiquement utilisée pour les ondes de volume longitudinales est le bassin à immersion. La robotisation du système d'acquisition et d'inspection en fait un appareil facile à utiliser. L'eau est classiquement employée comme couplant entre le transducteur et la pièce à inspecter. L'inspection d'une structure s'y effectue de façon matricielle, c'est-à-dire que le déplacement du transducteur se fait perpendiculairement à la surface du matériau de façon à effectuer un quadrillage de toute la pièce. Un signal temporel (A-scan) est enregistré à chacune des positions occupées par le

transducteur (un certain pas de déplacement est défini préalablement en fonction de la taille de défauts recherchée).

Plusieurs types de transducteurs et configurations peuvent être employés pour la génération des ondes de volume. Les transducteurs piézo-électriques focalisés en mode réflexion (pulse-écho) ainsi que les transducteurs piézo-électriques plans en mode réflexion ou en mode transmission (émission-réception) sont les plus couramment employés. La sous-section suivante ne portera que sur la méthode de focalisation puisque c'est cette dernière qui est employée pour les travaux portant sur les ondes de volume présentés dans ce mémoire.

4.2.2 Transducteurs piézo-électriques focalisés

Les transducteurs piézo-électriques focalisés permettent d'inspecter une structure et d'en produire une image précise par focalisation des ondes. L'inspection classique consiste en la focalisation du faisceau ultrasonore sur la surface opposée au transducteur (le fond) et d'observer le comportement de l'écho provenant à cette surface : un niveau d'amplitude constant signifie que la structure est saine, alors qu'une diminution de l'amplitude de l'écho de fond indique la présence d'une inhomogénéité entre la surface supérieure et le fond. Cette technique permet ainsi d'inspecter le matériau sous sa surface visible. La figure 4.1 présente la configuration de ce type d'inspection.

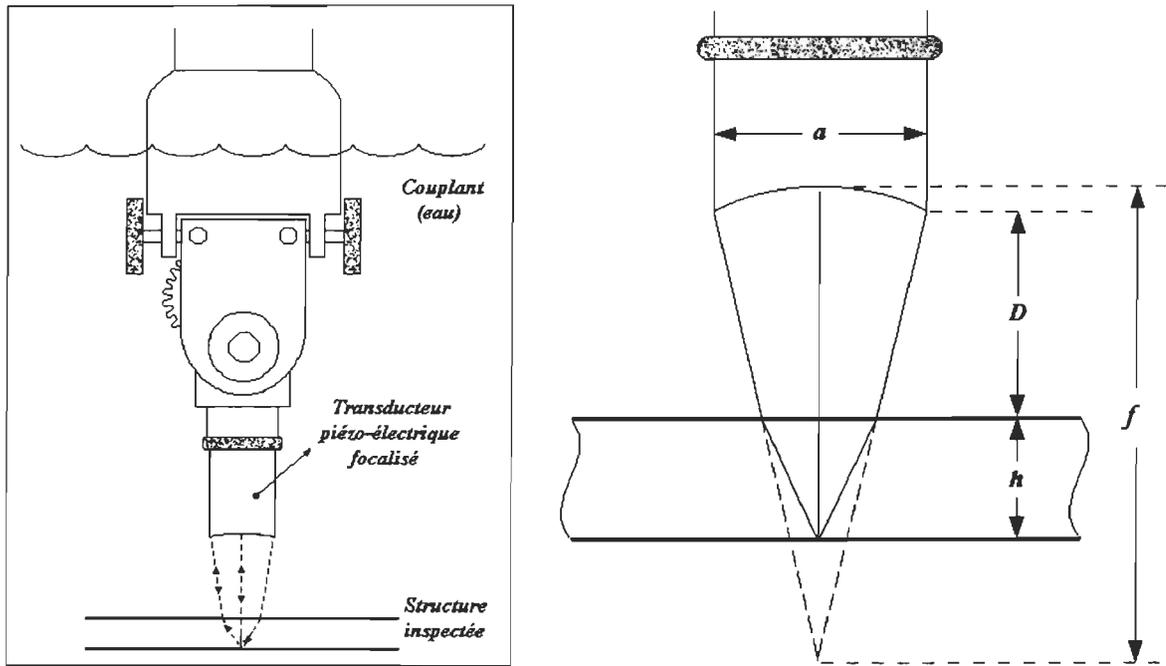


Fig. 4.1 Configuration de l'inspection par focalisation des ondes.

Une simple analyse géométrique de ce système combinée à la loi de réfraction de Snell-Descartes nous permet d'obtenir la distance à laquelle nous devons placer le transducteur de la pièce afin d'obtenir une focalisation sur la surface de fonds. En utilisant les paramètres définis à la figure 4.1, cette distance D est donnée par

$$D = f \left\{ 1 - \frac{2h}{a} \tan \left[\arcsin \left(\sin \left\{ \arctan \left(\frac{a}{2f} \right) \right\} \frac{V_p(\text{matériau})}{V_p(\text{eau})} \right) \right] \right\}$$

où f désigne la longueur focale du transducteur et V_p , la vitesse de phase.

La précision de la détection dépend de deux facteurs. Le premier de ces facteurs est la fréquence centrale du transducteur qui, par la relation de dispersion linéaire unissant fréquence, vitesse de propagation et longueur d'onde, détermine la dimension minimale des

inhomogénéités pouvant être détectées (de l'ordre de la longueur d'onde). Le second paramètre affectant la précision est la capacité d'obtenir une focalisation fiable à l'intérieur de la structure (une structure anisotrope ne permet pas une bonne focalisation). Ainsi, s'il est impossible d'obtenir une bonne focalisation, la résolution sera définie par la taille de la tache focale sur la surface de fond de la structure, quelle que soit la longueur d'onde.

Le pas de déplacement du transducteur se doit pour sa part d'être inférieur à la demie longueur d'onde afin de s'assurer de la validité de l'inspection (théorème d'échantillonnage de Whittaker-Shannon [NDOP00]). Il est cependant avantageux, lorsque l'on connaît la taille minimale tolérée pour les défauts, d'effectuer la focalisation sous la surface de façon à obtenir une tache de cet ordre de grandeur. Cette méthode permet une grande économie du temps d'inspection.

4.2.3 Imagerie par ondes de volume

Selon le vocabulaire employé dans le domaine de l'inspection ultrasonore, il existe trois représentations simples pour représenter le résultat d'une inspection, soit le A-scan, B-scan et C-scan. Le A-scan est tout simplement le signal temporel correspondant à une position d'inspection. Cette représentation permet de sonder rapidement l'état d'une structure par visualisation des échos reçus à une position donnée. Elle ne permet cependant pas de visualiser la géométrie des défauts et son utilisation est par conséquent limitée.

Pour sa part, la représentation B-scan (présentée au chapitre 2) permet, dans le cas d'une inspection par ondes de volume, de visualiser une coupe du matériau, c'est-à-dire son état sur une seule ligne d'inspection. Cette représentation est cependant surtout utile dans le cas de l'inspection par ondes guidées.

La représentation la plus utile dans le cas de l'inspection par ondes de volume est le C-scan. Celle-ci consiste à enregistrer l'amplitude de l'écho provenant de la surface de fond à partir de chacun des A-scans enregistrés à chacune des positions d'inspection. Ces données sont par la suite placées dans une matrice selon leurs positions relatives de façon à obtenir une matrice 2-D représentant l'ensemble de la surface inspectée. Une échelle de couleurs (ou de tons de gris) est par la suite distribuée entre la plus grande et la plus faible amplitude enregistrées (en valeur absolue) de façon à obtenir une image présentant un contraste de couleurs entre les régions saines et défectueuses du matériau. Un exemple de C-scan obtenu lors de l'inspection d'une plaque d'aluminium est présenté à la figure 4.2.

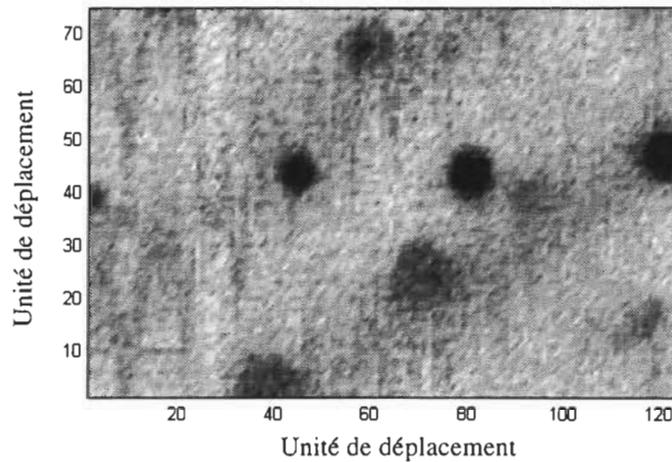


Fig. 4.2 C-scan provenant de l'inspection d'une plaque d'aluminium présentant quatre trous non débouchants (cercles noirs) et de l'oxydation de surface (taches grises). Les régions les plus pâles représentent les régions saines.

Des images du type C-scan seront employées pour l'imagerie des résultats obtenus par la méthode de déconvolution basée sur le filtre de Kalman.

4.3 Convolution et déconvolution

La déconvolution est définie comme l'opération inverse de la convolution. De façon générale, la trace temporelle \tilde{y} d'un système linéaire de type sismique (pulse-écho) peut être exprimé sous la forme

$$\tilde{y} = h * x + \eta \quad (4.1)$$

où le symbole « * » représente le produit de convolution. Cette expression représente la convolution de la réponse impulsionnelle de l'onde réfléchie h par la réponse impulsionnelle du matériau traversé par l'onde transmise (fonction de réflectivité) x , le tout entaché d'un

bruit additif η . L'opération de déconvolution consiste ainsi à obtenir une estimation de la fonction de réflectivité x à partir de l'information sur la trace \tilde{y} et sur la réponse impulsionnelle de l'onde réfléchi h , tout en minimisant l'erreur causée par la présence du bruit η .

Physiquement, la réponse impulsionnelle de l'onde réfléchi représente simplement le paquet d'ondes réfléchi par une surface du matériau inspecté. Pour sa part, la fonction de réflectivité contient l'information quant à la nature des réflexions se produisant dans le matériau :

- temps d'apparition des réflexions
- coefficient de réflexion à ces temps (amplitude et polarité)

Celle-ci est, dans un système idéalisé, composé d'une série de deltas de Dirac distribués sur une échelle temporelle, chacune de ces impulsions représentant une surface réfléchissante (changement d'impédance). La figure 4.3 illustre graphiquement l'opération de convolution décrite à l'équation (4.1).

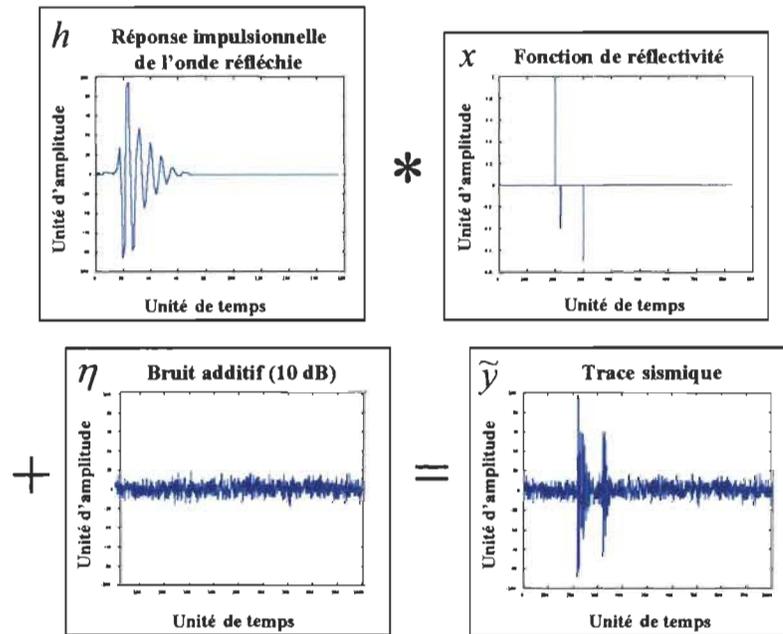


Fig. 4.3 Représentation graphique simulée du modèle de la trace sismique.

Il existe ainsi un avantage majeur à connaître la fonction de réflectivité d'un matériau (immergé dans l'eau dans le cas présent), puisque les réflexions y sont mieux définies et espacées que dans le signal temporel mesuré ; celui-ci est composé de plusieurs oscillations, contrairement à la fonction de réflectivité où les réflexions sont isolées et de polarité unique. Il devient ainsi plus aisé de localiser l'écho provenant du fond de la pièce inspectée et de tirer l'amplitude de sa réflexion afin de réaliser une imagerie de type C-scan de la structure.

4.4 Filtre de Kalman

Le filtre de Kalman est un algorithme de filtrage linéaire adaptatif basé sur la méthode des moindres carrés moyens (mean least squares). Selon cette dernière, la minimisation d'une certaine fonction de coût définie comme la somme pondérée du carré des erreurs est effectuée.

Ces erreurs, ou résidus d'estimation, sont définis comme la différence entre la réponse idéale désirée et la sortie actuelle du filtre. Ce résidu est ce que nous appelons l'innovation. Cette méthode présente notamment l'avantage de pouvoir être formulée avec une estimation récursive pour laquelle la mise-à-jour des données qui nous intéressent se fait à chaque nouvel échantillon, ce qui nécessite moins de stockage de données que pour une estimation en bloc, pour laquelle le traitement s'effectue sur un groupe de données. De plus, la minimisation de la fonction de coût ne nécessite pas la connaissance de la réponse idéale désirée.

Le filtre de Kalman présente la particularité de s'exprimer selon la notion d'état, cette dernière donnant une mesure de toutes les entrées appliquées au filtre jusqu'à un temps donné. En ces termes, la méthode de filtrage de Kalman s'exprime comme

$$\begin{pmatrix} \text{Mise - à - jour} \\ \text{de l'état} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \text{Valeur précédente} \\ \text{de l'état} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \text{Gain de} \\ \text{Kalman} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \text{Vecteur} \\ \text{d'innovation} \end{pmatrix} \quad (4.2)$$

où le vecteur d'innovation rend compte des nouvelles informations à l'entrée du filtre au moment du calcul.

La méthode de filtrage de Kalman considère un système dynamique linéaire à temps discret, dont la trace temporelle ultrasonore fait partie. Cette description du système dans le domaine du temps présente notamment les avantages suivants [HAYK96] : une notation et une mathématique simple, ainsi qu'une représentation très fidèle aux réalités physiques. Deux équations simples sont utilisées pour décrire ce type de signal :

- l'équation d'état

$$\bar{\mathbf{x}}(k+1) = \Phi(k+1|k)\bar{\mathbf{x}}(k) + \bar{\mathbf{b}}u(k) \quad (4.3)$$

- l'équation de mesure

$$\tilde{y}(k) = \tilde{\mathbf{h}}^T(k)\bar{\mathbf{x}}(k) + \eta(k) \quad (4.4)$$

Ces équations décrivent le système pour $k = 0, 1, \dots, N - 1$ échantillons de mesure de la trace $\tilde{y}(k)$. Dans le cas de signaux temporels, comme c'est le cas pour l'inspection ultrasonore, la variable k symbolise la nature discrète du signal et possède des unités de temps. Le modèle de ce type de signal est présenté à la figure 4.4.

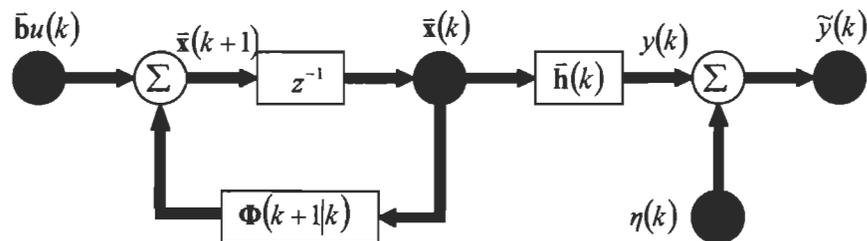


Fig. 4.4 Signal modélisé d'un système dynamique linéaire à temps discret.

Les éléments présents dans les équations (4.3) et (4.4) sont définis à partir des éléments suivants :

- $\bar{\mathbf{x}}(k)$: *vecteur d'état* de dimension $M \times 1$. Il représente n'importe quel ensemble de quantités qui seraient nécessaires pour décrire le système dynamique non forcé. Typiquement, ce vecteur est inconnu et il doit être estimé.

- Φ : **matrice de transition d'état** de dimension $M \times M$. Elle relie l'état du système aux temps $k+1$ et k . Pour notre application, celle-ci est invariante et s'écrit

$$\Phi = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & \dots & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

- $\bar{\mathbf{b}}u(k)$: **bruit de processus (bruit d'état)**. Il représente un processus de bruit blanc et de moyenne nulle. Le vecteur $\bar{\mathbf{b}}$ est un invariant de dimension $M \times 1$ et s'écrit

$$\bar{\mathbf{b}} = [0 \quad 0 \quad 0 \quad \dots \quad 0 \quad 1]^T$$

La matrice de corrélation du processus générateur (bruit d'état) est

$$E[u(k)u^T(l)] = q(k)\delta_{kl} \quad (4.5)$$

où $q(k)$ est la variance du processus générateur avec $\delta_{kl} = \begin{cases} 1 & \text{si } k=l \\ 0 & \text{si } k \neq l \end{cases}$.

La signification de la matrice de corrélation est présentée à l'annexe 5.

- $\tilde{y}(k)$: donnée d'**observation** apparaissant au temps k . L'ensemble des données observées $y(0), y(1), \dots, y(k)$ est employé pour estimer la valeur du vecteur d'état $\bar{\mathbf{x}}(k)$.
- $\bar{\mathbf{h}}(k)$: **matrice de mesure** de dimension $M \times 1$. Dans le cas présent, elle représente la réponse impulsionnelle de durée finie de l'onde ultrasonore réfléchie et s'écrit

$$\bar{\mathbf{h}} = [h_1 \quad h_2 \quad h_3 \quad \dots \quad h_{M-1} \quad h_M]^T.$$

Pour le cas présent, $\bar{\mathbf{h}}(k)$ est indépendante du temps k , la nature des réflexions étant indépendantes du temps, et devient simplement $\bar{\mathbf{h}}$.

- $\eta(k)$: **bruit de mesure** apparaissant au temps k . Celui-ci décrit un processus de bruit blanc et de moyenne nulle. La matrice de corrélation du bruit de mesure est

$$E[\eta(k)\eta^T(l)] = r(k)\delta_{kl} \quad (4.6)$$

où $r(k)$ est la variance du bruit de mesure.

Par ailleurs, le bruit d'état $\bar{\mathbf{b}}u(k)$ et le bruit de mesure $\eta(k)$ sont statistiquement indépendants et nous pouvons écrire leur matrice de corrélation comme

$$E[u(k)\eta^T(l)] = 0 \quad \forall(k, l). \quad (4.7)$$

Il est également présumé que la valeur initiale de l'état $\bar{\mathbf{x}}(0)$ n'est pas corrélée avec les bruits d'état et de mesure $\bar{\mathbf{b}}u(k)$ et $\eta(k)$ et que, par conséquent, le bruit de mesure et l'état ne sont pas corrélés :

$$E[\bar{\mathbf{x}}(k)\eta^T(l)] = 0 \quad k, l \leq 0 \quad (4.8)$$

L'objectif du filtre, et par le fait même de la déconvolution, est de reconstruire le signal d'entrée $\bar{\mathbf{x}}(k)$ (l'état) du filtre. Nous notons ainsi l'estimation quadratique moyenne minimale d'une variable aléatoire $\bar{\mathbf{x}}(k-1)$ de moyenne nulle par $\hat{\mathbf{x}}(k-1|k-1)$, c'est-à-dire l'estimation

de la variable $\bar{\mathbf{x}}(k-1)$ compte tenu des observations $\tilde{y}(1), \tilde{y}(2), \dots, \tilde{y}(n)$ récoltées jusqu'au temps $n = k - 1$ inclusivement. Sachant que nous avons un système causal, nous considérons que les observations aux temps inférieurs à $k = 1$ sont nulles. De façon générale, pour des données d'observation $\tilde{y}(1), \tilde{y}(2), \dots, \tilde{y}(n)$, l'estimation quadratique moyenne minimale de la composante de l'état $\bar{\mathbf{x}}(i)$ constitue un problème de filtrage si $i = n$, de prédiction si $i > n$ et de lissage si $1 \leq i < n$ [HAYK96]. Le problème qui nous intéresse ici est celui du filtrage.

À l'apparition d'une nouvelle donnée d'observation $\tilde{y}(k)$ au temps k , une mise à jour de l'estimation $\hat{\mathbf{x}}(k|k)$ de la variable aléatoire $\bar{\mathbf{x}}(k)$ doit être calculée. Cette opération peut être effectuée efficacement en employant une méthode d'*estimation récursive*. Cette procédure consiste à garder en mémoire l'estimation précédente $\hat{\mathbf{x}}(k-1|k-1)$ et de l'exploiter dans le but de calculer la mise à jour $\hat{\mathbf{x}}(k|k)$ à partir de la nouvelle observation $\tilde{y}(k)$. La notion d'*innovation* est employée afin de construire cet algorithme récursif.

4.4.1 Innovation

L'innovation $\alpha(k)$, ou erreur de prédiction sur la mesure, se définit comme

$$\alpha(k) = \tilde{y}(k) - \hat{y}(k|k-1), \quad k = 1, 2, \dots \quad (4.9)$$

où $\hat{y}(k|k-1)$ est la prédiction de la variable observée $\tilde{y}(k)$ au temps k , incluant tous les temps d'observation jusqu'à $k-1$; l'ordre de la prédiction est $k-1$. Employant l'équation de mesure définie en (4.4), nous pouvons extraire une forme de la prédiction $\hat{y}(k|k-1)$:

$$\hat{y}(k|k-1) = \bar{\mathbf{h}}^T \hat{\mathbf{x}}(k|k-1) + \hat{\eta}(k|k-1)$$

Puisque la prédiction du bruit est nulle (nous recherchons une prédiction idéale), nous avons

$$\hat{y}(k|k-1) = \bar{\mathbf{h}}^T \hat{\mathbf{x}}(k|k-1) \quad (4.10)$$

et l'innovation devient

$$\alpha(k) = \bar{\mathbf{h}}^T \bar{\mathbf{e}}(k|k-1) + \eta(k) \quad (4.11)$$

où $\bar{\mathbf{e}}(k|k-1) = \bar{\mathbf{x}}(k) - \hat{\mathbf{x}}(k|k-1)$ est le vecteur de prédiction d'erreur d'état.

La *matrice de corrélation du processus d'innovation* est donné par

$$R(k) = E[\alpha(k)\alpha^T(k)] \quad (4.12)$$

ce qui nous donne

$$R(k) = \left(1 + \bar{\mathbf{h}}^T \frac{E[\bar{\mathbf{e}}(k|k-1)\bar{\mathbf{e}}^T(k|k-1)]}{r(k)} \bar{\mathbf{h}} \right) r(k) \quad (4.13)$$

où $r(k)$ est défini à l'équation (4.6). L'estimation du minimum des carrés moyens de l'état $\bar{\mathbf{x}}(i)$ peut être exprimée comme une combinaison linéaire des séquences d'innovation $\alpha(1), \alpha(2), \dots, \alpha(k)$, soit

$$\hat{\mathbf{x}}(i|k) = \sum_{m=1}^k E[\bar{\mathbf{x}}(i)\alpha^T(m)]R^{-1}(m) \quad (4.14)$$

d'où nous pouvons tirer

$$\hat{\mathbf{x}}(k+1|k) = \Phi \hat{\mathbf{x}}(k|k-1) + E[\bar{\mathbf{x}}(k+1)\alpha^T(k)]R^{-1}(k)\alpha(k) \quad (4.15)$$

4.4.2 Gain de Kalman

Définissant le vecteur

$$\bar{\mathbf{G}}(k) = E[\bar{\mathbf{x}}(k+1)\alpha^T(k)]R^{-1}(k) \quad (4.16)$$

l'estimation $\hat{\mathbf{x}}(k+1|k)$ devient alors

$$\hat{\mathbf{x}}(k+1|k) = \Phi\hat{\mathbf{x}}(k|k-1) + \bar{\mathbf{G}}(k)\alpha(k) = \hat{\mathbf{x}}(k|k) + \bar{\mathbf{G}}(k)\alpha(k) \quad (4.17)$$

Cette équation montre que nous pouvons calculer l'estimation quadratique moyenne minimale de l'état d'un système dynamique linéaire $\hat{\mathbf{x}}(k+1|k)$ en additionnant seulement la multiplication de l'estimation précédente $\hat{\mathbf{x}}(k|k-1)$ par la matrice de transition d'état Φ à un terme de correction donné par l'innovation multipliée par un certain gain. Le terme de gain $\bar{\mathbf{G}}(k)$ est nommé *gain de Kalman* en référence et en reconnaissance au travail de pionnier effectué par celui-ci.

Développant le terme $E[\bar{\mathbf{x}}(k+1)\alpha^T(k)]$, nous obtenons une expression pour le gain de Kalman :

$$\bar{\mathbf{G}}(k) = \Phi E[\bar{\mathbf{e}}(k|k-1)\bar{\mathbf{e}}^T(k|k-1)]\bar{\mathbf{h}}R^{-1}(k) \quad (4.18)$$

d'où

$$\bar{\mathbf{G}}(k) = \Phi \frac{E[\bar{\mathbf{e}}(k|k-1)\bar{\mathbf{e}}^T(k|k-1)]}{r(k)} \bar{\mathbf{h}} \left(1 + \bar{\mathbf{h}}^T \frac{E[\bar{\mathbf{e}}(k|k-1)\bar{\mathbf{e}}^T(k|k-1)]}{r(k)} \bar{\mathbf{h}} \right)^{-1} \quad (4.19)$$

Afin de simplifier la notation, définissons maintenant la *matrice prédite de corrélation de l'erreur d'état* $\Sigma'(m|l)$, employée comme description statistique de l'erreur sur l'estimation $\hat{\mathbf{x}}(k|k-1)$, de la façon suivante

$$\Sigma'(m|l) = E[\bar{\mathbf{e}}(m|l)\bar{\mathbf{e}}^T(m|l)] \quad (4.20)$$

Normalisant ce terme par la variance du bruit de mesure $r(k)$, nous pouvons écrire

$$\Sigma(m|l) = \frac{\Sigma'(m|l)}{r(k)} = \frac{E[\bar{\mathbf{e}}(m|l)\bar{\mathbf{e}}^T(m|l)]}{r(k)} \quad (4.21)$$

La matrice de corrélation du processus d'innovation devient alors

$$R(k) = (1 + \bar{\mathbf{h}}^T \Sigma(k|k-1) \bar{\mathbf{h}}) r(k) \quad (4.22)$$

alors que le gain de Kalman s'écrit

$$\bar{\mathbf{G}}(k) = \Phi \Sigma(k|k-1) \bar{\mathbf{h}} (1 + \bar{\mathbf{h}}^T \Sigma(k|k-1) \bar{\mathbf{h}})^{-1} \quad (4.23)$$

Cette formulation présente une certaine difficulté : la matrice de corrélation de l'erreur d'état prédite doit être connue. Un calcul récursif de $\Sigma(k|k-1)$ permet de contourner cette difficulté. Nous obtenons ainsi une forme de l'*équation de différence finie de Riccati* :

$$\Sigma(k+1|k) = \Phi \Sigma(k|k) \Phi^T + \bar{\mathbf{b}} \check{\beta}(k) \bar{\mathbf{b}}^T \quad (4.24)$$

où le terme $\Sigma(k|k)$ est donné par

$$\Sigma(k|k) = \Sigma(k|k-1) - \Phi \bar{\mathbf{G}}(k) \bar{\mathbf{h}}^T \Sigma(k|k-1) \quad (4.25)$$

et le terme $\check{\beta}(k)$ est défini comme

$$\check{\beta}(k) = \frac{q(k)}{r(k)} \quad (4.26)$$

4.4.3 Filtrage et déconvolution

Nous possédons ainsi toute l'information nécessaire au processus de filtrage (et de déconvolution). En résumé, le processus de filtrage s'effectue à partir des équations suivantes :

$$(4.24) \quad \Sigma(k+1|k) = \Phi \Sigma(k|k) \Phi^T + \bar{\mathbf{b}} \tilde{\beta}(k) \bar{\mathbf{b}}^T$$

$$(4.22) \quad R(k) = (1 + \bar{\mathbf{h}}^T \Sigma(k|k-1) \bar{\mathbf{h}}) r(k)$$

$$(4.23) \quad \bar{\mathbf{G}}(k) = \Phi \Sigma(k|k-1) \bar{\mathbf{h}} (1 + \bar{\mathbf{h}}^T \Sigma(k|k-1) \bar{\mathbf{h}})^{-1}$$

$$(4.25) \quad \Sigma(k|k) = \Sigma(k|k-1) - \Phi \bar{\mathbf{G}}(k) \bar{\mathbf{h}}^T \Sigma(k|k-1)$$

$$(4.17) \quad \hat{\mathbf{x}}(k+1|k) = \Phi \hat{\mathbf{x}}(k|k-1) + \bar{\mathbf{G}}(k) \alpha(k)$$

$$(4.9) \quad \alpha(k) = \tilde{y}(k) - \hat{y}(k|k-1)$$

En observant attentivement les équations (4.24), (4.22), (4.23) et (4.25), nous pouvons observer que le gain de Kalman $\bar{\mathbf{G}}(k)$ peut être calculé indépendamment de toute mesure, donc avant même l'entrée des données d'observations dans le filtre puisqu'il ne dépend pas de celles-ci. Cette opération est possible puisque le système est invariant, c'est-à-dire que la réponse impulsionnelle de l'onde ultrasonore réfléchie est invariante dans le temps ($\bar{\mathbf{h}}^T(k+1) = \bar{\mathbf{h}}^T(k) = \bar{\mathbf{h}}^T$). Les variances $q(k)$ et $r(k)$ deviennent alors respectivement σ_u^2 et σ_η^2 , et le paramètre $\tilde{\beta}(k)$ devient conséquemment, en raison de (4.26),

$$\tilde{\beta}(k) \rightarrow \tilde{\beta} = \frac{\sigma_u^2}{\sigma_\eta^2} \quad (4.27)$$

Le calcul du gain stationnaire de Kalman, que nous noterons $\bar{\mathbf{G}}(\infty)$, s'effectue ainsi par itérations des équations (4.24), (4.22), (4.23) et (4.25) jusqu'à convergence, avec comme condition initiale $\Sigma(0|0) = \mathbf{I}$. Pour sa part, le paramètre $\check{\beta}$, qui est une estimation des différents niveaux de bruit, est ajusté empiriquement afin de minimiser l'erreur de reconstruction.

Le filtrage de Kalman devient ainsi, à partir de l'équation d'état (4.3) et des équations (4.10), (4.17) et (4.9),

$$\hat{\mathbf{x}}(k+1|k) = \mathbf{\Phi} \hat{\mathbf{x}}(k|k) \quad (4.28)$$

$$\hat{y}(k+1|k) = \bar{\mathbf{h}}^T \hat{\mathbf{x}}(k+1|k) \quad (4.29)$$

$$\alpha(k+1) = \tilde{y}(k+1) - \hat{y}(k+1|k) \quad (4.30)$$

$$\hat{\mathbf{x}}(k+1|k+1) = \hat{\mathbf{x}}(k+1|k) + \bar{\mathbf{G}}(\infty)\alpha(k+1) \quad (4.31)$$

où la condition initiale est $\hat{\mathbf{x}}(0|0) = \mathbf{0}$. Cette notation est celle employée par *Haykin* [HAYK96].

Un résumé de la méthode de déconvolution présenté dans une notation légèrement différente est entre autres donné par *Massicotte et al.* [MASS95].

Cette séquence nous permet d'obtenir une estimation du vecteur d'état au temps k . L'extraction de l'information sur le coefficient de réflexion apparaissant au temps k s'effectue à partir de l'estimation de l'état $\hat{\mathbf{x}}(k|k)$. Ainsi, un seul point du vecteur d'état estimé $\hat{\mathbf{x}}(k|k)$ correspond au coefficient de réflexion au temps k , soit le résultat de la dernière itération. Par conséquent, le coefficient de réflexion au temps k , que nous noterons $\mu(k)$, est donné par

$$\mu(k) = \hat{\mathbf{x}}(k|k)_M \quad (4.32)$$

c'est-à-dire M^e et dernier point du vecteur $\hat{\mathbf{x}}(k|k)$. Cette extraction considère un lissage à point fixe [MASS92]. La séquence $\mu(1), \mu(2), \dots, \mu(N)$ des coefficients de réflexions obtenus constituent l'ensemble de la fonction de réflectivité estimée pour un signal constitué des données d'observations $\tilde{y}(1), \tilde{y}(2), \dots, \tilde{y}(N)$. Cette fonction de réflectivité est le résultat de l'opération de déconvolution.

4.5 Hypothèses sur les paramètres de l'inspection face à la méthode de déconvolution

Certaines hypothèses doivent être postulées afin d'utiliser cette méthode de déconvolution pour l'inspection de structures composites fibreuses. Puisque le modèle employé pour décrire le signal temporel est le modèle linéaire de la trace sismique, nous devons tout d'abord poser comme première hypothèse que les effets non linéaires occasionnés par l'atténuation des hautes fréquences par le matériau est pratiquement négligeable en raison de la faible épaisseur de notre échantillon (environ 3 mm).

La seconde hypothèse, peut-être la plus risquée, concerne la nature du bruit entachant les signaux. En effet, les hypothèses posées sur le bruit dans le développement du filtre de Kalman supposent un bruit blanc et de moyenne nulle. Or, nos signaux sont entachés d'un bruit coloré provenant d'interférences issues de la diffraction des ondes sur les fibres. D'excellents résultats ont été obtenus par *Guerchaoui et al.* sur des données de type sismique entachées d'un bruit coloré par la déconvolution basée sur le filtre de Kalman [GUER89], mais

le cas présent est légèrement différent. Ainsi, plutôt que le modèle de la trace linéaire standard (forme discrète)

$$y_k = h_k * x_k + \eta_k$$

où x_k , h_k et η_k sont respectivement la fonction de réflectivité du matériau, la réponse impulsionnelle de l'onde réfléchi et le bruit additif (blanc ou coloré), nous avons un modèle du type

$$y_k = h_k * x_k + \eta_k + h_k * \xi_k = h_k * (x_k + \xi_k) + \eta_k$$

où le terme $h_k * \xi_k$ représente le bruit coloré, ξ_k étant une fonction représentant l'influence des diffractions lors de la traversée de l'impulsion sonde dans le matériau, et η_k est le bruit blanc. Dans ce cas-ci, le bruit coloré est relié à la nature du matériau. Ainsi, le résultat de la déconvolution devrait être une estimation de la fonction $(x_k + \xi_k)$ plutôt que la fonction de réflectivité x_k . Nous devons donc supposer que la contribution de ξ_k est assez faible pour que les résultats soient interprétables physiquement. Pour un filtrage standard où le but est de recouvrer le signal temporel moins le bruit, cette contribution empêcherait l'utilisation du filtre de Kalman puisque nous conserverions le bruit problématique. Nous pouvons cependant supposer qu'en se restreignant à l'espace des fonctions de réflectivité, elle est minime et n'y crée qu'un bruit léger. Les résultats présentés au chapitre suivant tendent à confirmer la véracité de cette supposition.

La dernière hypothèse concerne la réponse impulsionnelle de l'onde réfléchie. Afin que la déconvolution soit valide, il nous faut poser l'hypothèse la plus juste possible sur la nature de celle-ci par une mesure judicieuse.

L'extraction de l'information nécessaire à la production des images C-scan de la structure s'effectue à partir des fonctions de réflectivité estimées. Ainsi, le coefficient de réflexion correspondant à la surface du fond est utilisé plutôt que l'amplitude de la réflexion normalement employée lors d'une imagerie classique.

CHAPITRE 5

RÉSULTATS

5.1 Introduction

Les différents résultats obtenus dans le cadre de ce travail sont présentés dans l'ordre d'apparition des différents points étudiés au cours de la maîtrise, soit la création de courbes de dispersion des ondes de Lamb pour les matériaux isotropes, l'étude du SAFT dans le domaine de Fourier (F-SAFT), la création d'un algorithme SAFT adapté aux ondes de Lamb (Lamb-SAFT) et l'étude de la méthode de déconvolution basée sur le filtre de Kalman pour l'inspection de matériaux composites.

Ainsi, dans la sous-section réservée aux ondes de Lamb, quelques exemples de courbes de dispersion seront présentées et comparées à celles obtenues par différents auteurs afin de les valider. L'algorithme F-SAFT sera par la suite testé et validé sur des données simples à traiter provenant d'une inspection par ondes de cisaillement radial (dispersion linéaire). L'algorithme Lamb-SAFT sera finalement testé sur des mesures réelles d'ondes de Lamb prises sur une plaque métallique pour différents modes. L'efficacité du Lamb-SAFT sera mise à l'épreuve en effectuant une comparaison avec les résultats obtenus avec le F-SAFT dans les mêmes conditions.

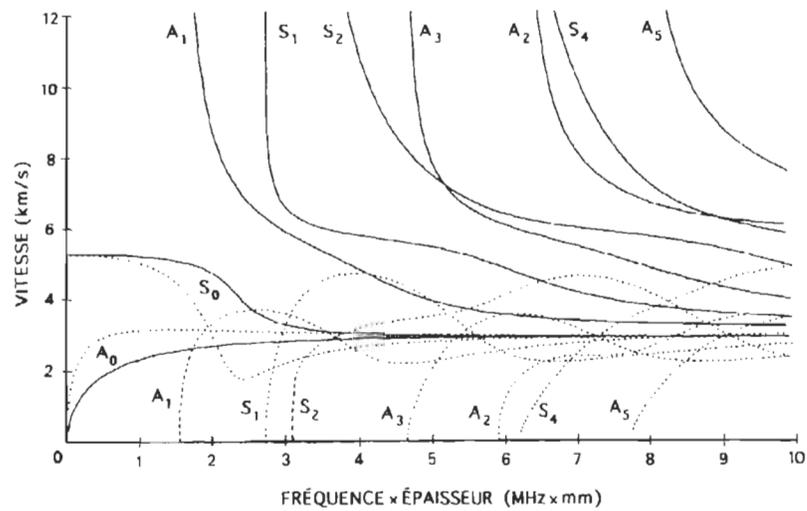
Pour sa part, la sous-section des ondes de volume présentera une validation de la méthode de déconvolution sur des données d'inspection simples (plaque d'aluminium), pour par la suite être testé sur des données réelles de l'inspection d'un échantillon de coquille de réservoir d'hydrogène fait de matériaux composites.

5.2 Ondes de Lamb et algorithmes SAFT

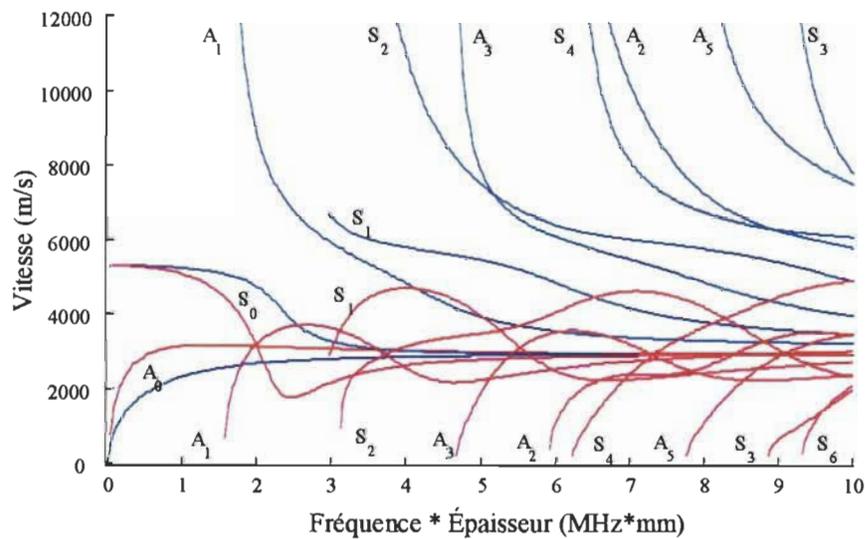
La première étape des travaux consiste à produire les courbes de dispersion de tout matériau isotrope afin de connaître les vitesses de phase et de groupe des modes que l'on excite pour effectuer les inspections. Quelques exemples de courbes obtenues à l'aide de l'algorithme « lamb.m » sont ainsi présentées à la section 5.2.1. L'étape suivante consiste à valider l'algorithme F-SAFT employé à l'aide de mesures prises avec des ondes se propageant à vitesse constante, soit les ondes de volume longitudinales (section 5.2.3). Après validation du F-SAFT, l'algorithme Lamb-SAFT est validé sur des mesures réelles d'ondes de Lamb (section 5.2.4).

5.2.1 Courbes de dispersion

Plusieurs auteurs présentent dans la littérature des exemples de courbes de dispersion pour différents matériaux. Afin de valider l'algorithme « Lamb.m », quelques courbes obtenues avec celui-ci sont comparées avec celles de divers auteurs.



(a)



(b)

Fig. 5.1 Courbes de dispersion des ondes de Lamb dans l'acier ($V_L = 5900$ m/s, $V_T = 3100$ m/s).

(a) Courbe présentée par *Royer et Dieulesaint* [ROYE96]. Vitesse de phase (-) et vitesse de groupe (- - -).

(b) Courbe équivalente produite avec « Lamb.m » (incrément : 1 kHz*mm). Vitesse de phase (-) et de groupe (-).

Il existe quelques différences entre les courbes obtenues par *Royer et Dieulesaint* (figure 5.1 (a)) et celles produites par l'algorithme employé pour ces travaux. La première se

situé au niveau du point de départ des courbes des vitesses de groupe. Alors que les courbes de référence partent à 0 m/s, celles produites ici ne le font pas (le premier point calculé pour chaque courbe n'est pas à la fréquence de coupure, mais à 1 kHz plus loin tel qu'expliqué au chapitre 3). La seconde différence concerne le mode S_1 , alors que la section de courbe située en deçà de la fréquence de coupure n'apparaît pas dans les courbes produites. Cette différence est une fois de plus reliée au point de départ du calcul des courbes. Nous pouvons de plus remarquer que les modes S_3 et S_6 n'apparaissent pas sur les courbes de références, contrairement aux courbes produites. Cette différence n'est pas majeure puisque les auteurs ne spécifient pas s'ils ont tracé toutes les courbes présentes dans l'intervalle de fréquence \times épaisseur sélectionné.

La dernière différence peut cependant sembler plus sévère, puisque les modes A_2 et S_4 des vitesses de phase semblent être inversés par rapport aux courbes de références. Puisque la notation employée pour numéroter les modes est celle de ces auteurs, cette anomalie ne peut lui être associée. Il semble cependant que l'erreur soit ici celle des auteurs référés. En effet, en observant le comportement des courbes au dessus de 10 km/s (figure 5.2), nous pouvons voir que ces modes se croisent et que le mode A_2 apparaît avant le mode S_4 (nous pouvons également l'observer dans l'ordre d'apparition des modes avec les vitesses de groupe).

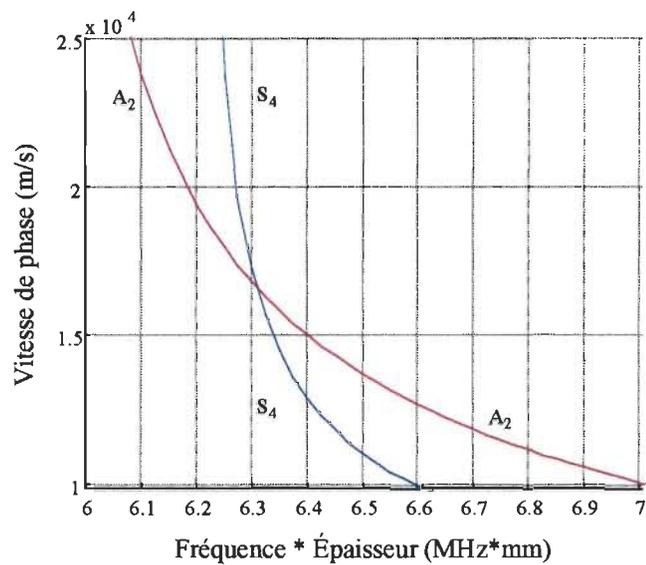
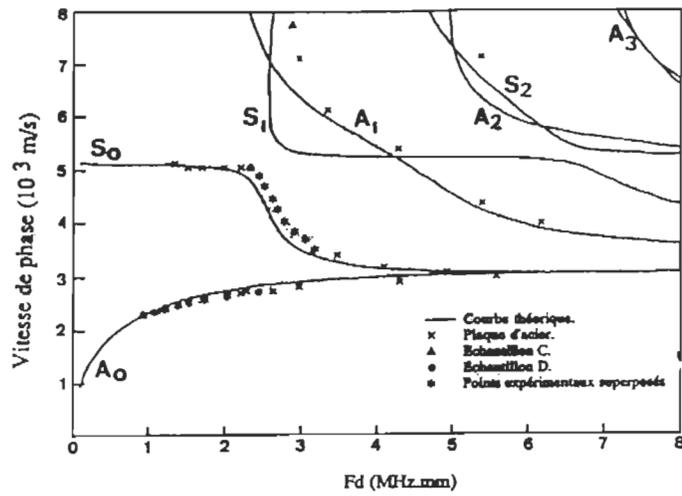


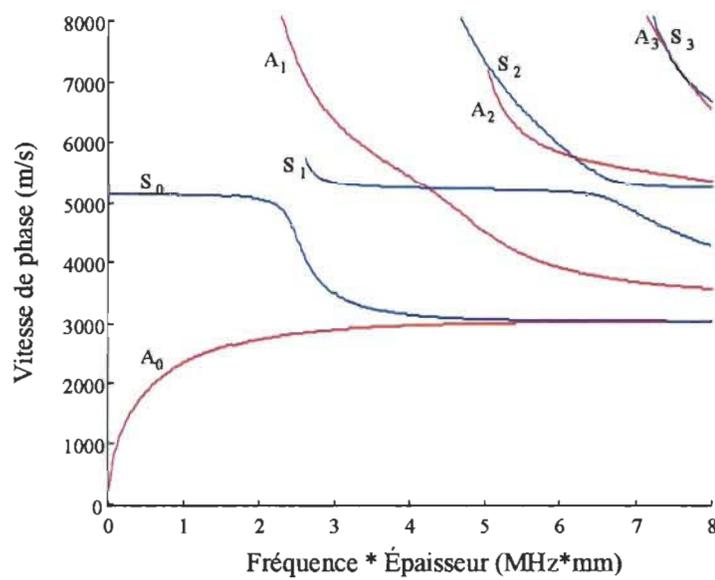
Fig. 5.2 Croisement des modes A_2 et S_4 au dessus de 10 km/s (généralisé avec « Lamb.m »).

Le mode A_2 apparaît ainsi bel et bien avant le mode S_4 , mais à de plus grandes valeurs de vitesse (autour de 16.5 km/s). Il est permis de croire que les auteurs référés ici ont tout simplement annotés les courbes présentes dans l'intervalle de vitesses illustré en fonction de l'ordre d'apparition des modes sur l'échelle fréquence \times épaisseur en omettant le fait que ces courbes se croisent parfois à de plus hautes vitesses. Outre ces quelques différences, il semble que les courbes soient toutes identiques et que l'algorithme créé pour ce mémoire reproduit fidèlement ces courbes de référence.

La figure 5.3 montre les courbes obtenues par *Guy et al.* [GUY90] et l'algorithme « Lamb.m » pour un acier anisotrope.



(a)



(b)

Fig. 5.3 Courbes de dispersion des ondes de Lamb dans un acier anisotrope (présence de colle)

($V_L = 5210$ m/s, $V_T = 3350$ m/s mesurés par les auteurs pour une orientation donnée).

(a) Courbe présentée par *Guy et al.* [GUY90]

(b) Courbe équivalente produite avec « Lamb.m »

Ces courbes sont une fois de plus quasi-identiques, mis à part, une fois de plus, le mode S_1 pour lequel l'algorithme employé ne permet pas de calculer les vitesses situées sous la fréquence de coupure. Le mode S_3 apparaît par ailleurs sur les courbes de référence, tout comme sur les courbes produites, mais n'est tout simplement pas identifié. Il est à noter que la notation employée sur ces figures ne suit pas celle présentée précédemment, mais annote les modes selon leur ordre d'apparition plutôt que leur nature paire ou impaire et le nombre de noeuds de vibrations. Ainsi, les modes auraient été annotés selon l'ordre suivant : A_0, A_1, A_3, A_2 pour les modes antisymétriques et S_0, S_1, S_2, S_4, S_3 pour les modes symétriques. Ces courbes confirment également le bon fonctionnement de l'algorithme créé dans le cadre de ces travaux.

La figure 5.4 montre finalement les courbes obtenues par *Rose et al.* [ROSE95] ainsi qu'avec l'algorithme « Lamb.m » pour un type d'aluminium.

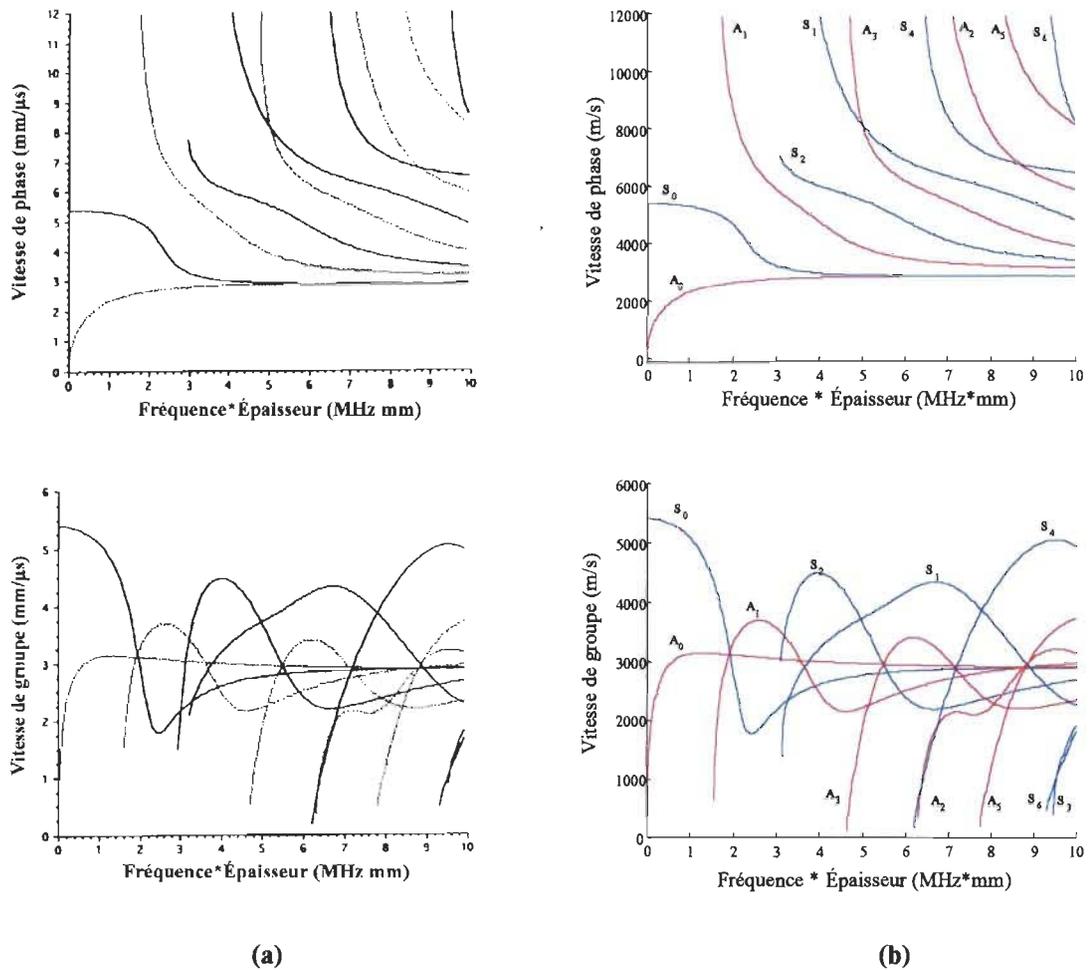


Fig. 5.4 Courbes de dispersion des ondes de Lamb dans l'aluminium ($V_L = 6300$ m/s, $V_T = 3100$ m/s).

(a) Courbes présentées par *Rose et al.* [ROSE95]

(b) Courbes équivalentes produites avec « Lamb.m »

Ces courbes démontrent une fois de plus l'exactitude de l'algorithme produit pour ce mémoire. Celles-ci présentent notamment des similitudes concernant le point de départ du calcul de certains modes : tout comme l'algorithme « LAMB.M », les courbes présentées par les auteurs référés présentent une perte d'information sur certains modes lorsque la vitesse de

phase varie trop rapidement vers l'infini ou lorsqu'un mode (S_2 dans le cas présent) comporte une région où deux vitesses de phase sont possibles pour une même fréquence.

Les quelques comparaisons présentées ici semblent indiquer un bon fonctionnement de l'algorithme produit dans le cadre des travaux de ce mémoire et il est donc permis de croire qu'il permet de tracer fidèlement les courbes de dispersion des matériaux isotropes.

5.2.2 Validation du F-SAFT avec les ondes de volume longitudinales défocalisées

Afin de vérifier les codes de calcul employés pour le F-SAFT, ceux-ci ont été préalablement testés sur des données obtenues à l'aide d'ondes de volume longitudinales défocalisées. Le transducteur employé pour l'inspection est un piézo-électrique focalisé de 5 MHz de 5 cm de longueur focale.

L'échantillon étudié est un bloc d'acier d'environ 7.5 cm x 7.5 cm x 30 cm dans lequel trois trous (défauts) de diamètres de 1, 3 et 6 mm séparés de 8 mm (bord des défauts) ont été percés par le fond à une profondeur de 2.5 cm. L'inspection a été faite sur la surface opposée aux défauts, tel qu'illustré à la figure 5.5.

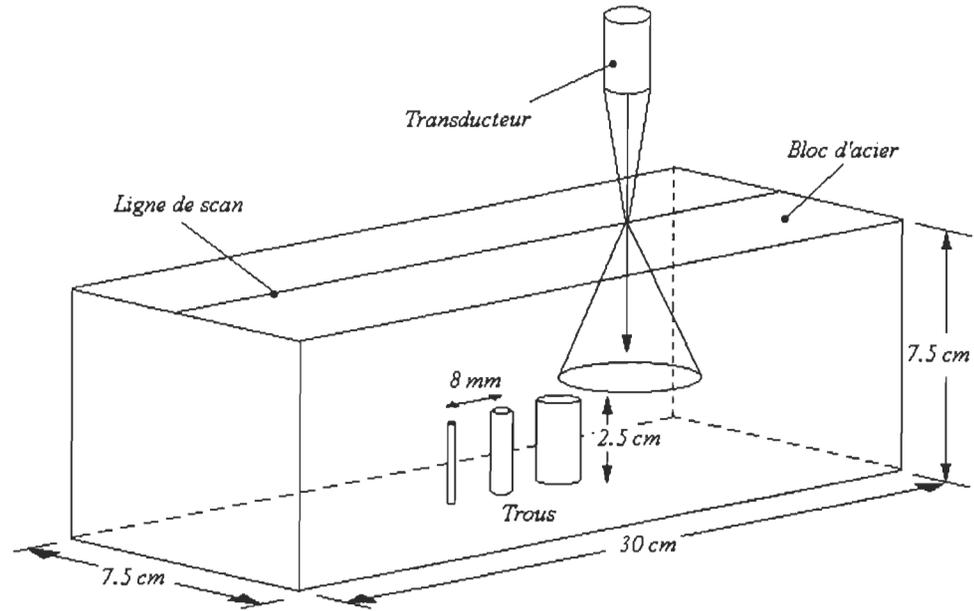


Fig. 5.5 Schéma de la prise de mesure sur le bloc d'acier avec les ondes de volume défocalisées.

Les paramètres de l'inspection et des données employées pour le F-SAFT sont présentés au tableau 5.1.

Tableau 5.1 Paramètres de l'inspection par ondes de volume défocalisées.

Fréquence d'émission	5 MHz
Fréquence d'échantillonnage	25 MHz
Nombre d'acquisitions	128 traces
Moyenne sur les signaux	0 fois
Incrément d'inspection	0.7 mm
Vitesse de propagation des ondes	5850 m/s
Bande de fréquences sélectionnées	1.735 à 3.275 MHz

La vitesse longitudinale employée fut déterminée par temps de vol de l'écho de fond, soit environ 5850 m/s. Les mesures ont été prises en bain à immersion à l'aide du système

ARIUS II (voir section 5.3.1 pour visualisation du système). Afin de rencontrer les bonnes conditions pour les calculs du F-SAFT, les ondes ont été focalisées à la surface supérieure du bloc de façon à obtenir une défocalisation à l'intérieur de ce dernier. Ainsi, le temps zéro a été fixé au temps correspondant à la réflexion sur la première surface. Afin de mieux visualiser les défauts, la réflexion correspondant à la surface supérieure a été supprimée, son trop haut niveau d'amplitude empêchant de bien voir les défauts. La bande de fréquences conservée a été sélectionnée manuellement sur le spectre d'un des signaux. Il est à noter que même si la fréquence centrale du transducteur est de 5 MHz, la fréquence réelle des ondes se situe aux environs de 2.6 MHz. Ce phénomène s'explique difficilement puisque ni l'acier ni l'eau n'atténuent aussi fortement les hautes composantes fréquentielles.

Les figures 5.6 (a) et (b) présentent respectivement le B-scan des données brutes et le résultat du F-SAFT sur ces données. Ces résultats sont tous représentés sous la forme de la valeur absolue des amplitudes.

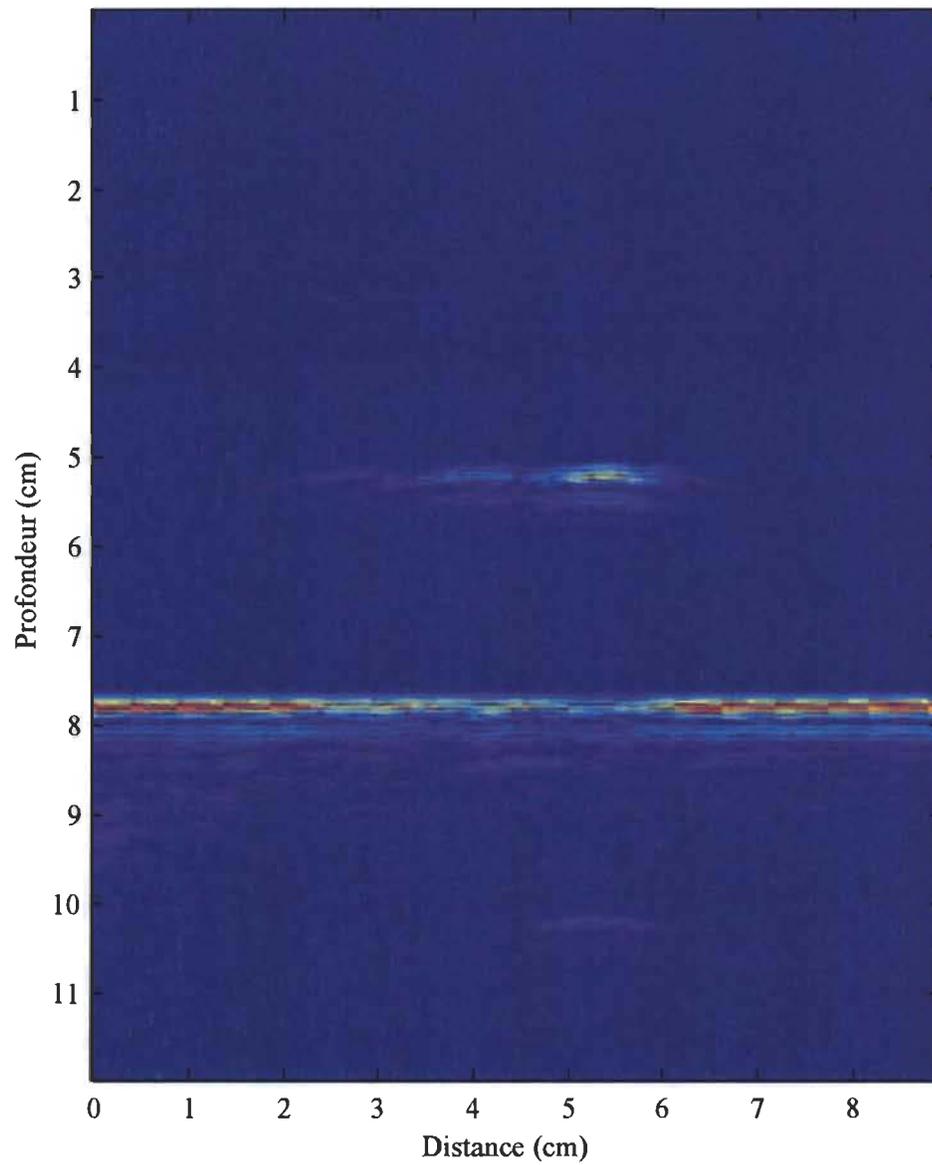


Fig. 5.6 (a) B-scan des données brutes de l'inspection du bloc d'acier effectué avec les ondes de volume longitudinales défocalisées.

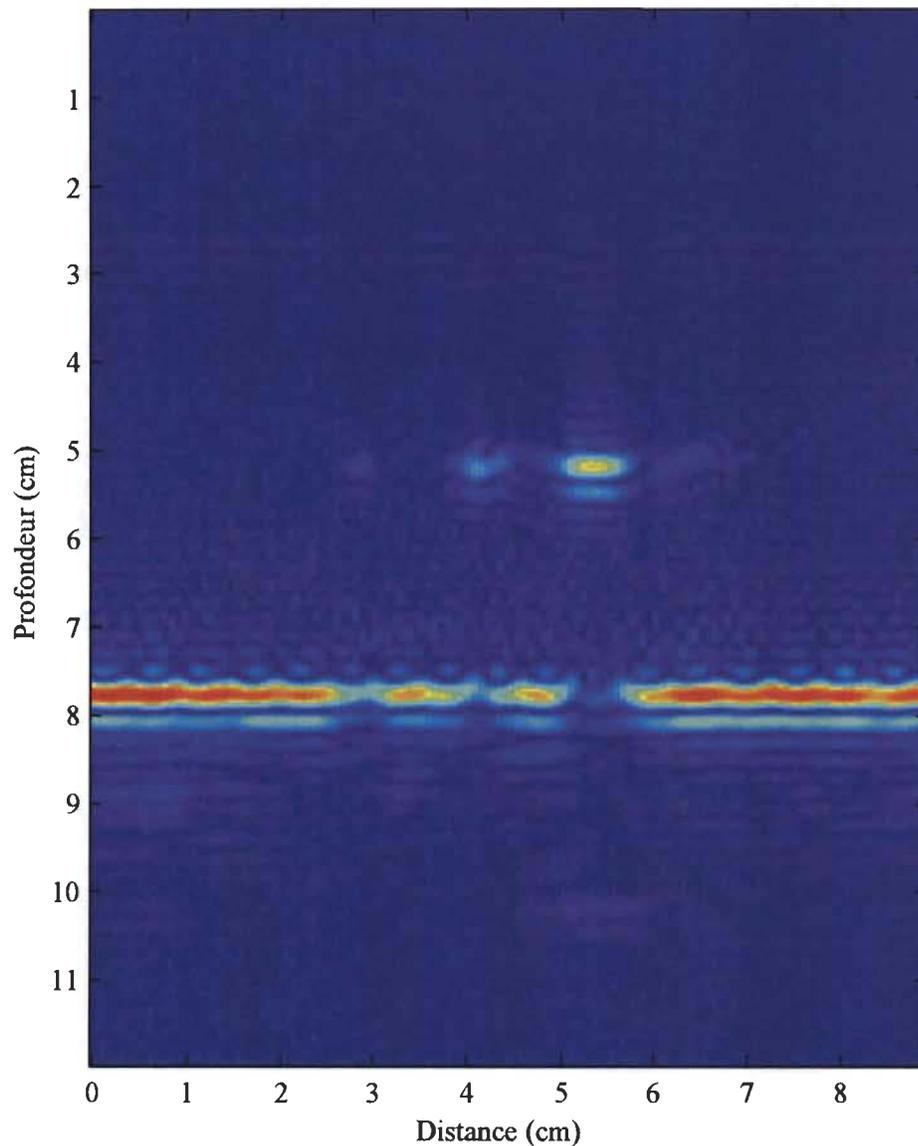


Fig. 5.6 (b) Résultat obtenu après traitement par le F-SAFT.

Les données brutes montrent déjà clairement la position des défauts, mais ils ne sont pas séparés. L'image obtenue à l'aide du F-SAFT permet cependant une meilleure identification des trois trous. Cependant, le très haut niveau d'amplitude du trou de 6 mm masque les deux autres. Ils apparaissent tout de même assez pour les identifier et les

dimensionner. Le tableau 5.1 présente une comparaison entre les dimensions réelles et apparentes des objets observés par l'inspection et présents dans l'image du F-SAFT (figure 5.6 (b)).

Tableau 5.2 Caractéristiques des objets observés par le F-SAFT.

Objet	Dimension réelle	Dimension apparente	Profondeur réelle	Profondeur apparente
Trou #1	1 mm	1.8 mm	5 cm	5.0 cm
Trou #2	3 mm	3.8 mm	5 cm	5.1 cm
Trou #3	6 mm	7.0 mm	5 cm	5.0 cm
Fond	-	-	7.5 cm	7.6 cm
Distance 1-2	8 mm	7.0 mm	-	-
Distance 2-3	8 mm	9.0 mm	-	-

La figure 5.6 (b) ainsi que le tableau 5.2 nous permettent d'observer le bon fonctionnement (et l'efficacité) de l'algorithme fréquentiel, alors que les défauts sont représentés à des positions et de dimensions assez fidèles à la réalité. Il semble de plus que le F-SAFT ne soit pas ennuyé par la présence d'un signal de fond pour effectuer l'imagerie des défauts, (ce qui n'est pas le cas pour l'algorithme temporel pour lequel les destructions de phase se font moins efficacement).

La validité de l'algorithme F-SAFT a ainsi permis de l'employer comme base à la création de l'algorithme Lamb-SAFT.

5.2.3 Inspection de plaques

L'étape suivante consiste à prouver la fonctionnalité de l'algorithme Lamb-SAFT pour l'inspection de plaques isotropes par ondes de Lamb. Les deux modes fondamentaux ont ainsi été générés dans une plaque d'acier à un produit fréquence \times épaisseur de 2 MHz*mm, de façon à générer le mode A_0 dans une région légèrement dispersive et le mode S_0 dans une zone très dispersive des courbes de dispersion. L'étude de ces deux modes dans 2 situations permet de vérifier en tout premier lieu le bon fonctionnement du Lamb-SAFT (pour une région peu dispersive, ses résultats devraient ressembler à ceux du F-SAFT) pour par la suite démontrer sa supériorité sur le F-SAFT dans le cas très dispersif. Les résultats sont ainsi comparés avec ceux obtenus par l'algorithme F-SAFT à la vitesse de phase correspondant à la fréquence d'émission de l'onde (le F-SAFT considère une vitesse de phase constante).

5.2.3.1 Présentation du montage

Le montage employé pour la prise des mesures par ondes de Lamb en mode réflexion est le suivant :

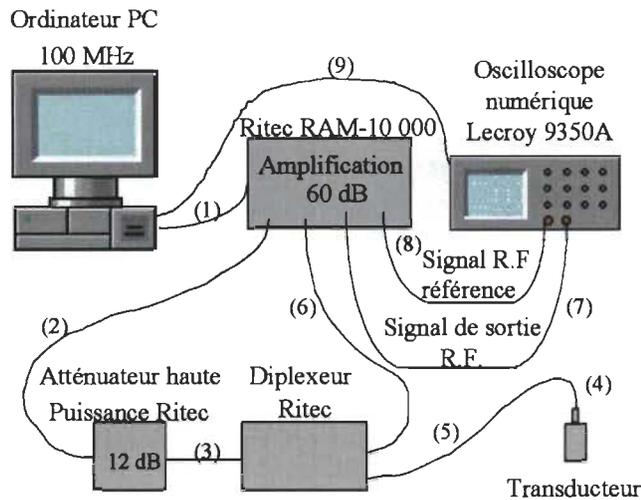


Fig. 5.7 Schéma du montage employé pour l'acquisition de données par ondes de Lamb en configuration réflexion (pulse-écho).

Un ordinateur est employé pour contrôler l'inspection à partir du logiciel RAM (Ritec Advanced Measurement system). Celui-ci permet de déterminer les paramètres de base de l'onde que l'on veut émettre (fréquence, tension, nombre de cycles par émission, amplification, etc.). Cette information est par la suite envoyée à la source Ritec RAM-10000 (1) qui émet le signal défini vers l'atténuateur Ritec High Power Attenuator (2) afin d'éviter toute saturation de celui-ci. L'atténuation choisie est de 12dB. Ce signal est par la suite acheminé vers le diplexeur Ritec Clamped Diplexer (3). En phase d'émission, le signal est transmis au transducteur (4), ce qui a pour effet de générer l'onde dans le matériau. Le transducteur capte par la suite le signal revenant du matériau (réflexions) et le renvoie vers le diplexeur (5) qui, en mode réception, achemine ce même signal vers la source Ritec RAM-10000 (6) qui, après une amplification prédéfinie de 60dB, renvoie le signal vers l'oscilloscope numérique Lecroy 9350A (8). Le signal émis initialement est pour sa part acheminé directement de la source vers l'oscilloscope (9) sans passer par le trajet (2)-(7) et

sert d'interrupteur (trigger) à l'oscilloscope pour l'identification du temps zéro. Les signaux reçus et enregistrés à l'oscilloscope numérique sont finalement acheminés vers l'ordinateur (9) pour le stockage et le traitement des données. Une moyenne sur les signaux enregistrés peut être effectuée à l'oscilloscope numérique afin d'augmenter le rapport signal-sur-bruit, mais cette opération n'a pas été faite dans ce travail afin de laisser toute la place aux algorithmes SAFT.

5.2.3.2 Présentation de l'échantillon

L'échantillon inspecté par ondes de Lamb est une plaque d'acier de 300 mm x 700 mm et d'une épaisseur de 2 mm dans laquelle quatre défauts circulaires débouchants et une fente non débouchante ont été créés. L'échantillon est présenté à la figure 5.8 alors que les dimensions des défauts sont données au tableau 5.3. Les vitesses longitudinale et transversale employées pour les calculs de courbes de dispersion de l'acier sont respectivement de 5960 m/s et 3260 m/s.

Cette configuration a été déterminée de façon à déterminer si les algorithmes peuvent discerner deux défauts près l'un de l'autre (de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde). La fente permet également de vérifier la sensibilité des modes face à un défaut de surface. Les défauts circulaires représentent de plus un problème intéressant puisqu'ils n'offrent pas une énorme surface réfléchissante perpendiculaire à la direction d'émission mais permettent des réflexions nettes aux ondes émises à angle par le transducteur. Ce cas s'avère idéal pour juger

de la qualité de la reconstruction des algorithmes dans une situation optimale pour le SAFT (ondes émises et réfléchies circulairement ou à angle par rapport à la direction d'émission).

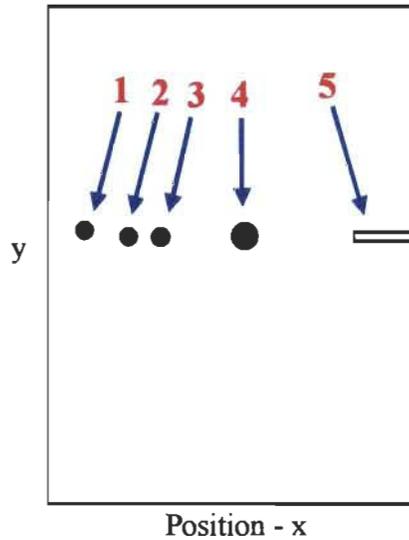


Fig. 5.8 Échantillon (plaque d'acier) et configuration des défauts.

Tableau 5.3 Dimensions des défauts simulés dans la plaque d'acier inspectée.

Défauts	Dimension	Position-x
Trou #1	5 mm	16 mm
Trou #2	5 mm	30 mm
Trou #3	5 mm	40 mm
Trou #4	7 mm	69 mm
Fente (#5)	17 mm	111 mm

Le transducteur employé pour les inspections avec les deux modes étudiés est un transducteur piézo-électrique plan de fréquence centrale de 1 MHz monté sur un sabot de Perspex dans lequel la vitesse de propagation est de 2720 m/s. Le couplant utilisé est de l'huile pour bébé Life 100 % pure. Celle-ci a été préférée aux gels ultrasonores pour trois raisons principales : la qualité de la transmission des ultrasons du sabot à la plaque est comparable aux gels standards, le couplage du sabot et de la plaque semble plus uniforme et répétitif qu'avec les gels et son coût très peu élevé. Un schéma de l'acquisition des données est présenté à la figure 5.9. La bande de fréquences conservée pour les calculs SAFT a été sélectionnée selon le principe de -6 dB, soit la largeur à mi-hauteur du spectre fréquentiel. *Ozaki et al.* ont montré que cette méthode de sélection de la bande de fréquences était la

meilleure dans le cas du SAFT temporel [OZAK88] et il nous est permis de croire que ce principe est tout aussi valable dans le cas du F-SAFT. Le spectre de référence employé pour la sélection de cette bande est celui du signal émis au transducteur.

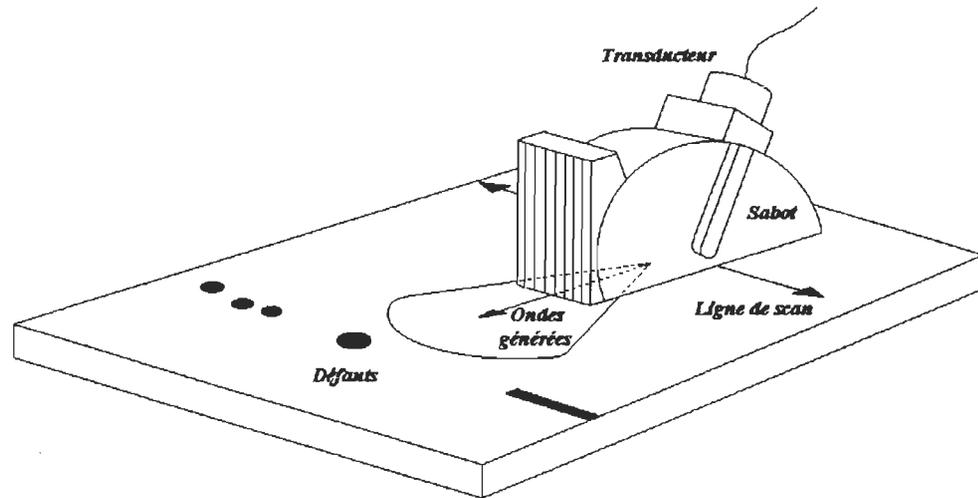


Fig. 5.9 Schéma de la prise de données par ondes de Lamb sur la plaque d'acier.

5.2.3.3 Inspection avec le mode A_0

Les paramètres de l'inspection de la plaque avec le mode A_0 sont donnés au tableau

5.4.

Tableau 5.4 Paramètres de l'inspection : mode A_0 .

Fréquence d'émission	1 MHz
Fréquence d'échantillonnage	5 MHz
Nombre d'acquisitions	128 traces
Moyenne sur les signaux	0 fois
Incrément d'inspection	1 mm
Vitesse de phase à 2 MHz*mm	2751 m/s
Angle d'incidence	76°
Bande de fréquences sélectionnées	0.8456 à 1.1437 MHz
Parcours dans le sabot	~4.4 cm
Distance des défauts	~21 cm

Les figures 5.10 (a) et (b) montrent respectivement le spectre entier et la bande de fréquences conservée pour les calculs selon le principe -6dB .

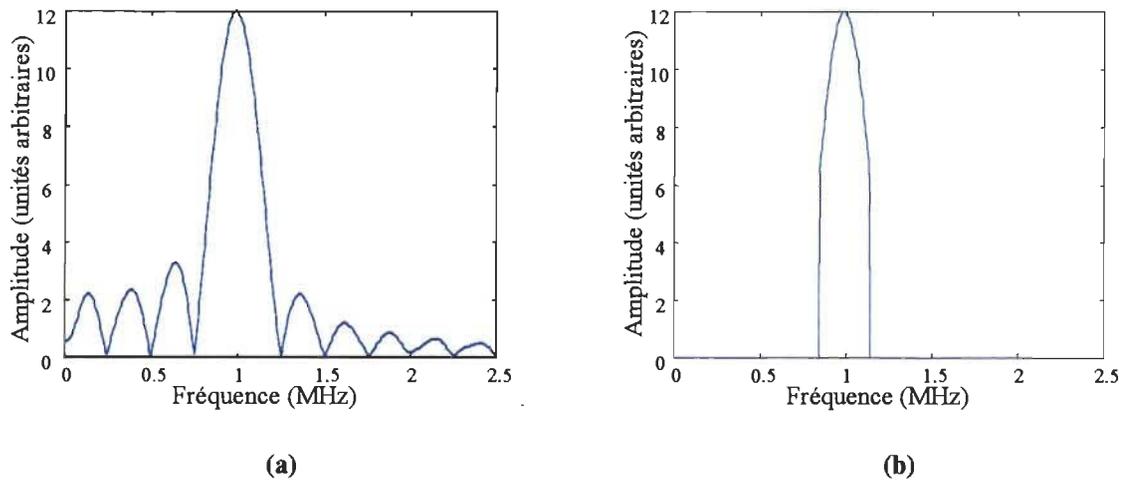


Fig. 5.10 Choix de la bande de fréquences à conserver pour les algorithmes SAFT (mode A_0).

(a) Spectre complet. (b) Bande de fréquences conservée pour les calculs (-6dB).

Les courbes de dispersion des vitesses de phase et de groupe calculées correspondant à cette bande de fréquences sont présentées à la figure 5.11.

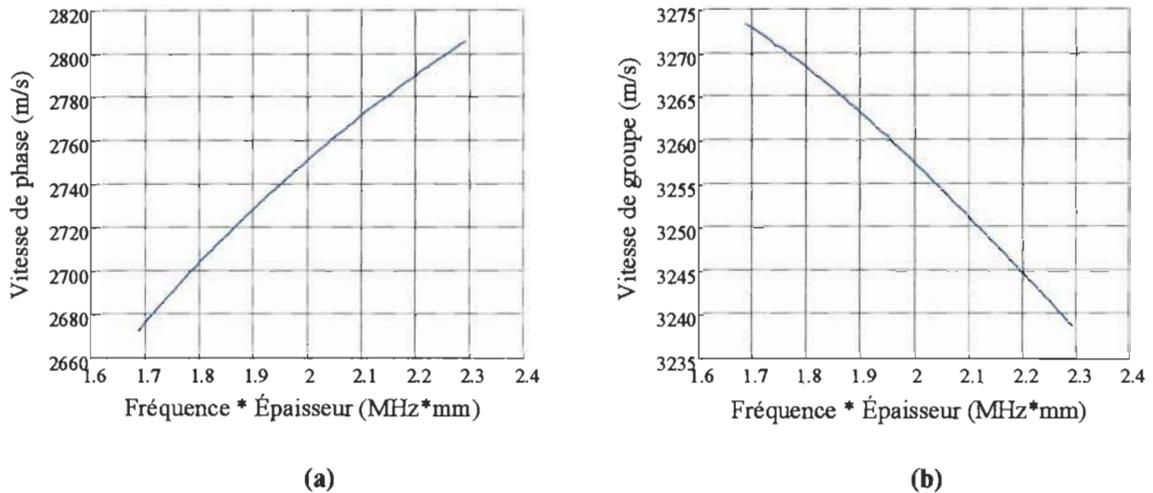


Fig. 5.11 Courbes de dispersion correspondant à la bande de fréquences sélectionnée (mode A_0).

(a) Vitesse de phase. (b) Vitesse de groupe.

Afin d'effectuer une comparaison valable entre le Lamb-SAFT et le F-SAFT, la même bande de fréquences a été employée. La vitesse de phase constante employée pour les calculs du F-SAFT est celle calculée pour un produit fréquence \times épaisseur de 2 MHz*mm, soit 2751 m/s. Le dimensionnement de la profondeur des figures a pour sa part été fait avec la vitesse de groupe calculée pour 2 MHz*mm, soit 3258 m/s. Un exemple de signal reconstruit à partir du F-SAFT et du Lamb-SAFT correspondant à la région du trou #3 est présentée à la figure 5.12.

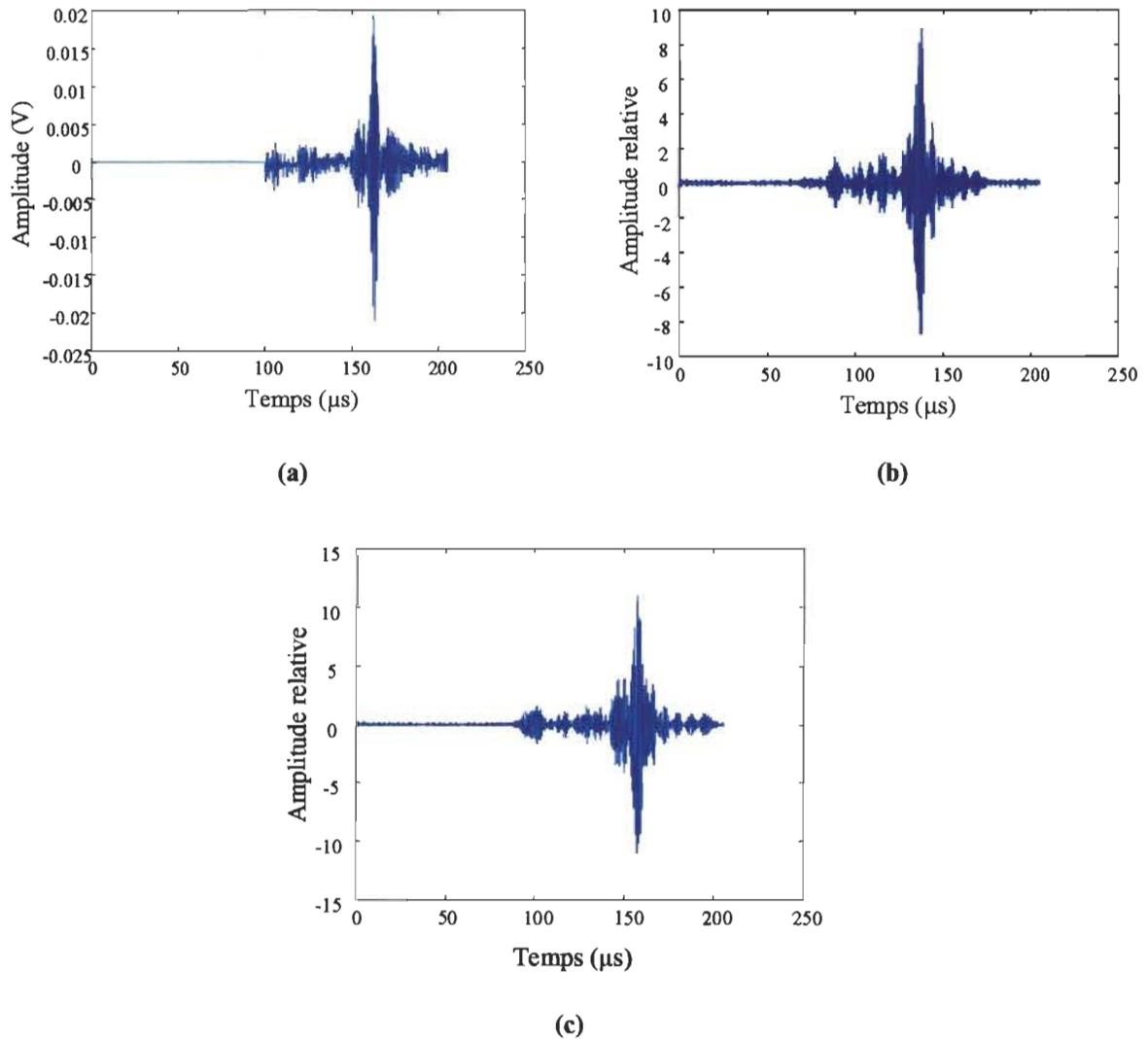


Fig. 5.12 Exemple de signal reconstruit (mode A_0).

(a) Signal brut. **(b)** Résultat de reconstruction du F-SAFT. **(c)** Résultat de reconstruction du Lamb-SAFT.

Nous pouvons remarquer à la figure 5.12 que la reconstruction du signal effectuée par le Lamb-SAFT est comparable à celle du F-SAFT (la forme et le niveau d'amplitude du signal sont sensiblement les mêmes, le Lamb-SAFT offrant une amplitude environ 20% supérieure au résultat du F-SAFT). Cependant, une légère différence peut être remarquée quant au temps d'apparition de l'écho principal, alors que celui du F-SAFT apparaît environ 20 μs avant celui

du Lamb-SAFT qui, pour sa part, apparaît à la même position que l'écho du signal brut, à quelques micro-secondes près.

Les images obtenues par les algorithmes F-SAFT et Lamb-SAFT ainsi que le B-scan des données brutes sont présentées à la figure 5.13. Il est à noter que la distance parcourue dans le sabot correspond aux profondeurs négatives de ces images. Ainsi, la profondeur indiquée est donnée par rapport au point d'impact des ondes sur la plaque.

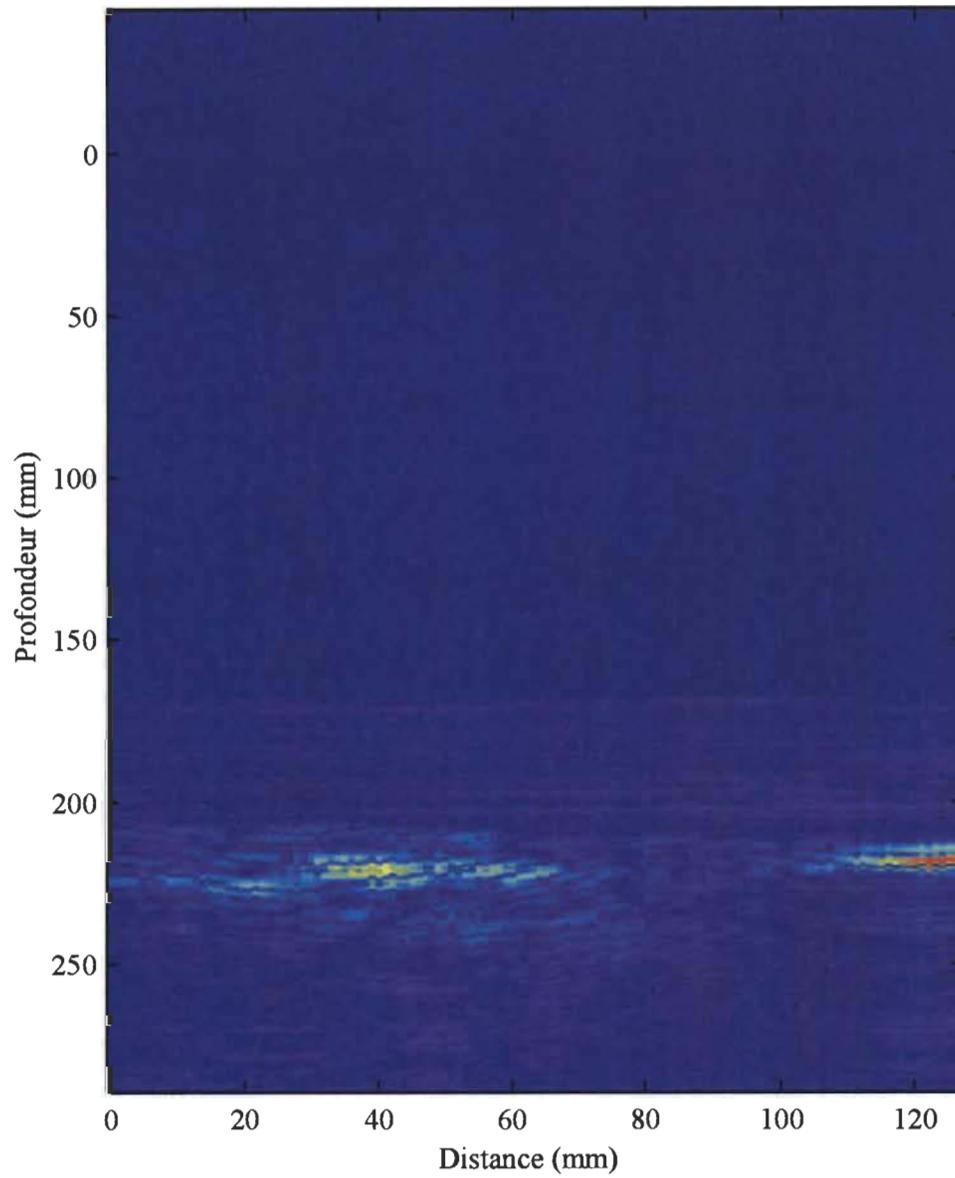


Fig. 5.13 (a) Imagerie de la structure par le mode A_0 : B-scan des données brutes.

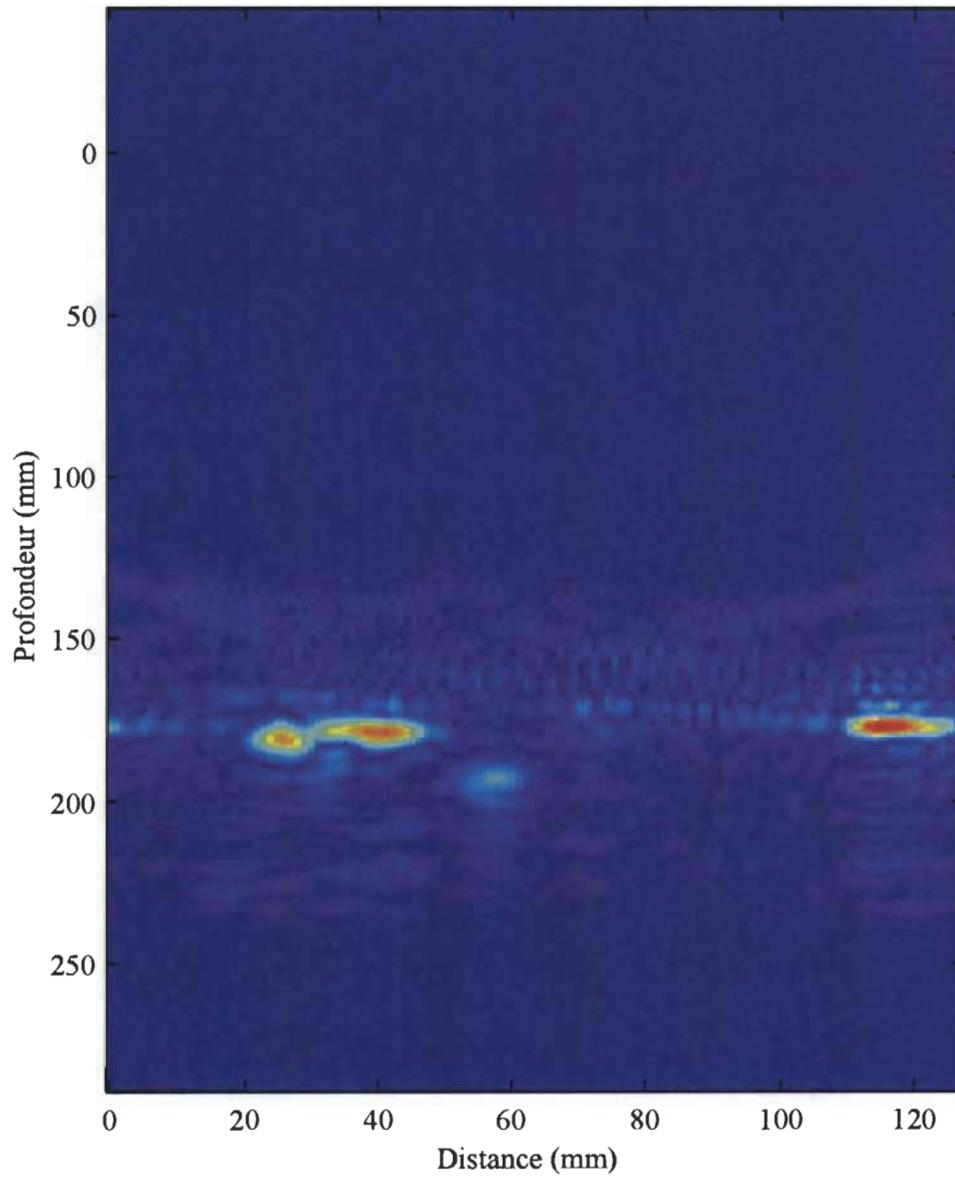


Fig. 5.13 (b) Imagerie de la structure par le mode A_0 : B-scan du F-SAFT.

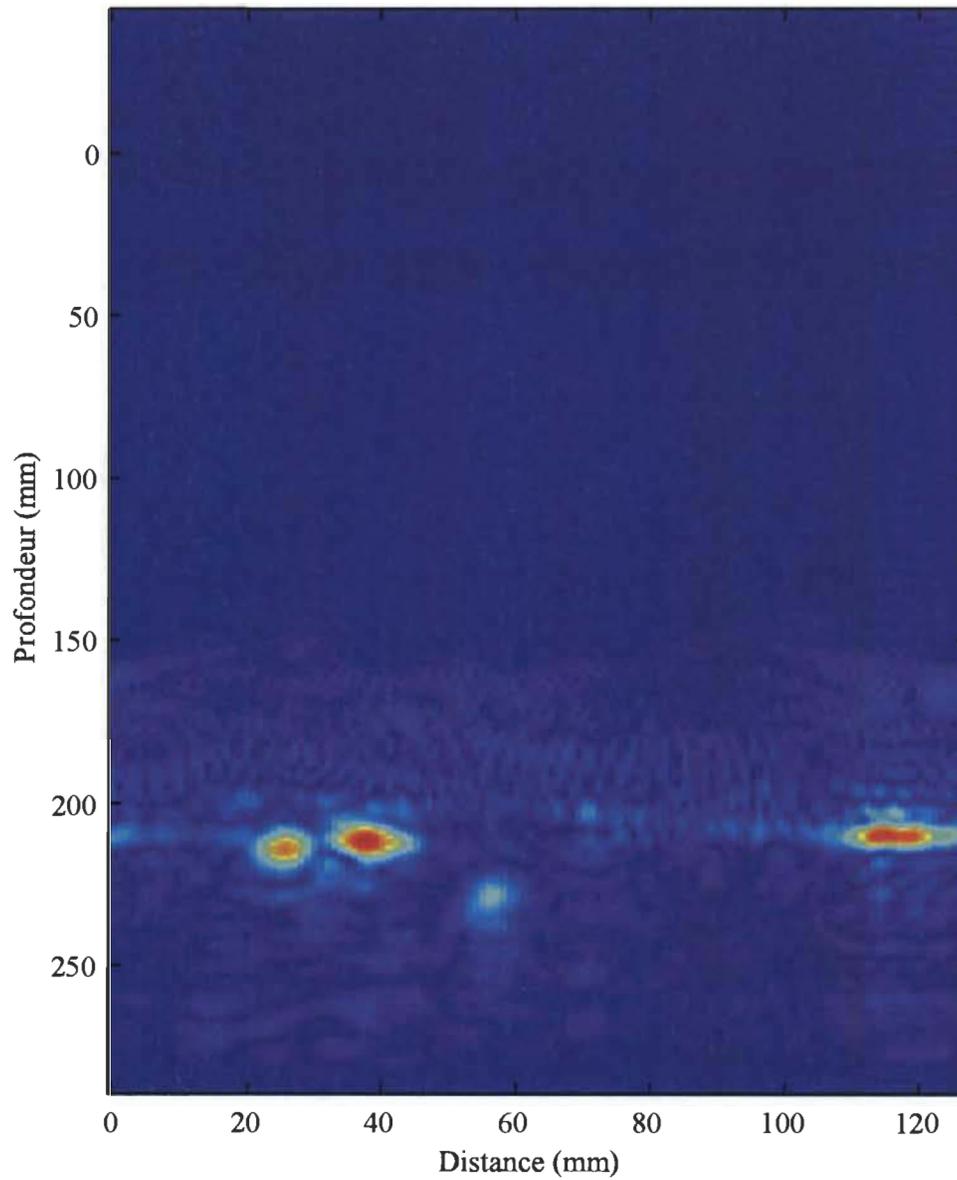


Fig. 5.13 (c) Imagerie de la structure par le mode A_0 : B-scan du Lamb-SAFT.

Le B-scan des données brutes (figure 5.13 (a)) nous permet d'observer la présence de défauts à la bonne profondeur (environ 21 cm). Il est cependant impossible d'y distinguer les

trous les uns des autres. Pour leur part, les algorithmes F-SAFT et Lamb-SAFT permettent d'obtenir des images sensiblement pareilles, mis à part la profondeur des défauts, légèrement trop faible dans le cas du F-SAFT (la profondeur apparente des défauts est d'environ 18 cm, soit 3 cm de moins qu'en réalité), mais correcte pour le Lamb-SAFT. Un résultat intéressant est la très bonne résolution obtenue pour les trous # 2 et 3, tel qu'attendu pour une longueur d'onde inférieure à l'ouverture entre les deux trous (environ 5 mm pour une longueur d'onde de 2.75 mm). Le Lamb-SAFT semble d'ailleurs être légèrement plus performant que le F-SAFT pour déterminer la séparation entre ces trous.

Quelques anomalies sont présentes dans les figures 5.13 (b) et (c). La première de ces anomalies est la quasi-absence des trous # 1 et 4 (le trou # 4 se distingue un peu plus dans l'image du Lamb-SAFT que celle du F-SAFT). La longueur d'onde (environ 2.75 mm) ne peut être tenue responsable de ce problème puisqu'elle est plus petite que le diamètre de ces trous. Il semble que cette absence soit causée par un niveau de reconstruction trop grand des trous # 2 et 3 et de la fente par rapport aux trous # 1 et 4, masquant ainsi leur présence. Il semble que les trous # 2 et 3 soient de plus grande intensité que les autres en raison de leurs positions relatives. Puisque positionnés à la même profondeur, ils semblent bénéficier mutuellement de leur information lors de la création des interférences : pour une position de transducteur située entre les deux trous, les échos provenant de chacun de ceux-ci subissent approximativement le même déphasage spatial. Ainsi, lors de la création d'interférences par les algorithmes SAFT, l'information d'un trou est additionnée à celle de son voisin et vice-versa. Leur intensité est ainsi faussée et plus grande que celle des autres trous, qui ne bénéficient pas de l'information de leurs voisins lors de la reconstruction. La présence d'une

tache ne correspondant à aucun des défauts simulés à environ 54 mm sur l'axe horizontal semble pour sa part être un artefact créé de la même façon. Celui-ci est situé à mi-chemin entre les trous #3 et 4 mais apparaît à une profondeur légèrement plus élevée. Cette tache est probablement le résultat d'interférences créées par l'information des différents défauts et ne représente donc pas un défaut réel. Quant aux trous #2 et 3, ce sont les seuls qui soient bien visibles et bien séparés. Pour sa part, la fente (défaut de surface) est bien visible et dimensionnée.

Le tableau 5.5 présente le dimensionnement apparent des défauts obtenus à partir de la figure 5.13 (c), soit le résultat du Lamb-SAFT. Il est important de mentionner ici que la dimension apparente de la fente a été mesurée à partir de l'extrémité gauche de celle-ci fente jusqu'au bord droit de l'image et que les positions des trous sont mesurées du bord gauche de l'image jusqu'à leur centre.

Tableau 5.5 Comparaison des dimensions et positions réelles et apparentes des défauts obtenus avec le Lamb-SAFT pour le mode A_0 (N.D. : non disponible).

Défaut	Dimension réelle	Dimension apparente	Position réelle	Position apparente
Trou #1	5 mm	N.D.	16 mm	N.D.
Trou #2	5 mm	6.8 mm	30 mm	26 mm
Trou #3	5 mm	6.8 mm	40 mm	37 mm
Trou #4	7 mm	4.1 mm	69 mm	70 mm
Fente (#5)	17 mm	19 mm	111 mm	109 mm

Les résultats présentés au tableau 5.5 démontrent une bonne efficacité du Lamb-SAFT quant au dimensionnement des objets présents dans la structure inspectée.

Un problème lié à la génération du mode A_0 dans la plaque se doit ici d'être souligné. À $2 \text{ MHz} \cdot \text{mm}$, la vitesse de phase du mode A_0 est du même ordre de grandeur que celle du sabot (2751 m/s pour le mode comparativement à 2720 m/s pour le sabot). Ainsi, l'angle d'incidence nécessaire à la génération d'un mode pur est de

$$\theta_i = \arcsin\left(\frac{2720}{2751}\right) = 81^\circ$$

Or, la forme du sabot nous empêche d'atteindre un tel angle d'incidence. L'angle maximum ayant pu être employé est d'environ 76° , empêchant ainsi une transmission d'un maximum d'énergie à la plaque. De plus, à cet angle d'incidence, l'onde ne frappe pas la plaque, mais plutôt l'extrémité du sabot, tel qu'illustré à la figure 5.16.

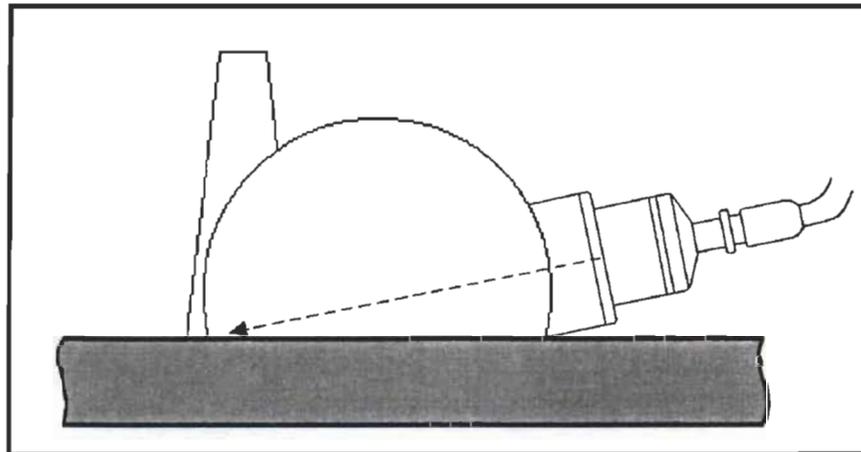


Fig. 5.16 Représentation du problème de transmission relié à l'angle d'incidence maximum du sabot.

Ainsi, seule une fraction du signal émis est transmis correctement à la plaque, ses composantes principales étant stoppées par l'extrémité du sabot. L'onde résultante générée dans la plaque n'est de ce fait pas un mode très énergétique et probablement impropre (diffraction sur l'interface extrémité du sabot-plaque). Il est ainsi impossible de connaître l'angle d'incidence exact de la composante principale transmise à la plaque, et par conséquent de mesurer correctement la distance de propagation de l'onde dans le sabot. Celle-ci a donc dû être approximée et la distance choisie est de 4.4 cm. Cette approximation peut être une légère source d'erreur dans les calculs des algorithmes SAFT ainsi que pour l'échelle de profondeur. Il semble cependant que cette distance fut bien choisie puisque les images obtenues présentent des dimensions proches de celles recherchées.

Fort de ces résultats pour un mode peu dispersif, il est raisonnable de croire que l'algorithme Lamb-SAFT fonctionne correctement : les images sont comparables au F-SAFT et la profondeur y est plus exacte. L'étape suivante consiste à tester le Lamb-SAFT sur un mode très dispersif afin de confirmer son utilité et sa supériorité sur le F-SAFT pour l'inspection par ondes de Lamb.

5.2.3.4 Inspection avec le mode S_0

Les paramètres de l'inspection de la plaque avec le mode S_0 sont donnés au tableau 5.6.

Tableau 5.6 Paramètres de l'inspection par ondes de Lamb : mode S_0 .

Fréquence d'émission	1 MHz
Fréquence d'échantillonnage	5 MHz
Nombre d'acquisitions	128 traces
Moyenne sur les signaux	0 fois
Incrément d'inspection	1 mm
Vitesse de phase à 2 MHz*mm	5038 m/s
Angle d'incidence	33°
Bande de fréquences sélectionnées	0.8456 à 1.1437 MHz
Parcours dans le sabot	~3.7 cm
Distance des défauts	~21 cm

La bande de fréquences employée dans les algorithmes F-SAFT et Lamb-SAFT est la même que pour le mode A_0 . Les courbes de dispersion des vitesses de phase et de groupe calculées correspondant à cette section sont présentées à la figure 5.17.

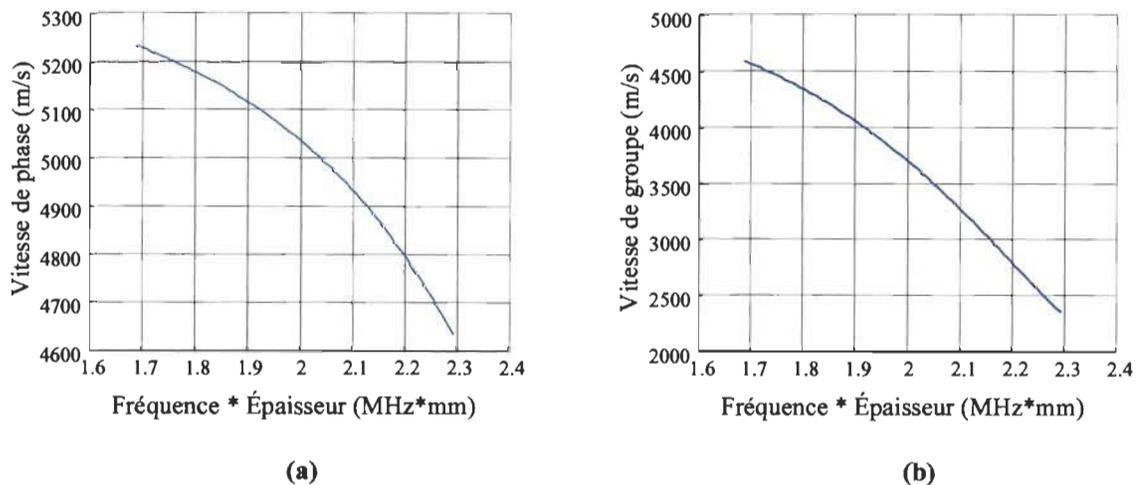


Fig. 5.17 Courbes de dispersion correspondant à la bande de fréquences sélectionnée.

(a) Vitesse de phase. (b) Vitesse de groupe.

Afin de prouver l'utilité du Lamb-SAFT par rapport au F-SAFT, la même bande de fréquences a été employée pour les calculs comparatifs. La vitesse de phase constante employée par le F-SAFT a ainsi été fixée à 5035 m/s, tel que calculé pour un produit fréquence \times épaisseur de 2 MHz*mm. La figure 5.18 présente ainsi un exemple de signal reconstruit à partir du F-SAFT et du Lamb-SAFT (région du trou # 4).

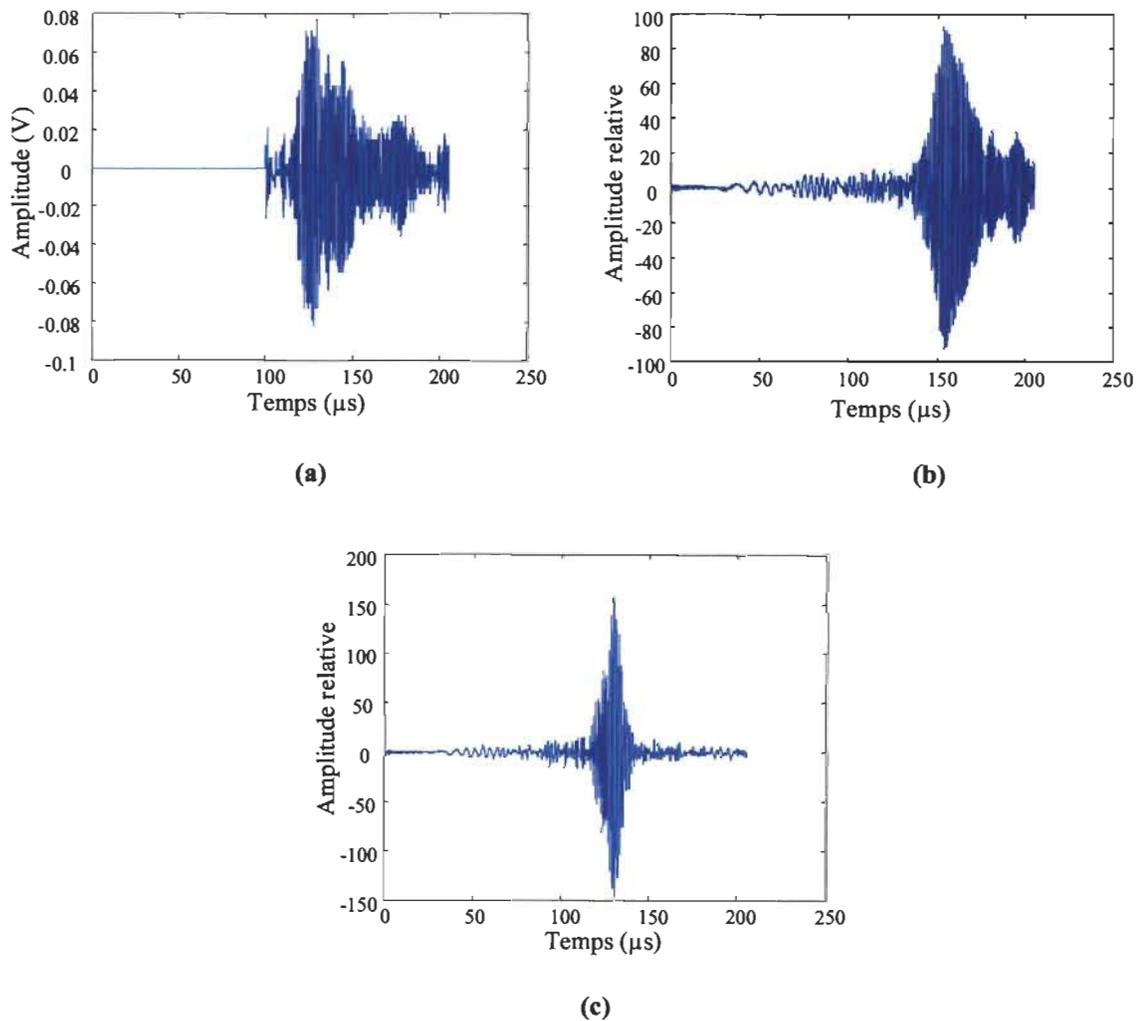


Fig. 5.18 Exemple de signal reconstruit.

(a) Signal brut. **(b)** Résultat de reconstruction du F-SAFT. **(c)** Résultat de reconstruction du Lamb-SAFT.

La figure 5.18 (c) démontre clairement la compensation de dispersion effectuée par le Lamb-SAFT, contrairement au résultat de la figure 5.18 (b) où une certaine amélioration est présente mais où la dispersion est toujours très visible. Un point intéressant à noter ici concerne le niveau d'amplitude de l'écho principal qui est d'un peu plus d'une fois et demi plus élevé pour le résultat du Lamb-SAFT par rapport au F-SAFT. Cette différence majeure semble d'ores et déjà démontrer la plus grande capacité du Lamb-SAFT par rapport au F-SAFT à créer des interférences constructives correctement.

Les résultats ainsi obtenus par les algorithmes F-SAFT et Lamb-SAFT sont présentés à la figure 5.19, en plus du B-scan des données brutes.

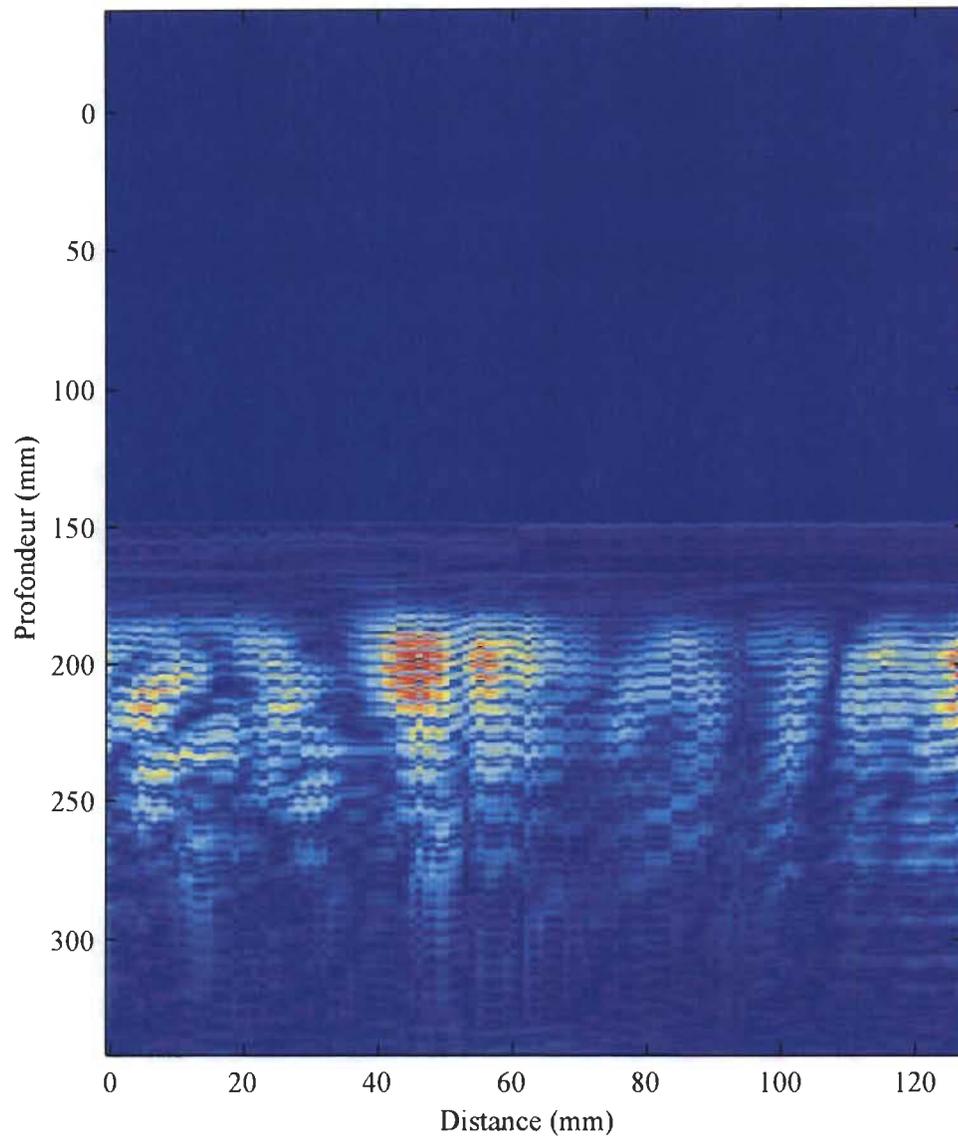


Fig. 5.19 (a) Imagerie de la structure par le mode S_0 : B-scan des données brutes.

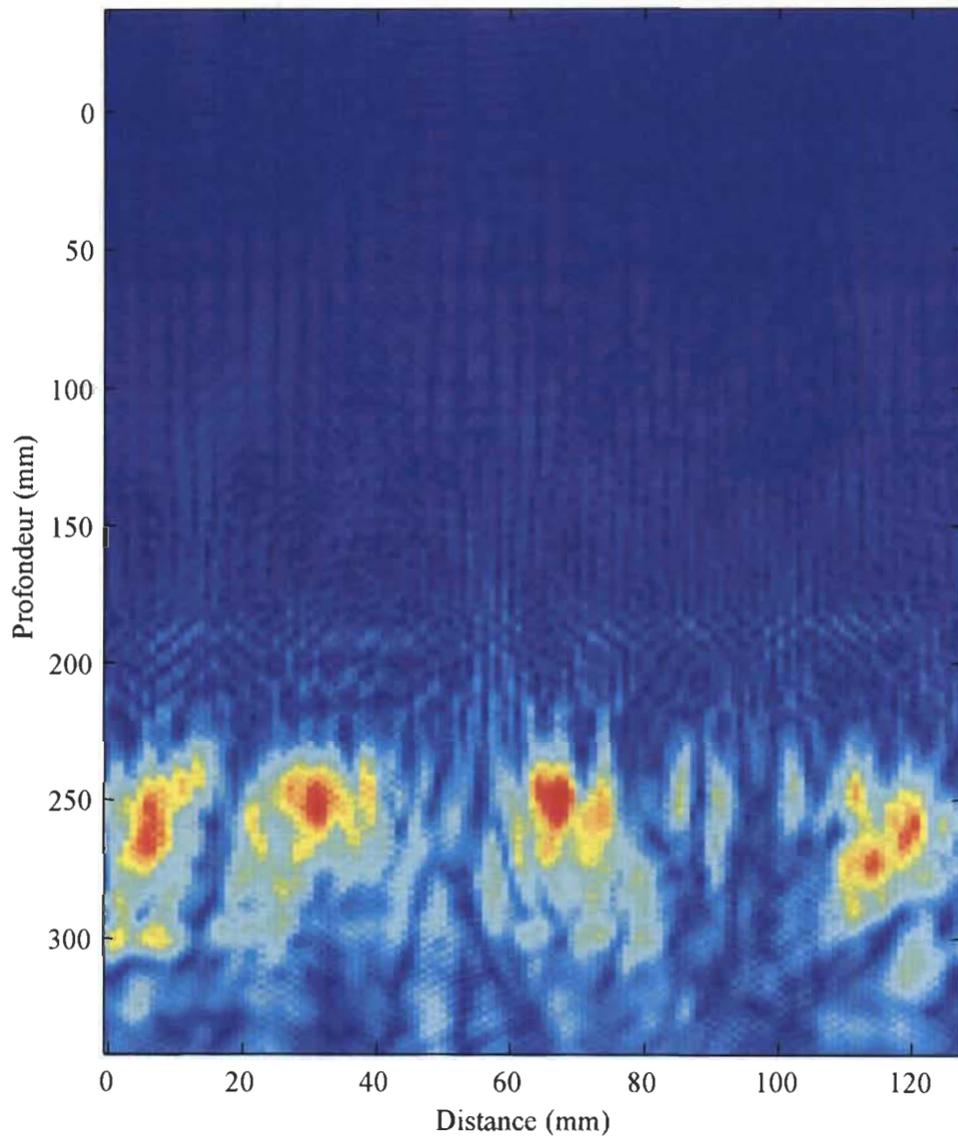


Fig. 5.19 (b) Imagerie de la structure par le mode S_0 : B-scan du F-SAFT.

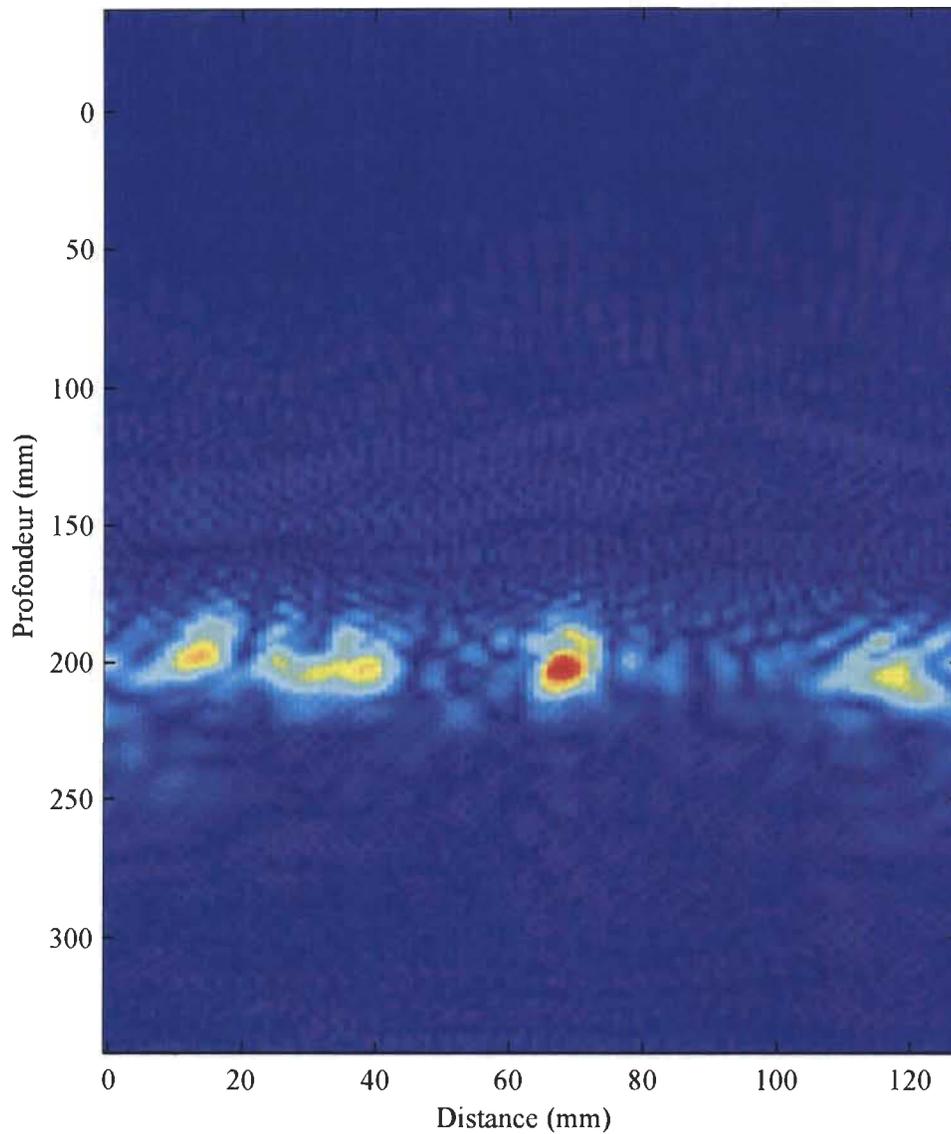


Fig. 5.19 (c) Imagerie de la structure par le mode S_0 : B-scan du Lamb-SAFT.

Il est possible d'observer la présence de défauts à partir du B-scan standard à des profondeurs réalistes, mais ceux-ci ne sont pas proprement imagés. Pour sa part, le F-SAFT permet de visualiser la série de défauts à une profondeur incorrecte. De plus, ceux-ci sont

beaucoup trop gros et plusieurs autres défauts apparaissent un peu partout autour des défauts réels. Ce résultat confirme ainsi l'erreur causée par le grand niveau de dispersion à un algorithme qui considère des vitesses constantes.

Le résultat le plus concluant provient du Lamb-SAFT, pour lequel les 5 défauts simulés apparaissent à la bonne profondeur et à des positions correctes sur l'axe d'inspection. Les trous #2 et 3 ne sont pas totalement séparés, mais cette anomalie est due à la longueur d'onde d'environ 5.03 mm qui est du même ordre de grandeur que la distance séparant ces défauts. Or, les lois de diffraction nous indiquent qu'une ouverture de l'ordre de la longueur d'onde ne peut être distinguée. Ce résultat est donc fidèle à la réalité.

Le cas de la fente s'explique cependant difficilement. Alors que le mode A_0 a permis d'en obtenir une image nette et sans équivoques, le mode S_0 ne nous permet d'obtenir qu'une tache bombée dont les bords ne sont pas très bien définis. Aucune explication raisonnable n'a été trouvée pour expliquer ce résultat.

Le tableau 5.7 présente le dimensionnement apparent des défauts obtenus à partir de la figure 5.19 (c), soit le résultat du Lamb-SAFT. Il est important de mentionner ici que la dimension apparente de la fente a été mesurée à partir de l'extrémité de la tache correspondant à la fente jusqu'au bord de l'image. Pour sa part, le trou # 2 n'est pas assez distinct pour que l'on puisse être en mesure de se prononcer sur sa dimension.

Tableau 5.7 Comparaison des dimensions et positions réelles et apparentes des défauts obtenus avec le Lamb-SAFT pour le mode S_0 (N.D. : non disponible).

Défaut	Dimension réelle	Dimension apparente	Position réelle	Position apparente
Trou #1	5 mm	8,6 mm	16 mm	13 mm
Trou #2	5 mm	N.D.	30 mm	26 mm
Trou #3	5 mm	8,7 mm	40 mm	38 mm
Trou #4	7 mm	8,9 mm	69 mm	68 mm
Fente (#5)	17 mm	21 mm	111 mm	106 mm

Contrairement à l'inspection par le mode A_0 , les trous # 2 et 3 sont assez bien positionnés. Ce résultat ne peut que confirmer qu'il s'est produit un problème lors de l'inspection précédente dans la région des 3 premiers trous. Il est difficile de se prononcer sur le diamètre du trou # 2 puisque ce dernier n'est pas assez bien défini.

Les résultats obtenus pour les deux modes étudiés semblent démontrer l'utilité du Lamb-SAFT pour l'inspection sur une plus grande plage de fréquences ; tous les résultats obtenus avec le Lamb-SAFT se sont avérés de plus grande qualité que le B-scan standard et le F-SAFT, inadéquat dans les régions dispersives. L'inspection par ondes de Lamb n'est ainsi plus limitée aux régions non dispersives de ses courbes, mais peut être effectuée sur n'importe quelle plage de fréquences, augmentant de façon considérable le potentiel d'inspection des ondes de Lamb. Il est ainsi très raisonnable de croire que le Lamb-SAFT puisse être un bon algorithme d'imagerie pour l'inspection de matériaux isotropes par ondes

de Lamb, celui-ci ayant prouvé sa fonctionnalité, son efficacité et sa supériorité par rapport au F-SAFT dans un cas peu dispersif et un cas très dispersif.

5.3 Ondes de volume et déconvolution basée sur le filtre de Kalman

Deux analyses constituent l'essentiel de cette section. La première consiste en une validation de l'utilisation des résultats de la déconvolution pour la production d'images du type C-scan pour l'inspection par ondes de volume d'un échantillon homogène simple à analyser, soit une plaque d'aluminium. La seconde analyse constitue le point majeur de ce volet étudié, soit l'application de la méthode de déconvolution de Kalman à l'inspection par ondes de volume d'une structure largement inhomogène, soit un échantillon de coquille de réservoir d'hydrogène fabriqué à l'aide de matériaux composites.

5.3.1 Présentation du montage

Le montage employé pour effectuer l'acquisition par ondes de volumes longitudinales est un bain à immersion doté d'un robot à 6 axes et contrôlé par le système d'acquisition ARIUS II (Automated Real-time Intelligent Ultrasonic System) développé par Tektrend International Inc. La figure 5.22 est une photographie de ce bain.



Fig. 5.22 Système d'inspection par ondes de volume sur bain à immersion.

Le transducteur employé pour l'inspection est un piézo-électrique focalisé de fréquence centrale de 5 MHz et de 5 cm de longueur focale. L'eau est employée comme couplant entre le transducteur et la pièce à inspecter. Ce type de bassin est un standard de l'inspection par ondes de volume longitudinales. L'inspection d'une structure s'effectue de façon matricielle, c'est-à-dire que le déplacement du transducteur se fait perpendiculairement à la surface du matériau de façon à effectuer un quadrillage de toute la pièce. Un signal est enregistré à chacune des positions occupées par le transducteur (un certain pas de déplacement est défini préalablement en fonction de la taille de défauts recherchée).

5.3.2 Présentation des échantillons

Deux échantillons distincts ont été inspectés dans le but d'appliquer la méthode de Kalman aux données, soit une plaque d'aluminium (cas simple à traiter) et un échantillon de coquille de réservoir cryogénique d'hydrogène fait de matériaux composites (fibres de verre et colle Epoxy).

5.3.2.1 Plaque d'aluminium

Une plaque d'aluminium présentant quatre trous circulaires percés par le fond a été inspectée pour cette analyse. La fréquence d'échantillonnage initiale de 100 MHz a été réduite à 50 MHz afin de réduire le temps de calcul (signaux temporels de 512 points plutôt que 1024). La surface couverte par l'inspection est de 4.96 cm (125 lignes, 0.04 cm entre chaque ligne) par 2.96 cm (75 acquisitions par ligne, 0.04 cm entre chaque acquisition). Quatre trous circulaires non débouchants ont été percés sur une plaque d'aluminium de 700 mm × 250 mm × 6 mm, tel qu'illustré à la figure 5.23. L'inspection s'est faite sur la face opposée aux défauts.

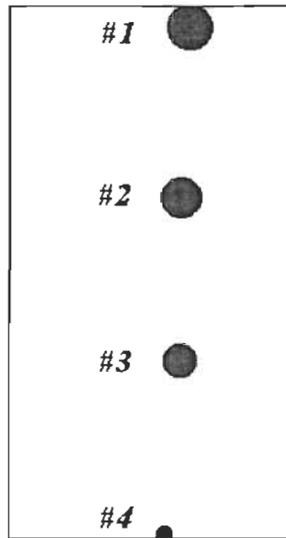


Fig. 5.23 Configuration des trous dans l'échantillon (plaque d'aluminium).

Tableau 5.8 Paramètres des défauts simulés.

Trou	Diamètre (mm)
#1	5
#2	3.3
#3	2.8
#4	2.5

5.3.2.2 Échantillon de réservoir en matériaux composites

Le spécimen inspecté est un échantillon de coquille de réservoir cryogénique d'hydrogène composé de fibres de verres et de colle Epoxy d'une épaisseur d'environ 3 mm. L'enroulement des fibres est du type hélicoïdal. La concentration de fibres de verre est de 68% en volume.

La surface couverte par l'inspection est de 3,48 cm × 3,96 cm , soit 88 lignes (0,04 cm entre chacune) de 100 acquisitions (0,04 cm entre chacune). Six trous circulaires ont été percés par le fond dans la structure de façon à simuler des défauts dans celle-ci. La figure 5.24 et le tableau 5.9 présentent la configuration et le diamètre des trous en détail. Il est à noter que cet échantillon est légèrement courbé et que l'inspection n'a pu être effectuée

perpendiculairement à toute sa surface. Par conséquent, il y a systématiquement un manque d'information aux extrémités courbées de la surface couverte par l'inspection.

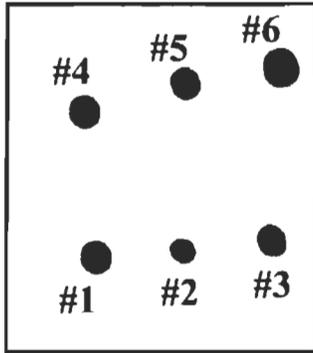


Fig. 5.24 Configuration des défauts simulés.

Tableau 5.9 Dimensions des défauts circulaires simulés.

Trou	Diamètre (mm)
#1	3
#2	2.5
#3	2.5
#4	3.5
#5	4
#6	3.5

La fréquence d'échantillonnage était de 100 MHz (1024 points enregistrés) lors de l'inspection, mais a par la suite été réduite à 25 MHz dans le but d'alléger les calculs (256 points plutôt que 1024). Cette fréquence est de 2,5 fois supérieure à la fréquence théorique de Nyquist nécessaire à capter toute l'information fréquentielle et ce changement affecte peu l'information fréquentielle des signaux.

5.3.3 Inspection d'une plaque d'aluminium

Avant de procéder à l'application de l'algorithme sur les données provenant de l'inspection du réservoir composite, il est important d'en valider le fonctionnement sur des données simples à traiter et de démontrer que des images de type C-scan peuvent être extraites des résultats de déconvolution. Ainsi, une série de données provenant de l'inspection sur une

plaque d'aluminium a tout d'abord été traitée par la méthode de déconvolution. Puisque nous sommes en mesure d'interpréter facilement ces données sans traitement, il est simple de juger du bon fonctionnement de la méthode en comparant l'image C-scan standard à celle obtenue après le traitement des données. De plus, puisque nous possédons l'information nécessaire pour localiser les réflexions se produisant dans le matériau ainsi que pour connaître leur polarité, cet essai permet de vérifier que les fonctions de réflectivité estimées obtenues reflètent bien la réalité. Dans la mesure où le résultat de la déconvolution sur ce type de données est bon, il nous est permis de croire que nous pouvons obtenir du succès lors du traitement des données d'inspection du réservoir en matériaux composites.

La réponse impulsionnelle de l'onde réfléchie sur l'aluminium, présentée à la figure 5.25, est une réflexion isolée mesurée expérimentalement sur un bloc d'aluminium épais.

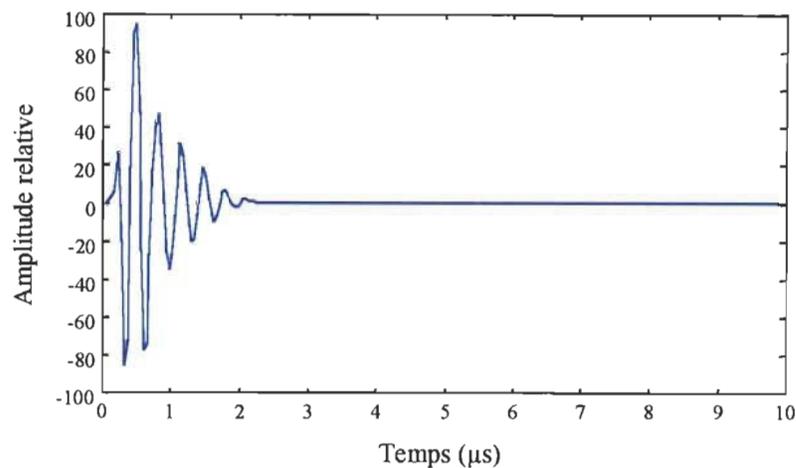


Fig. 5.25 Réponse impulsionnelle de l'onde réfléchie sur un bloc d'aluminium.

L'optimisation empirique du paramètre $\check{\beta}$ a été effectuée à partir du signal temporel de la figure 5.26 qui fut sélectionné aléatoirement parmi les signaux.

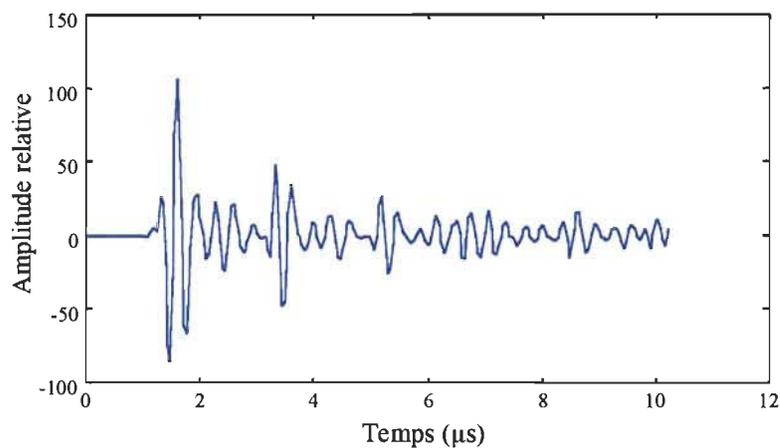


Fig. 5.26 Signal étalon employé pour l'optimisation du paramètre $\check{\beta}$ provenant de l'inspection sur la plaque d'aluminium.

Ainsi, le paramètre $\check{\beta}$ offrant l'estimation la plus satisfaisante a été fixé à $\check{\beta} = 7,5 \times 10^{-4}$. Le gain de Kalman obtenu à l'aide de ce paramètre est présenté à la figure 5.27. Même s'il oscille avec atténuation autour de zéro, il a été considéré que sa convergence est suffisante pour procéder à l'étape de déconvolution.

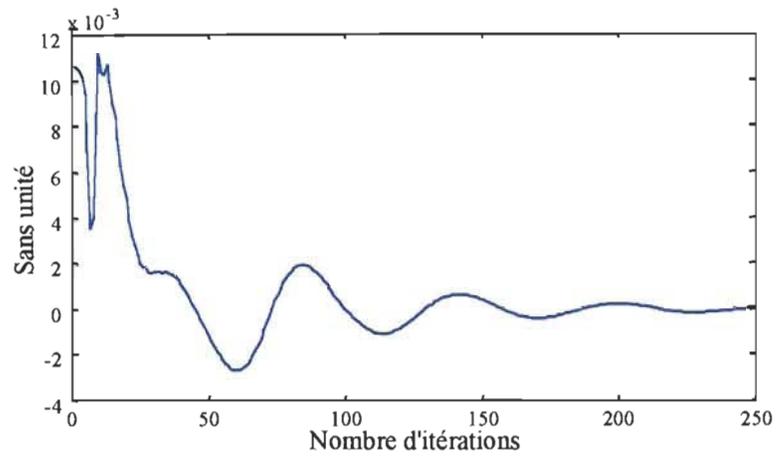


Fig. 5.27 Gain de Kalman de l'onde réfléchie présentée à la figure 5.26 avec $\tilde{\beta} = 7,5 \times 10^{-4}$.

Le résultat de la déconvolution obtenu pour le signal étalon est présenté à la figure 5.28.

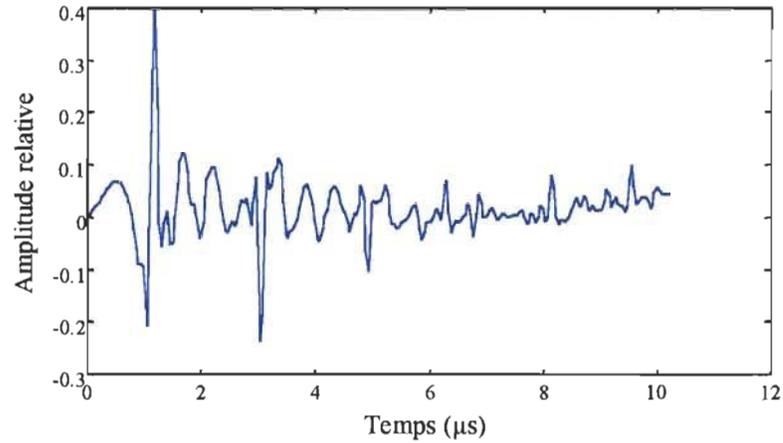


Fig. 5.28 (a) Résultat de la déconvolution sur le signal temporel de la figure 5.26 : estimé de la fonction de réflectivité.

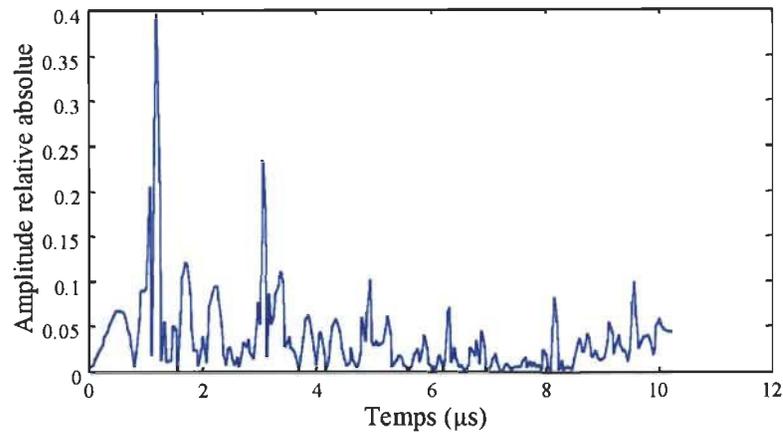


Fig. 5.28 (b) Résultat de la déconvolution sur le signal temporel de la figure 5.26 : valeur absolue de (a).

Même si le niveau de bruit de reconstruction est assez élevé (de l'ordre de 20% de l'amplitude de l'écho principal), le résultat de la figure 5.28 est assez concluant, puisque le temps d'apparition et l'amplitude des réflexions sont cohérents avec ceux du signal original (figure 5.26). De plus, la polarité des coefficients de réflexions est la bonne, le coefficient de réflexion d'une onde longitudinale frappant une interface liquide-solide étant donné par [ROYE96]

$$R = \frac{\rho(\text{solide})V(\text{solide}) - \rho(\text{liquide})V(\text{liquide})}{\rho(\text{liquide})V(\text{liquide}) + \rho(\text{solide})V(\text{solide})} \quad (5.1)$$

et celui de l'interface solide-liquide étant simplement l'inverse en polarité de (5.1), soit

$$R = \frac{\rho(\text{liquide})V(\text{liquide}) - \rho(\text{solide})V(\text{solide})}{\rho(\text{liquide})V(\text{liquide}) + \rho(\text{solide})V(\text{solide})} \quad (5.2)$$

où ρ et V sont respectivement la densité et la vitesse longitudinale des milieux considérés. Ainsi, le coefficient de réflexion correspondant à la réflexion sur la surface supérieure (eau-aluminium) sera positif :

$$R = \frac{2,73 \text{ g/cm}^3 * 6300 \text{ m/s} - 1 \text{ g/cm}^3 * 1500 \text{ m/s}}{1 \text{ g/cm}^3 * 1500 \text{ m/s} + 2,73 \text{ g/cm}^3 * 6300 \text{ m/s}} > 0$$

Par conséquent, le coefficient de réflexion de l'écho de fond sera négatif. Il est ainsi logique de retrouver plusieurs coefficients négatifs dominants après le premier coefficient positif, ceux-ci correspondant aux multiples réflexions se produisant à l'intérieur même de la plaque. De plus, puisque des pertes énergétiques se produisent dans le signal à chaque réflexion (partie transmise), les réflexions multiples ne peuvent être que de moindre amplitude que la première réflexion. Ainsi, un critère simple de reconnaissance de l'écho de fond peut être appliqué aux fonctions de réflectivité estimées : la valeur minimale de ces fonctions, soit le plus grand coefficient de réflexion négatif, ne peut être que celui du premier écho provenant de la surface du fond. Ainsi, la magnitude de la valeur minimale des fonctions de réflectivité estimées est employée comme amplitude de la réflexion sur la surface de fond. Le niveau d'erreur des images est ainsi fixé par le niveau du bruit de reconstruction (par exemple, dans le cas de l'absence totale de réflexion sur la surface du fond, l'amplitude du bruit de reconstruction est considéré comme coefficient de réflexion). Nous pouvons nous permettre d'employer un tel critère de reconnaissance de l'écho de fond puisque la focalisation est faite sur la surface de fond et que par conséquent, la surface des défauts ne réfléchit qu'une partie du signal généré. De plus, la surface courbée de ces trous ne réfléchit nécessairement pas les ondes vers l'émetteur, mais dans toutes les directions.

La figure 5.29 présente une comparaison entre le C-scan produit à partir des données brutes de l'inspection d'une plaque d'aluminium et des données déconvoluées afin de vérifier si les C-scan sont comparables et pour s'assurer par conséquent que les amplitudes des

réflexions sont bien estimées. Il est à noter que le dimensionnement des trous ne constitue pas l'objectif premier de cette validation, la méthode C-scan ayant déjà fait ses preuves. Le seul objectif est de vérifier si les données de déconvolution permettent d'obtenir des résultats comparables au C-scan classique. Par conséquent, aucune analyse des dimensions visibles n'est effectuée ici.

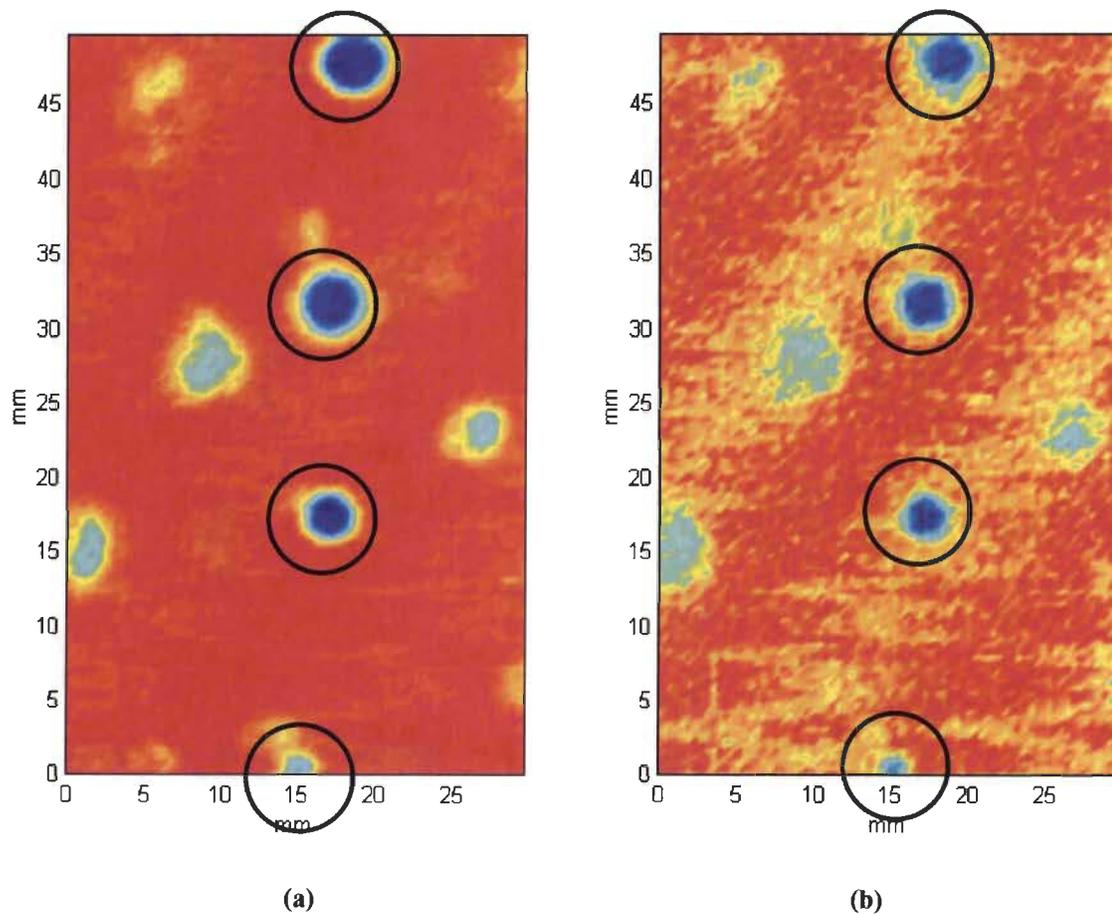


Fig. 5.29 Comparaison des C-scans produits à partir des (a) données brutes et (b) coefficients de réflexion des échos de fond obtenus par la déconvolution pour l'inspection d'une plaque d'aluminium.

Les trous sont encerclés, alors que les autres taches correspondent à des oxydations sur les surfaces de la plaque.

Le résultat de la figure 5.29 nous montre clairement que l'estimation de la fonction de réflectivité est représentative de la réalité, puisque les C-scans sont comparables. En effet, en plus des 4 trous qui sont bien visibles et de tailles sensiblement correctes, les oxydations de surface présentes sur la figure 5.29(a) sont également visibles en 5.29(b). Le trou situé au bas de l'image semble également être mieux défini (plus de contraste au centre) sur la figure 5.29(b) qu'en (a). Il semble de plus que les données de déconvolution offrent une meilleure sensibilité (un meilleur contraste) que le résultat obtenu à partir des données brutes. En effet, les régions « zigzagüées », que très légèrement apparentes à la figure 5.29(a) mais très apparentes en 5.29(b), semblent représenter des variations dans les propriétés physiques du matériau probablement créées lors de la coulée de la plaque (variation des contraintes thermiques). Cette plus grande sensibilité peut être occasionnée par une faiblesse de la méthode de déconvolution face aux propriétés du matériau. En effet, pour que l'opération s'effectue normalement, la réponse impulsionnelle de l'onde réfléchie doit représenter fidèlement toute réflexion se produisant dans le matériau. Or, si un signal réfléchi subit une légère distorsion (modification de sa forme et de son spectre fréquentiel), la qualité de la reconstruction est alors diminuée par rapport à un signal n'ayant pas subi de distorsion. Or, nous pouvons supposer qu'une onde traversant une région dont les propriétés physiques diffèrent légèrement de celles de l'ensemble du matériau (telles les régions mentionnées précédemment) subit une légère distorsion, apparemment suffisante pour affecter l'amplitude des coefficients de réflexion estimés, augmentant ainsi le contraste de ces régions. Les zones « zigzagüées » sont alors normales et la lacune de la méthode devient un avantage intéressant. Ce résultat nous permet ainsi d'espérer obtenir de bons résultats pour l'inspection d'un

échantillon de réservoir composite puisque les fonctions de réflectivité sont représentatives de la réalité.

5.3.4 Inspection de l'échantillon composite

La première étape nécessaire pour effectuer une déconvolution valable est le choix de la réponse impulsionnelle de l'onde réfléchie. Dans le cas de la plaque d'aluminium, il a été simple d'obtenir un signal représentant une réflexion nette. Ce n'est cependant pas aussi facile dans le cas du matériau composite. Ne possédant pas d'échantillon épais possédant les mêmes propriétés que la coquille inspectée et étant dans l'impossibilité d'isoler une seule réflexion provenant de cette même coquille, une solution alternative a dû être employée.

Puisque le matériau composite est viscoélastique, sa réponse sera légèrement plus lente qu'un matériau tel que l'acier ou l'aluminium. Ainsi, les réflexions à sa surface produiront systématiquement un léger décalage vers les basses fréquences chez l'onde réfléchie. Il n'était donc pas indiqué de mesurer directement l'impulsion sonde à la sortie du transducteur par une mesure du type transmission puisque le spectre en fréquences de cette dernière ne correspond pas à celle résultant d'une réflexion sur le matériau. Il a de plus été impossible d'isoler une réflexion nette sur le matériau composite. Un matériau alternatif possédant un comportement élastique semblable au matériau composite a dû être employé afin de mesurer une réflexion dont le décalage fréquentiel est représentatif d'une réflexion nette sur la structure composite. Le choix de la surface réfléchissante s'est ainsi arrêté sur un bloc de Plexiglas (matériau plastique) en raison de la grande similitude de la réponse fréquentielle d'une réflexion sur sa

surface et de la réponse fréquentielle d'un signal provenant de l'inspection de la structure composite. La figure 5.30 permet de justifier ce choix, en plus de démontrer l'inefficacité de l'aluminium comme réflecteur étalon.

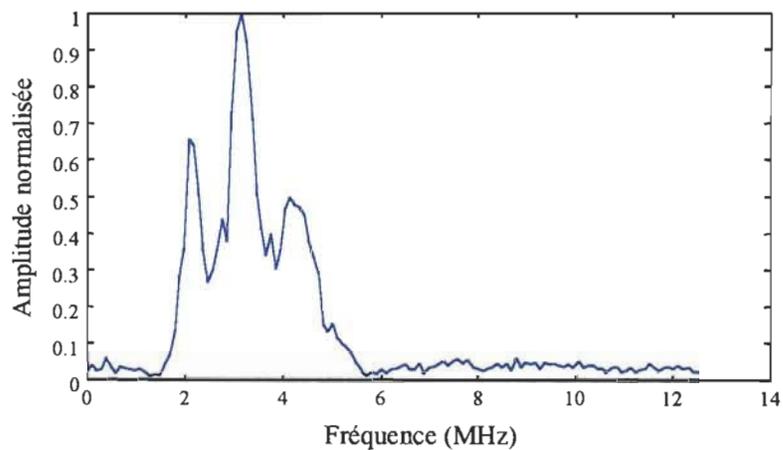


Fig. 5.30 (a) Réponse fréquentielle d'un signal provenant de l'inspection de la structure composite.

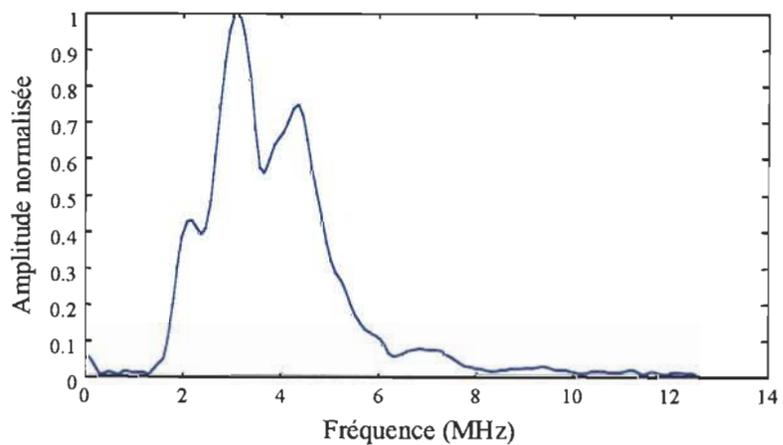


Fig. 5.30 (b) Réponse fréquentielle de la réflexion de l'onde sur le bloc de Plexiglas.

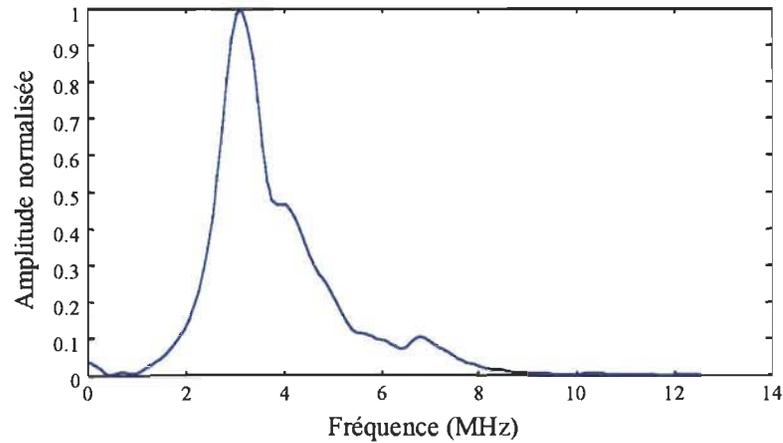


Fig. 5.30 (c) Réponse fréquentielle de la réflexion de l'onde sur un bloc d'aluminium.

La figure 5.30(c) nous montre clairement que la réflexion sur le bloc d'aluminium n'effectue pas une assez grande atténuation du spectre fréquentiel pour être comparée au matériau composite, contrairement au bloc de Plexiglas, qui possède une réponse très similaire à ce dernier. Il est ainsi raisonnable de supposer que la ressemblance est assez grande pour utiliser le bloc de Plexiglas comme réflecteur étalon pour la mesure de la réponse impulsionnelle de l'onde réfléchie. Ce signal temporel est illustré à la figure 5.31.

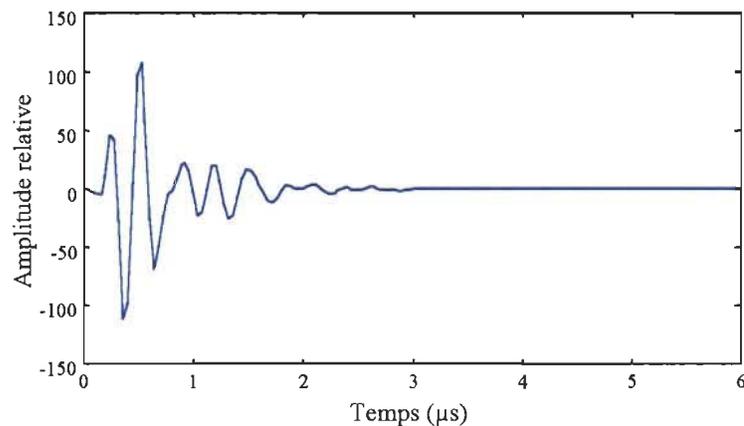


Fig. 5.31 Réflexion d'une onde de volume longitudinale sur le bloc de Plexiglas : réponse impulsionnelle de l'onde réfléchie.

5.3.4.1 Paramètres du filtre

Le paramètre $\tilde{\beta}$, défini à l'équation (4.27) comme le rapport des variances du bruit de mesure et du bruit d'état, a été fixé à 0,001. Le gain de Kalman calculé à partir de ce paramètre et de l'impulsion sonde de référence provenant du bloc de Plexiglas (figure 5.31) est présentée à la figure 5.32.

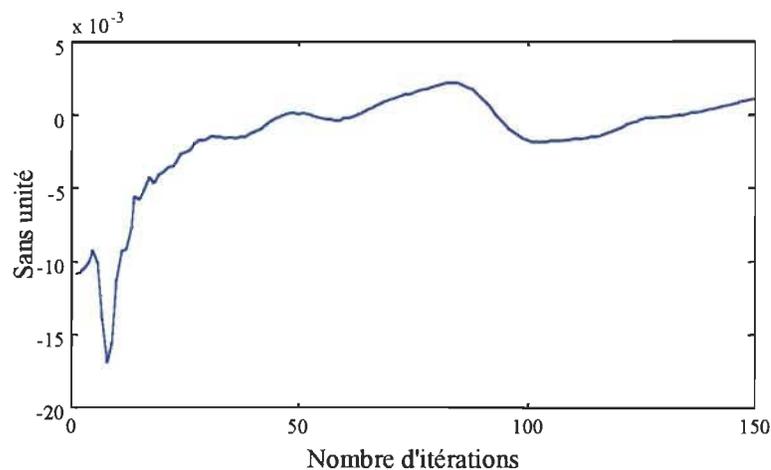
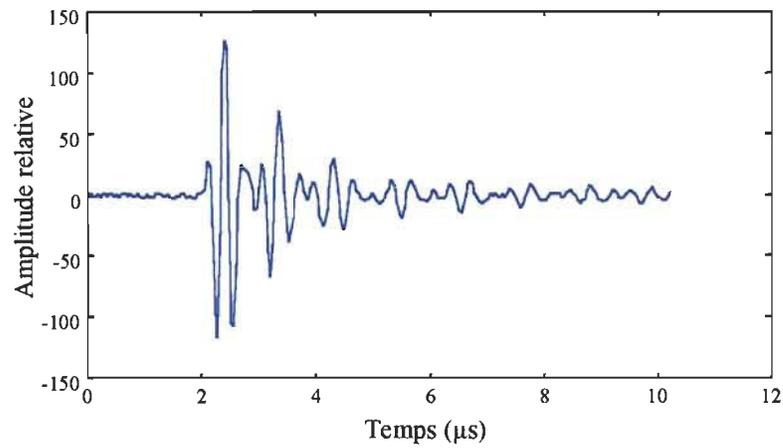
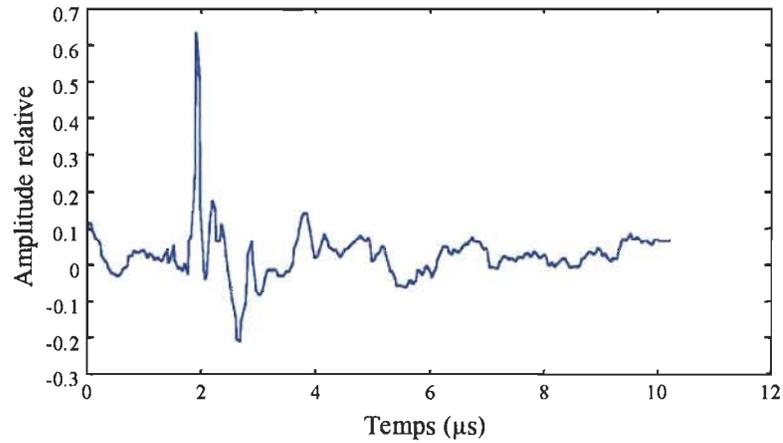


Fig. 5.32 Gain stationnaire de Kalman calculé pour la réponse impulsionnelle de l'onde réfléchie ($\tilde{\beta} = 1 \times 10^{-3}$).

Il est à noter que la valeur du paramètre $\tilde{\beta}$ a été fixée empiriquement de façon à obtenir une estimation de la fonction de réflectivité dont les réflexions sont nettes, séparées, avec de bons niveaux d'amplitudes et où les erreurs de reconstruction semblaient être minimales pour un signal étalon. La figure 5.33 présente le résultat de déconvolution obtenu pour un signal étalon sélectionné aléatoirement avec le paramètre $\tilde{\beta}$ choisi.



(a)



(b)

Fig. 5.33 (a) Signal étalon ; (b) Résultats de déconvolution (fonction de réflectivité) du signal étalon pour $\check{\beta} = 10^{-3}$: le niveau du bruit de reconstruction est faible, les réflexions sont espacées (peu d'oscillations) et les amplitudes sont raisonnables.

La polarité et le temps d'apparition des réflexions sont bien reconstruits à la figure 5.33, ce qui nous permet de croire que le résultat de déconvolution est correct. La prochaine étape est donc la production de l'image de type C-scan à partir de ces fonctions de réflectivité estimées.

5.3.4.2 Présentation des résultats

La figure 5.34 présente l'image de type C-scan obtenue à partir des fonctions de réflectivités estimées comparée au C-scan classique. Il est à noter qu'une fenêtre temporelle a été employée pour la reconnaissance de l'écho de fond dans les signaux temporels.

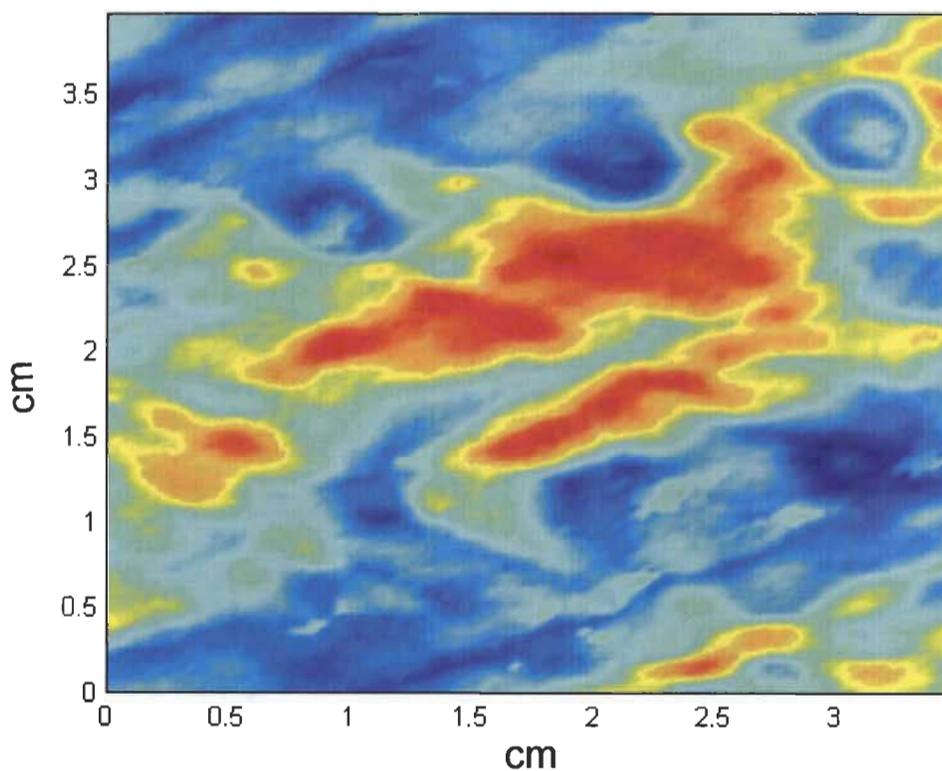


Fig. 5.34 (a) C-scan standard obtenu à partir des signaux temporels.

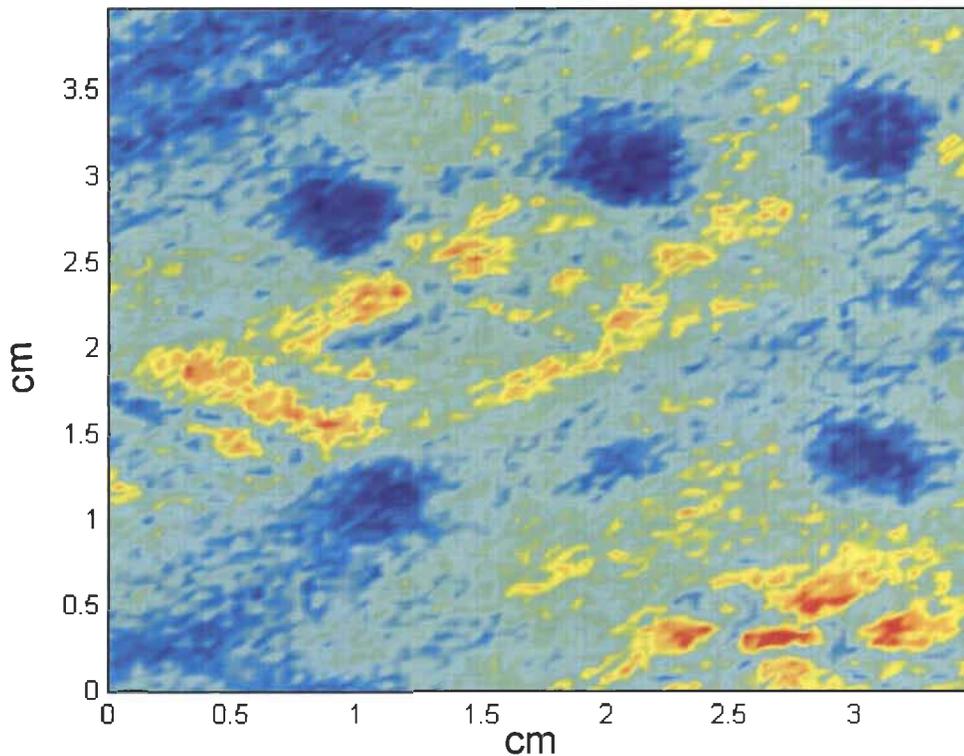


Fig. 5.34 (b) C-scan tiré des fonctions de réflectivités estimées.

Les résultats obtenus par la déconvolution augmentent très fortement le contraste entre les régions saines et défectueuses. Malheureusement, les coins supérieur et inférieur gauche sont toujours interprétés comme des défauts (perte d'amplitude). La forme du "défaut" du coin supérieur semble indiquer une grande concentration de fibres. Il est aussi probable que, comme pour le coin inférieur, ces "défauts" ne soient que le résultat d'une perte d'information causée par la courbure de l'échantillon.

Un point intéressant à souligner ici est la présence d'une forme de "X" au coin inférieur droit des images. Cette forme est présente dans le C-scan des données brutes et déconvoluées. L'on pourrait croire, à première vue, que cette anomalie est causée par une

grande concentration de fibres, mais contrairement aux autres zones du même genre, nous n'assistons pas à une perte d'information, mais plutôt à de fortes réflexions. Cette forme est donc plus probablement due à la présence d'une bulle d'air sous l'échantillon présentant un coefficient de réflexion plus grand que l'eau. Afin de mieux observer ce phénomène, les mêmes images sont présentées en tons de gris à la figure 5.35. Le phénomène y est plus visible et permet de constater que le résultat de la déconvolution permet une fois de plus d'obtenir un meilleur contraste avec les autres régions qu'avec le C-scan classique.

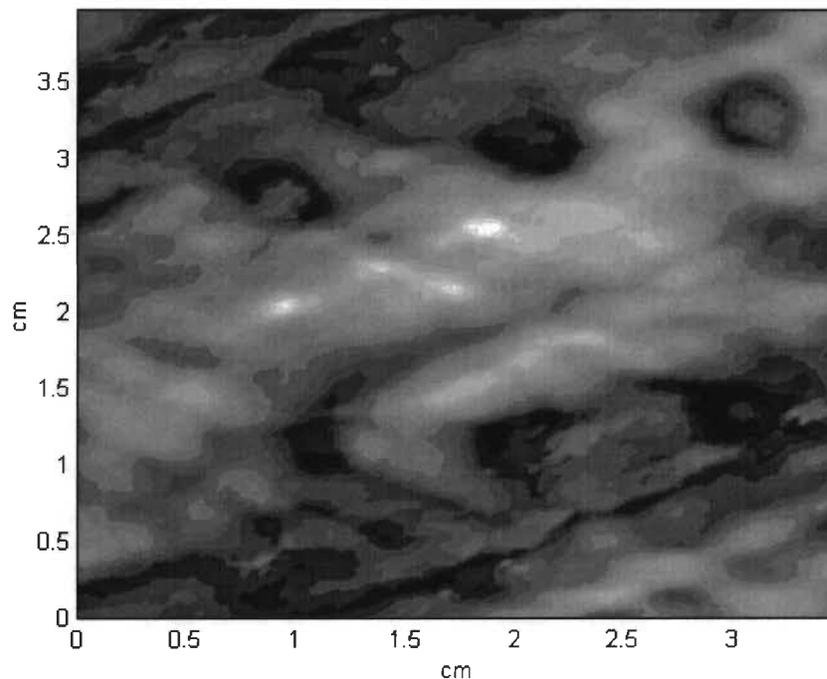


Fig. 5.35 (a) Images C-scan des données brutes.

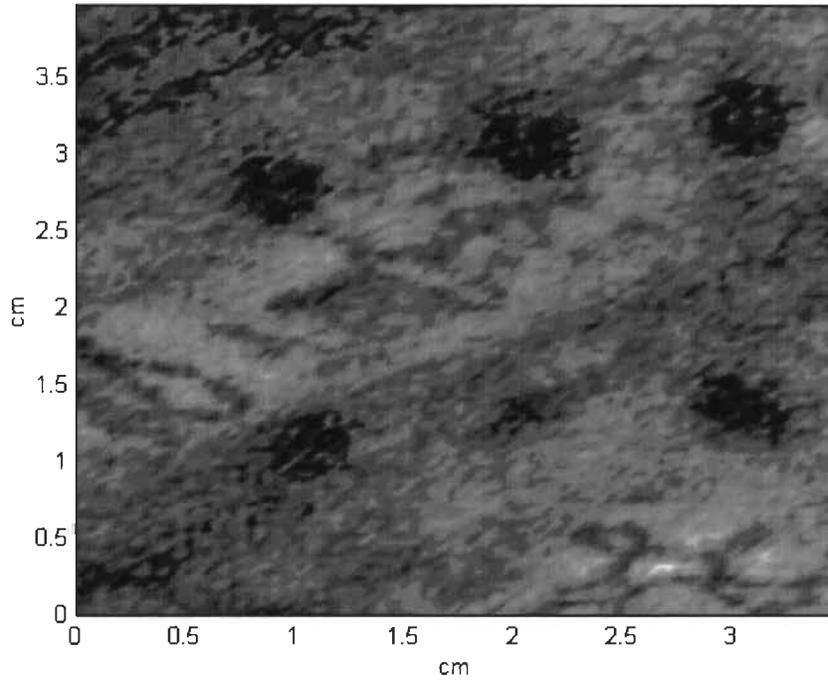


Fig. 5.35 (b) Images C-scan des fonctions de réflectivité estimées.

Le tableau suivant présente une comparaison des dimensions apparentes des trous observés à la figure 5.34 (b) (C-scan des fonctions de réflectivité).

Tableau 5.10 Comparaison entre les dimensions réelles et observées des défauts simulés.

Trou	Dimension réelle (mm)	Dimension apparente (mm)
#1	3	3.8
#2	2.5	2.9
#3	2.5	4.9
#4	3.5	4.8
#5	4	5.2
#6	3.5	4.5

Le tableau 5.10 nous permet d'observer que les dimensions sont plutôt bien reconstruites. Les différences peuvent paraître majeures (particulièrement dans le cas du trou # 3, où la dimension apparente est pratiquement le double de la dimension réelle), mais il est tout aussi difficile de mesurer les dimensions réelles des trous sur les échantillons que les dimensions apparentes sur les images (en raison des bordures floues). De plus, l'échantillon ayant baigné dans l'eau pendant de nombreuses heures à plusieurs occasions, il n'est pas impossible que de l'eau se soit infiltrée dans la structure par les trous, provoquant par conséquent une distorsion des signaux. La difficulté d'obtenir une focalisation parfaite à l'intérieur d'un matériau anisotrope tel l'échantillon composite peut également être une cause de cet agrandissement de trou.

Une bonne façon de vérifier la robustesse et la précision de cette méthode d'extraction est d'imposer une saturation sur les valeurs correspondant à des régions saines. La figure 5.36 présente ainsi les C-scan des données brutes et déconvoluées où toutes les valeurs supérieures à 30 % de l'amplitude maximale ont été augmentées à cette même valeur.

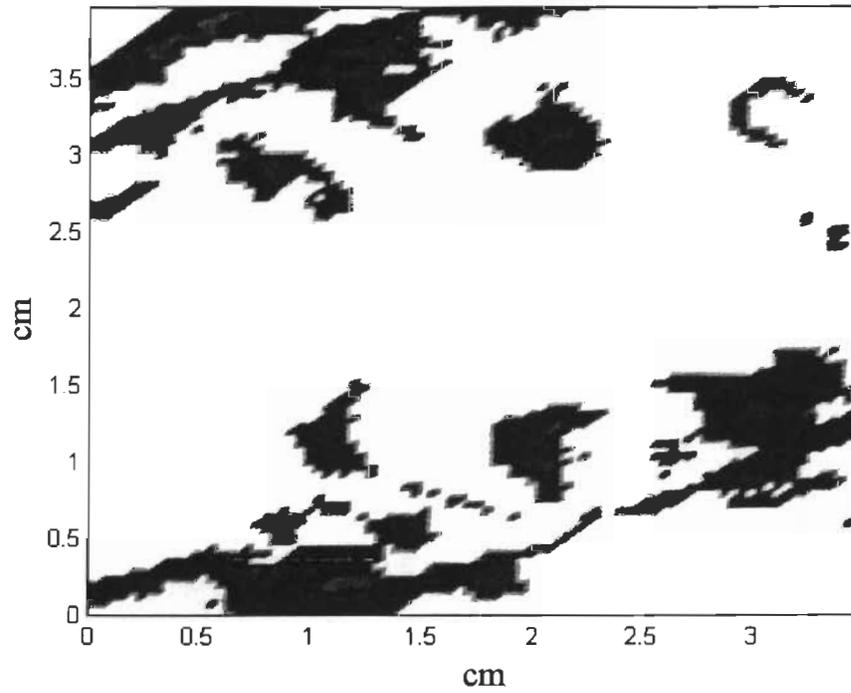


Fig. 5.36 (a) C-scan standard saturé à 30 % de l'amplitude maximale.

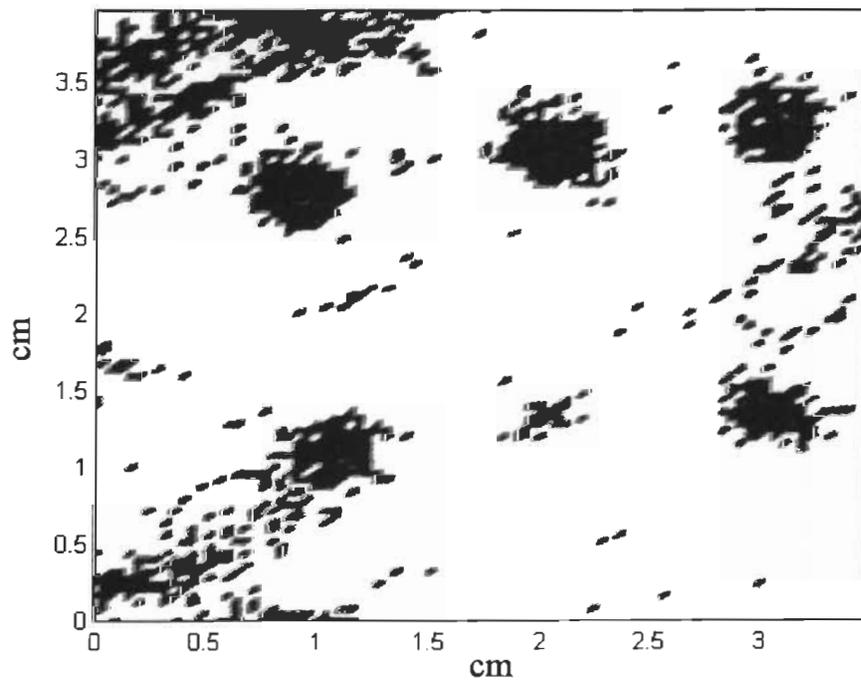


Fig. 5.36 (b) C-scan des fonctions de réflectivité saturé à 30 % de l'amplitude maximale.

Nous pouvons voir à la figure 5.36 (b) qu'avec cet artifice, des courbes formées de points apparaissent autour de certains trous. Ces points représentent des imperfections occasionnées par des erreurs de maniement de la perceuse. L'aspect le plus intéressant de ces images est que ces défauts créés involontairement n'apparaissent pas sur le C-scan des données brutes. Nous pouvons ainsi constater la précision de détection supplémentaire apportée par la déconvolution par rapport au C-scan standard. Cette augmentation de la capacité de détection avait par ailleurs été remarquée précédemment pour l'inspection de la plaque d'aluminium.

Les résultats de déconvolution et d'imagerie présentés dans ces pages semblent démontrer une bonne efficacité de la méthode de déconvolution de Kalman dans le cas de l'inspection d'un matériau de structure complexe comme celle d'un matériau composite fibreux. La bonne reconstruction de la polarité de chacune des réflexions est une bonne indication de la fidélité aux réalités physiques des résultats de la méthode de déconvolution.

Un problème aurait pu survenir avec les amplitudes de la seconde réflexion (écho de fond). En effet, l'atténuation des fréquences causée par la traversée des ondes dans le matériau composite aurait pu dilater l'onde suffisamment pour que la réponse impulsionnelle de référence n'y soit pas valable. Or, nous pouvons vérifier cet effet par la reconstruction erronée de l'amplitude relative de la seconde réflexion par rapport à celle de la surface, tel que présenté à la figure 5.37.

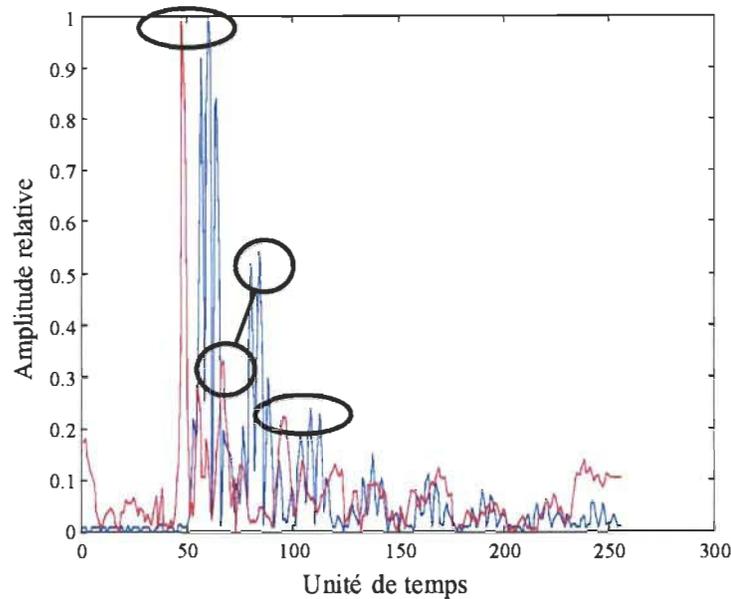


Fig. 5.37 Comparaison de la magnitude des niveaux d'amplitudes de l'écho de fond pour une amplitude normalisée de l'écho de surface ; bleu : magnitude du signal brut ; rouge : magnitude de la fonction de réflectivité.

Il appert que si l'amplitude de l'écho de fond est mal reconstituée par rapport au signal brut, les amplitudes relatives de l'écho de fond de tous les signaux sont respectées en raison de la qualité des images produites (meilleur contraste des trous par rapport aux zones saines).

Il se peut cependant que l'amplitude estimée de l'écho soit bonne et que celle présente dans le signal brut soit amplifiée en raison d'interférences constructives entre les différentes réflexions se produisant dans le matériau. C'est en observant la troisième réflexion (correspondant à une deuxième traversée dans le matériau avant la réflexion sur le fond) que nous pouvons poser cette hypothèse, puisque cette amplitude correspond bien à celle présente

dans le signal brut. Il est cependant impossible de se prononcer sur les réflexions multiples d'ordres supérieurs.

Un point majeur à considérer pour s'assurer d'une bonne reconstruction relative d'un signal à l'autre est le niveau de bruit entachant les signaux qui se doit de demeurer constant afin que le gain de Kalman (et par conséquent le paramètre $\tilde{\beta}$) soit valide pour tous les signaux. Ce point n'est pas un problème en soit, puisqu'un bon isolement du système d'inspection des sources de bruit environnantes permet de contourner cette difficulté.

CHAPITRE 6

CONCLUSION

6.1 Objectifs atteints

Les travaux de ce mémoire visaient à atteindre deux objectifs principaux, soit le développement d'une méthode d'imagerie adaptée aux ondes de Lamb basée sur les algorithmes SAFT ainsi qu'une méthode d'extraction de l'information nécessaire à effectuer une image de type C-scan d'un échantillon de matériau composite fibreux par la déconvolution basée sur le filtre de Kalman.

6.1.1 Ondes de Lamb

Un algorithme de traçage des courbes de dispersion des ondes de Lamb dans une plaque isotrope a tout d'abord été développé avec succès. Sans être parfaitement adapté à tous les matériaux sans y apporter quelques légères modifications, l'algorithme « Lamb.m » s'est avéré efficace pour reproduire les résultats d'auteurs de référence et a permis le développement de l'algorithme Lamb-SAFT, variante du F-SAFT adaptée à l'inspection par ondes de Lamb. Cette adaptation s'est avérée d'une grande pertinence pour une imagerie par ondes de Lamb de type SAFT, particulièrement pour les régions très dispersives des courbes, où il a surpassé le F-SAFT, pourtant très performant dans d'autres situations. L'avantage

majeur de ce nouvel algorithme est qu'avec un tel outil, l'inspection par ondes de Lamb n'est plus limitée aux régions non dispersives des courbes, permettant l'emploi d'une plus grande gamme de longueurs d'ondes pour l'inspection et offre par le fait même un plus grand potentiel de détection pour un mode donné. Ce premier objectif semble ainsi avoir été atteint avec succès.

6.1.2 Ondes de volume

L'inspection et l'imagerie par ondes de volume de l'échantillon composite semble bénéficier de l'utilisation de la déconvolution basée sur le filtre de Kalman pour l'extraction de l'amplitude de la réflexion sur la surface de fond. Le résultat présenté sous la forme d'image C-scan ainsi obtenu présente de nombreuses améliorations par rapport au C-scan standard. La saturation de l'image nous a permis de constater la précision obtenue avec cette méthode, alors que les marques laissées par la perceuse autour des défauts simulés sont apparus. De plus, l'utilisation des fonctions de réflectivité estimées du matériau permet d'extraire l'amplitude de la réflexion sur la surface de fond plus simplement qu'à partir des signaux temporels où une porte doit être utilisée de façon judicieuse si l'on veut extraire cette information correctement. Il semble ainsi que la méthode de déconvolution basée sur le filtre de Kalman puisse être une solution possible pour l'inspection ultrasonore conventionnelle de structures composites fibreuses.

6.2 Recommandations

L'algorithme de traçage de courbes de dispersion des ondes de Lamb bénéficierait grandement d'une amélioration au niveau du calcul des intervalles employées par la fonction FZERO de Matlab. La fenêtre employée dans l'algorithme actuel est fixée par les solutions calculées précédemment plus ou moins une certaine valeur fixe, empêchant d'obtenir des intervalles de calcul valables pour tous les matériaux, ayant pour effet d'arrêter systématiquement le programme dès que cette erreur intervient. Deux options se présentent afin de régler ce problème :

- ajout d'un critère avant l'entrée en fonction de FZERO permettant de vérifier si les intervalles conviennent au calcul
- modifier la fenêtre fixe pour une fenêtre variant en fonction de la pente de la courbe calculée actuellement et de celle calculée précédemment.

La première de ces options semble être la modification la plus simple à apporter à l'algorithme déjà existant puisqu'elle ne consiste qu'à vérifier que les solutions du déterminant caractéristique sont de polarité différentes à ces intervalles et de les corriger s'ils ne conviennent pas. Cette modification augmenterait légèrement le temps de calcul mais permettrait une plus grande versatilité de l'algorithme déjà en place.

Sous leur forme actuelle, les procédures F-SAFT et Lamb-SAFT considèrent que la propagation des ondes à l'intérieur d'un sabot s'effectue sans divergence. Cette approximation permet d'obtenir de bons résultats pour l'algorithme Lamb-SAFT, mais elle ne

représente pas fidèlement la réalité. Ces algorithmes bénéficieraient ainsi d'une modification permettant de considérer la divergence se produisant dans le sabot. De plus, le module « Lamb_for_saft.m » employé pour le calcul de la section de courbe de l'algorithme Lamb-SAFT ne permet que l'emploi des modes fondamentaux A_0 et S_0 ainsi que les modes d'ordre 1 (il n'a pas fonctionné pour des tests avec un mode d'ordre 2). Ce module doit donc être amélioré de façon à étendre son utilisation aux modes d'ordres supérieurs.

Une question se pose quant à la validité de la déconvolution basée sur le filtre de Kalman dans le cas d'un matériau composite épais en raison de l'atténuation importante des composantes fréquentielles élevées de l'onde, ce qui a pour effet de modifier la nature de l'onde réfléchie par la surface de fond par rapport à celle de la surface. Ainsi, avant de conclure à l'applicabilité totale de cette méthode de déconvolution à l'imagerie d'une structure composite, il est nécessaire de s'assurer que cette atténuation ne cause pas de problèmes. Il serait par ailleurs intéressant de vérifier si les résultats de déconvolution seraient améliorés en employant un échantillon composite pour la mesure de la réponse impulsionnelle de l'onde réfléchie plutôt que le Plexiglas.

6.3 Travaux futurs

L'algorithme Lamb-SAFT n'a été testé que sur des données où un seul mode a été excité. Il serait intéressant de tester cet algorithme sur des données contenant de l'information sur plus d'un mode. Puisque, par leur modes de vibrations, les modes de Lamb sont plus ou moins sensibles à différentes géométrie de défauts, il serait intéressant de vérifier si le Lamb-

SAFT peut permettre l'imagerie d'une structure par les différents modes présents dans les signaux. Une inspection à modes multiples pouvant être interprétée facilement permettrait d'accroître le pouvoir de détection d'une inspection.

L'adaptation de l'algorithme Lamb-SAFT à une méthode Multi-SAFT en ferait un algorithme d'imagerie plus complet et mieux adapté à des géométries de structure finies, puisque cette méthode tient compte des réflexions des ondes sur des interfaces préalablement définies.

Finalement, pour la méthode de déconvolution étudiée ici, des examens plus approfondis quant à son efficacité face à de plus grandes épaisseurs de matériaux doivent être effectués afin de s'assurer de son potentiel.

RÉFÉRENCES

- [AULD73] B. A. Auld, *Acoustic Fields and Waves in Solids, Volume II* (John Wiley & Sons, New-York, 1973).
- [BLO198] A. Blouin, D. Lévesque, C. Néron, D. Drolet, J.-P. Monchalin, « Improved Resolution and Signal-to-Noise Ratio in Laser-Ultrasonics by Synthetic Aperture Focusing Technique (SAFT) Processing », *Optics Express*, Vol. 2, No. 13, pp. 531-539 (1998).
- [BLO298] A. Blouin, D. Lévesque, C. Néron, F. Enguehard, D. Drolet, J.-P. Monchalin, « SAFT Data Processing Applied to Laser-Ultrasonic Inspection », *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*, Vol. 17, pp.611-617 (1998).
- [BRIG85] G. A. D. Briggs, *Introduction to Scanning Acoustic Microscopy, Royal Microscopical Society Handbook* (Oxford University Press, Oxford, 1985).
- [BUSS92] L. J. Busse, « Three-Dimensional Imaging Using a Frequency-Domain Synthetic Aperture Focusing Technique », *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, Vol. 39, No. 2, pp. 174-179 (1992).
- [CAWL94] P. Cawley, « The Rapid Non-Destructive Inspection of Large Composite Structures », *Composites*, Vol. 25, No. 5, pp. 351-357 (1994).
- [CAWL96] P. Cawley, D. Alleyne, “The Use of Lamb Waves for the Long Range Inspection of Large Structures”, *Ultrasonics*, Vol. 34, pp. 287-290 (1996).

- [DESC94] Repulsion of phase-velocity dispersion curves and the nature of plate vibrations, M. Deschamps, B. Hosten, A. Gérard et H. Überall, *Journal de Physique IV, Colloque C5, supplément au Journal de Physique III*, Volume 4, pp. 905-908 (1994).
- [DIXO99] A laser-EMAT system for ultrasonic weld inspection, S. Dixon, C. Edwards, S. B. Palmer, *Ultrasonics*, Vol. 37, pp. 273-281 (1999).
- [FREE95] A. Freedman, « Comment on « On the crossing points of Lamb wave velocity dispersion curves » [J. Acoust. Soc. Am. 93, 1893-1895 (1993)] », *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 98, No. 4, pp. 2363-2364 (1995).
- [GOLD80] H. Goldstein, *Classical Mechanics, Second Edition* (Addison Wesley, Reading, 1980).
- [GUER89] A. Guerchaoui, J.-C. Balluet, J.-L. Lacoume, « Étude comparative des principales méthodes de déconvolution sur des données de type sismique », *Traitement du Signal*, Vol. 6, No. 3, pp. 187-203 (1989).
- [GRAP95] A. Graps, « An Introduction to Wavelets », *IEEE Computational Science and Engineering*, Vol. 2, No. 2 (1995).
- [GUY90] Ph. Guy, A. Jungman, G. Quentin, J. C. Le Flour, « Ondes de Lamb dans les milieux multicouches », *1er Congrès Français d'Acoustique 1990, Colloque C2, supplément au n° 2*, Tome 51 (1990).
- [HAYK96] S. Haykin, *Adaptive Filter Theory, Third Edition* (Prentice Hall, Upper Saddle River, 1996).
- [LEG199] S. Legendre, D. Massicotte, J. Goyette, « Ultrasonic Aluminum Weld Testing Method Based on the Wavelet Transform and a Neural Classifier », *1999*

Canadian Conference on Electrical and Computer Engineering Proceedings, Edmonton, pp. 761-765 (1999)

- [LEG299] S. Legendre, D. Massicotte, J. Goyette, « Neural Classification of Lamb Wave Ultrasonic Weld Testing Signals Using Wavelet Coefficients », Soumis à *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, décembre 1999.
- [LEVE97] D. Lévesque, A. Blouin, C. Néron, F. Enguehard, D. Drolet, J.-P. Monchalín, « Synthetic Aperture Focusing Technique Data Processing Applied to Laser-Ultrasonics », *Proc. III International Workshop on Advances in Signal Processing for Nondestructive Evaluation of Materials, Québec (1997)*.
- [LORE93] M. Lorenz, *Ultrasonic Imaging for the Characterization of Defects in Steel Components* (Delft University of Technology, Delft, 1993).
- [LORR97] P.W. Lorraine, R.A. Hewes and D. Drolet, « High Resolution Laser Ultrasound Detection of Metal Defects », *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*, Vol. 16, p. 555 (1997).
- [MASS92] D. Massicotte, M.-A. Santerre, Y. Savaria, A. Barwicz, « Structure de calculs parallèles pour le filtrage de Kalman dans la reconstruction de signaux », *Congrès canadien en génie électrique et informatique, Toronto, Ontario*, pp. TM4.16.1-TM4.16.4 (1992).
- [MASS95] D. Massicotte, R. Z. Morawski, A. Barwicz, « Incorporation of a Positivity Constraint Into a Kalman-Filter-Based Algorithm for Correction of Spectrometric Data », *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, Vol. 44, No. 1, pp. 2-7 (1995).

- [NAGA85] K. Nagai, « A New Synthetic-Aperture Focusing Method for Ultrasonic B-Scan Imaging by the Fourier Transform », *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics*, Vol. SU-32, No. 4, pp. 531-536 (1985).
- [NDOP00] J. Ndop, T. J. Kim, W. Grill, M. Pluta, “Synthetic Aperture Imaging by Scanning Acoustic Microscopy with Vector Contrast”, *Ultrasonics*, Vol. 38, pp. 166-170 (2000).
- [OZAK88] Y. Ozaki, H. Sumitani, T. Tomoda, M. Tanaka, « A New System for Real-Time Synthetic Aperture Ultrasonic Imaging », *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, Vol. 35, No. 6, pp. 828-838 (1988).
- [PERD93] Jean Perdijon, *Le contrôle non destructif par ultrasons* (Hermès, Paris, 1993)
- [ROSE88] J. L. Rose, P. Karpur, « Utility of Split-Spectrum Processing in Ultrasonic Non-Destructive Evaluation », *Materials Evaluation*, Vol. 46, pp. 114-122 (1988).
- [ROSE95] J. L. Rose, K. M. Rajana, M. K. T. Hansch, « Ultrasonic Guided Waves For NDE of Adhesively Bonded Structures », *J. Adhesion*, Vol. 50, pp. 71-82 (1995).
- [ROYE96] D. Royer et E. Dieulesaint, *Ondes élastiques dans les solides, Tome 1 : Propagation libre et guidée* (Masson, Paris, 1996).
- [VIKT67] I.A. Viktorov, *Rayleigh and Lamb Waves* (Plenum Press, New York, 1967).
- [YAMA96] M. Yamano, S.R. Ghorayeb, « A New Approach to Ultrasonic Image Reconstruction », *Nondestructive Characterization of Materials VII, Materials Science Forum*, Vols. 210-213, pp. 855-862 (1996).
- [ZHU93] Q. Zhu, W. G. Mayer, « On the crossing points of Lamb wave velocity dispersion curves », *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 93, No. 4, pp. 1893-1895 (1993).

ANNEXE 1

MISE EN SITUATION SUR LES SOLIDES ÉLASTIQUES

Les concepts mathématiques donnés ici concernant les solides isotropes sont tirés de [ROYE96].

On dit d'un solide qu'il est élastique s'il retrouve son état initial lorsque les forces externes qui l'ont déformé sont supprimées. Les contraintes internes sont les grandes responsables de ce phénomène. Ainsi, au repos, les contraintes et les déformations s'annulent simultanément.

Dans un solide élastique, les contraintes et les déformations sont liées par la loi de Hooke qui s'écrit, en notation tensorielle :

$$T_{ik} = c_{ijkl} S_{kl}$$

Les coefficients c_{ijkl} qui relient les contraintes T_{ij} et les déformations S_{kl} sont les composantes d'un tenseur de rang quatre appelé *tenseur des rigidités élastiques*.

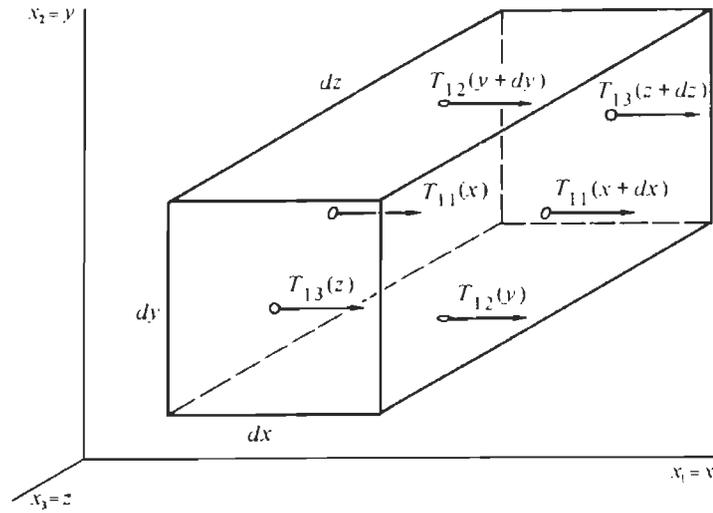


Fig. A1.1 Forces de contraintes selon la coordonnée x_l d'un élément de volume $dx dy dz$ d'un solide élastique [GOLD80].

Les indices $ijkl$ prennent les valeurs de 1 à 3, correspondant chacune à un des trois axes d'un système tridimensionnel. Les tenseurs T_{ij} et S_{kl} étant symétriques, les constantes élastiques c_{ijkl} ne changent donc pas lors d'une permutation des deux premiers ou des deux derniers indices :

$$c_{ijkl} = c_{jikl} \quad \text{et} \quad c_{ijkl} = c_{ijlk}$$

Les déformations S_{kl} s'écrivent, en fonction des déplacements :

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

La loi de Hooke s'écrit alors

$$T_{ij} = \frac{1}{2} \left(c_{ijkl} \frac{\partial u_k}{\partial x_l} + c_{ijlk} \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right)$$

Or, puisque $c_{ijkl} = c_{ijlk}$, les deux sommes sont égales et la loi de Hooke devient, en fonction des déplacements :

$$T_{ij} = c_{ijkl} \frac{\partial u_l}{\partial x_k}$$

Puisque les constantes élastiques c_{ijkl} sont invariantes au changement de certains de ses indices, nous pouvons alors écrire

$$c_{\alpha\beta} = c_{ijkl}$$

avec $\alpha \leftrightarrow (ij)$ et $\beta \leftrightarrow (kl)$. Les transformations sont les suivantes :

$$\begin{aligned} (11) &\leftrightarrow 1 & (22) &\leftrightarrow 2 & (33) &\leftrightarrow 3 \\ (23) &= (32) \leftrightarrow 4 & (13) &= (31) \leftrightarrow 5 & (12) &= (21) \leftrightarrow 6 \end{aligned}$$

Cette notation matricielle s'étend aux contraintes et déformations. Ainsi, la loi de Hooke s'écrit :

$$T_\alpha = c_{\alpha\beta} S_\beta \quad \alpha, \beta = 1, 2, \dots, 6.$$

Dans le cas particulier du solide isotrope, les constantes physiques du matériau sont, par définition, indépendantes du choix des axes de référence orthonormés. Le tenseur élastique c_{ijkl} doit ainsi être invariant dans tous les changements d'axes. Or, seul un scalaire ou le tenseur unité δ_{ij} peuvent être invariants sous tous les changements d'axes. Les composantes c_{ijkl} s'expriment donc en fonction des composantes de δ_{ij} . Ainsi, en raison de la symétrie du tenseur unité, il n'existe que trois combinaisons distinctes contenant les quatre indices $ijkl$:

$$\delta_{ij}\delta_{kl}, \delta_{ik}\delta_{jl}, \delta_{il}\delta_{jk}$$

Le tenseur c_{ijkl} s'écrit alors, avec la condition $c_{ijkl} = c_{jikl}$:

$$c_{ijkl} = \lambda\delta_{ij}\delta_{kl} + \mu(\delta_{ik}\delta_{jl} + \delta_{il}\delta_{jk})$$

Ainsi, les propriétés d'un solide isotrope sont définies par deux constantes indépendantes, soit, entre autres, par les coefficients de Lamé λ et μ . En employant la notation définie préalablement pour les indices, on obtient les modules élastiques c_{ijkl} non nuls :

$$\begin{aligned} c_{11} = c_{22} = c_{33} &= \lambda + 2\mu \\ c_{12} = c_{23} = c_{13} &= \lambda \\ c_{44} = c_{55} = c_{66} &= \mu \end{aligned}$$

La loi de Hooke s'écrit finalement, avec les coefficients de Lamé :

$$T_{ij} = \lambda S\delta_{ij} + 2\mu S_{ij}$$

où $S = S_{11} + S_{22} + S_{33}$ est la dilatation. Il est aussi possible d'écrire les coefficients de Lamé en fonction des constantes élastiques c_{ijkl} de la façon suivante :

$$T_{ij} = (c_{11} - 2c_{44})S\delta_{ij} + 2c_{44}S_{ij}$$

Les contraintes normales, correspondant à des tractions ou à des compressions, sont $T_{11} = T_1$ (dans la direction de l'axe 1), $T_{22} = T_2$ (dans la direction de l'axe 2) et $T_{33} = T_3$ (dans

la direction de l'axe 3), alors que les contraintes tangentielles, correspondant à des forces de cisaillement, sont T_{12} (dans le plan 12), T_{13} (dans le plan 13) et T_{23} (dans le plan 23).

ANNEXE 2

CALCUL DÉTAILLÉ DES CONTRAINTES MÉCANIQUES

Dans le cas d'un solide isotrope, tel que vu à l'annexe 1, les contraintes T_{ij} sont données par la relation suivante (avec $c_{44} = c_{66}$) :

$$T_{ij} = (c_{11} - 2c_{44})S\delta_{ij} + 2c_{44}S_{ij} = (c_{11} - 2c_{66})S\delta_{ij} + c_{66}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)$$

où

$$S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)$$

et où la dilatation S est donnée par

$$S = \sum_i S_{ii} = \vec{\nabla} \cdot \vec{u} = \sum_i \frac{\partial u_i}{\partial x_i}$$

Étant donné que dans le cas des ondes de Lamb

$$S_{33} = \frac{\partial u_3}{\partial x_3} = \partial_3 u_3 = 0$$

la dilatation s'écrit

$$S = S_{11} + S_{22} = \partial_1 u_1 + \partial_2 u_2$$

Considérant les équations (2.10) du déplacement mécanique \vec{u} , nous obtenons, avec $\psi_3 = \psi$,

$$S = \partial_1^2 \phi + \partial_1 \partial_2 \psi + \partial_2^2 \phi - \partial_2 \partial_1 \psi$$

donc

$$S = \partial_1^2 \phi + \partial_2^2 \phi = \nabla^2 \phi$$

Les contraintes sont donc données par

$$T_{ij} = (c_{11} - 2c_{66}) \nabla^2 \phi \delta_{ij} + c_{66} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{A2.1})$$

La contrainte normale T_2 au déplacement mécanique est alors

$$T_2 = T_{22} = (c_{11} - 2c_{66}) \nabla^2 \phi + 2c_{66} \frac{\partial u_2}{\partial x_2}$$

donc

$$T_2 = (c_{11} - 2c_{66}) \nabla^2 \phi + 2c_{66} \partial_2 u_2$$

Utilisant l'expression de u_2 donnée à (2.10), nous obtenons

$$T_2 = (c_{11} - 2c_{66}) (\partial_1^2 \phi + \partial_2^2 \phi) + 2c_{66} (\partial_2^2 \phi + ik \partial_2 \psi)$$

d'où nous tirons

$$T_2 = c_{11} \nabla^2 \phi + 2c_{66} (-\partial_1^2 \phi + ik \partial_2 \psi)$$

Or, nous avons déjà défini $\partial_1 = -ik$. La contrainte normale devient ainsi

$$T_2 = c_{11} \nabla^2 \phi + 2c_{66} (k^2 \phi + ik \partial_2 \psi) \quad (\text{A2.2})$$

À partir de l'équation (2.4), nous obtenons

$$\rho \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - c_{11} \nabla^2 \phi = 0 \quad \Rightarrow \quad c_{11} \nabla^2 \phi = \rho \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2}$$

où, tel que dit précédemment, $\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = -\omega^2 \phi$. Nous avons alors

$$c_{11} \nabla^2 \phi = -\rho \omega^2 \phi$$

Or, des équations (2.14) et (2.5), nous avons

$$q^2 = \frac{\rho\omega^2}{c_{66}} - k^2$$

donc

$$\rho\omega^2 = c_{66}(k^2 + q^2)$$

De ceci, nous obtenons finalement

$$c_{11}\nabla^2\phi = -c_{66}(k^2 + q^2)\phi$$

Remplaçant ce résultat dans l'expression (A2.2), nous obtenons la contrainte normale au déplacement mécanique :

$$T_2 = c_{66} \{ (k^2 - q^2)\phi + 2ik\partial_2\psi \} \quad (\text{A2.3})$$

D'autre part, la contrainte tangentielle est donnée par

$$T_6 = T_{12} = 2c_{66}S_{12}$$

Nous pouvons l'écrire comme

$$T_6 = c_{66}(\partial_2 u_1 + \partial_1 u_2)$$

donc, employant les équations (2.10) et $\partial_1 = -ik$:

$$T_6 = c_{66}(\partial_2^2\psi - 2ik\partial_2\phi + k^2\psi)$$

Puisque $\partial_2^2\psi = -q^2\psi$, alors

$$T_6 = c_{66} \{ (k^2 - q^2)\psi - 2ik\partial_2\phi \} \quad (\text{A2.4})$$

est la contrainte tangentielle au déplacement mécanique.

ANNEXE 3

ALGORITHMES DE COURBES DE DISPERSION

A3.1 Premier algorithme de courbes : « Lambcurves_Vp.m »

```
function y = lambcurves_vp

% Cette fonction permet de tracer les courbes de dispersion des ondes
% de Lamb (vitesses de phase seulement) à l'aide de la fonction "contour".
%
% (c) René Sicard, 9 mars 1999.

men4 = 0;
while men4 < 2

    Other = 'Other';
    Contin = 'Continue';
    Start_menu = 0;

    % Ce menu permet de sélectionner le matériau pour lequel les courbes
    % doivent être tracées. Dans le cas où l'option "Other" est
    % sélectionnée, l'utilisateur doit lui-même entrer les vitesses
    % longitudinales et transversales du matériau. Il peut également
    % modifier les vitesses données par défaut au menu suivant.

    men2 = 0;
    while men2 < 9

        Startmenu = 0;
        while Start_menu < 5

            Passage = Start_menu;
            Start_menu = menu('Type of Material','Steel','Aluminium',Other,...
                Contin);
            if Start_menu == 1
                material = 'Steel';
                VT = 3260;
                VL = 5960;
                Contin = cat(2,'Continue with ',material,'?');
            end
            if Start_menu == 2
```

```

        material = 'Aluminium';
        VT = 3100;
        VL = 6300;
        Contin = cat(2, 'Continue with ', material, ' ?');
    end
    if Start_menu == 3
        material = input('Type of material : ', 's');
        Other = material;
        VT = input('Transversal Velocity (m/s) : VT = ');
        VL = input('Longitudinal Velocity (m/s) : VL = ');
        Contin = cat(2, 'Continue with ', material, ' ?');
    end
    if Start_menu == 4
        if Passage == 0
            Start_menu = 0;
        else
            Start_menu = 5;
        end
    end
end

end

men1 = 0;
men2 = 0;
while men1 < 3

    Trans = cat(2, 'VT = ', num2str(VT), ' m/s');
    Longi = cat(2, 'VL = ', num2str(VL), ' m/s');
    men1 = menu(material, Trans, Longi, 'Continue');

    if men1 == 1
        VT = input('VT (m/s) = ');
    end
    if men1 == 2
        VL = input('VL (m/s) = ');
    end
end

end

% Paramètres de calcul par défaut.

StartFre = 10;      % (Hz)
EndFre = 12010;
Freqstep = 100;
Start_Vp = 1;      % (m/s)
End_Vp = 10001;
Vp_Step = 100;

while men2 < 8

    par1 = cat(2, 'Starting Frequency = ', num2str(StartFre), ' Hz');
    par2 = cat(2, 'Ending Frequency = ', num2str(EndFre), ' Hz');
    par3 = cat(2, 'Frequency Steps = ', num2str(Freqstep), ' Hz');
    par4 = cat(2, 'Starting Velocity = ', num2str(Start_Vp), ' m/s');

```

```

par5 = cat(2, 'Ending Velocity = ', num2str(End_Vp), ' m/s');
par6 = cat(2, 'Velocity Step = ', num2str(Vp_Step), ' m/s');
parameters = cat(2, 'Calculation Parameters for ', material);

% Ce menu permet à l'utilisateur de modifier les intervalles
% de calcul.

men2= menu(parameters, par1, par2, par3, par4, par5, par6, 'Keyboard', ...
    'Back', 'Continue');

if men2 == 1
    StartFre = input('Starting Frequency (Hz) : ');
end
if men2 == 2
    EndFre = input('Ending Frequency (Hz) : ');
end
if men2 == 3
    Freqstep = input('Frequency Steps (Hz) : ');
end
if men2 == 4
    Start_Vp = input('Starting Velocity (m/s) : ');
end
if men2 == 5
    End_Vp = input('Ending Velocity (m/s) : ');
end
if men2 == 6
    Vp_Step = input('Velocity Step (m/s) : ');
end
if men2 == 7
    keyboard;
end
end

end

Alpha = pi/2;

% Section de calcul.

% La variable h représente la demi-épaisseur de la plaque.

h = 0.5; % (mètres)
a = 0;
for f = StartFre:Freqstep:EndFre

    omega = 2*pi*f;
    f
    a = a + 1;
    b = 0;
    for Vp = Start_Vp:Vp_Step:End_Vp
        b = b + 1;
    end
end

```

```

p = omega * sqrt((1/VL)^2 - (1/Vp)^2);
q = omega * sqrt((1/VT)^2 - (1/Vp)^2);

% Matrice des modes antisymétriques.

A(b,a) = ( (2/(Vp^2)-(1/VT)^2)^2*cos(p*h+Alpha)*sin(q*h+Alpha)...
+ 4*(1/Vp)^2*(1/omega)^2*p*q*sin(p*h+Alpha)*cos(q*h+Alpha) );

% Matrice des modes symétriques.

S(b,a) = ( (2/(Vp^2)-(1/VT)^2)^2*cos(p*h)*sin(q*h)...
+ 4*(1/Vp)^2*(1/omega)^2*p*q*sin(p*h)*cos(q*h) );

% Matrice des vitesses de phase.

MatVp(b,a) = Vp;

% Matrice des produits fréquence*épaisseur.

Mat2(b,a) = 2*f*h;
end

end

% Les 2 termes suivants ne représentent pas exactement l'équation de
% dispersion mais puisque nous recherchons les solutions où la partie
% réelle et imaginaire sont nulles simultanément, celles-ci servent à
% déterminer les solutions. Le seul problème possible avec cette
% représentation est que si la partie réelle est égale mais de signe
% opposé à la partie imaginaire, une solution apparaît là où il n'y en
% a pas. Cependant, ça n'est pas arrivé pour les simulations
% effectuées. Cet artifice se doit par ailleurs d'être employé puisque
% Matlab semble incapable de tracer le contour lorsque le module est
% considéré.

DeterminantA = real(A) + imag(A);
DeterminantS = real(S) + imag(S);

% Traçage des courbes désirées par l'utilisateur avec possibilité de
% sauver les résultats dans un fichier .mat.

men3 = 0;
while men3 < 6
    men3 = menu('What do you want to do ?',...
'Plot Phase Velocity vs Frequency*Thickness for Antisymmetric mode',...
'Plot Phase Velocity vs Frequency*Thickness for Symmetric mode',...
'Plot Phase Velocity vs Frequency*Thickness for both types of modes',...
'Save matrix to a file',...
'Keyboard',...
'Continue');

    if men3 == 1

```

```

figure(1)
contour(Mat2,MatVp,DeterminantA,[0 0])
titr = cat(2,'Antisymmetric Lamb Waves Dispersion Curves for ',...
    material,' (',Trans,' / ',Longi,')');
Title(titr);
xlabel('Frequency * Thickness (Hz*m)');
ylabel('Phase Velocity (m/s)');
zoom on;
grid;
end
if men3 == 2
figure(2)
contour(Mat2,MatVp,DeterminantS,[0 0])
titr = cat(2,'Symmetric Lamb Waves Dispersion Curves for ',...
    material,' (',Trans,' / ',Longi,')');
Title(titr);
xlabel('Frequency * Thickness (Hz*m)');
ylabel('Phase Velocity (m/s)');
zoom on;
grid;
end
if men3 == 3
figure(3)
contour(Mat2,MatVp,DeterminantS,[0 0],'r')
hold
contour(Mat2,MatVp,DeterminantA,[0 0])
titr = cat(2,'Lamb Waves Dispersion Curves for ',material,...
    ' (',Trans,' / ',Longi,')');
Title(titr);
xlabel('Frequency * Thickness (Hz*m)');
ylabel('Phase Velocity (m/s)');
zoom on;
grid;
end
if men3 == 4
savename = input('Name of file : ','s');
save(savename,'A','S','MatVp','Mat2');
end
if men3 == 5
keyboard;
end
end
men4 = menu('Do you want to continue ?','Other curves','Quit');
end

```

A3.2 Second algorithme de courbes : « Lamb.m ».

Celui-ci fait appel aux modules « Lamb_graphs.m » pour la préparation des figures et « Lamb_plot.m » pour le traçage des courbes.

A3.2.1 Lamb.m

```
function y = lamb

% Ce programme traces les courbes de dispersion des vitesses de phase
% et de groupe des ondes de Lamb en fonction du produit fréquence*épaisseur
% pour un matériau donné. Ces résultats constituent les racines réelles
% de l'équation de dispersion obtenue en résolvant le problème des ondes
% de Lamb dans une plaque isotrope dans le vide.
%
% (c) René Sicard, 31 juillet 2000.

men4 = 0;
while men4 < 2

    Other = 'Other';
    Contin = 'Continue';
    Start_menu = 0;

    % Ce menu permet de sélectionner le matériau pour lequel les courbes
    % doivent être tracées. Dans le cas où l'option "Other" est
    % sélectionnée, l'utilisateur doit lui-même entrer les vitesses
    % longitudinales et transversales du matériau. Il peut également
    % modifier les vitesses données par défaut au menu suivant.

    men2 = 0;
    while men2 < 6

        while Start_menu < 5

            Passage = Start_menu;
            Start_menu = ...
                menu('Type of Material', 'Steel', 'Aluminium', Other, Contin);
            if Start_menu == 1
                material = 'Steel';
                VT = 3260;
                VL = 5960;
                Contin = cat(2, 'Continue with ', material, ' ?');
            end
            if Start_menu == 2
                material = 'Aluminium 3003';
```

```

        VT = 3046;
        VL = 6008;
        Contin = cat(2, 'Continue with ', material, ' ?');
    end
    if Start_menu == 3
        material = input('Type of material : ', 's');
        Other = material;
        VT = input('Transversal Velocity (m/s) : VT = ');
        VL = input('Longitudinal Velocity (m/s) : VL = ');
        Contin = cat(2, 'Continue with ', material, ' ?');
    end
    if Start_menu == 4
        if Passage == 0
            Start_menu = 0;
        else
            Start_menu = 5;
        end
    end
end

end

men1 = 0;
men2 = 0;
while men1 < 3

    Trans = cat(2, 'VT = ', num2str(VT));
    Longi = cat(2, 'VL = ', num2str(VL));
    men1 = menu(material, cat(2, Trans, ' (m/s)'), cat(2, Longi, ...
        ' (m/s)'), 'Continue');

    if men1 == 1
        VT = input('VT (m/s) = ');
    end
    if men1 == 2
        VL = input('VL (m/s) = ');
    end

end

% Paramètres par défaut.

StartFre = 1; % (Hz)
EndFre = 12001;
Freqstep = 25;

while men2 < 5

    par1 = cat(2, 'Starting Frequency (Hz) = ', num2str(StartFre));
    par2 = cat(2, 'Ending Frequency (Hz) = ', num2str(EndFre), ...
        ' (max = 65000)');
    par3 = cat(2, 'Frequency Steps (Hz) = ', num2str(Freqstep));
    parameters = cat(2, 'Calculation Parameters for ', material);

    % Ce menu permet à l'utilisateur de modifier les paramètres

```

```

% de calcul.

men2 = menu(parameters,par1,par2,par3,'Keyboard',...
    'Back','Continue');

if men2 == 1
    StartFre = input('Starting Frequency (Hz) : ');
end
if men2 == 2
    EndFre = input('Ending Frequency (Hz) : ');
end
if men2 == 3
    Freqstep = input('Frequency Steps (Hz) : ');
end
if men2 == 4
    keyboard;
end
end

end

t0 = clock;

% Appel des figures à partir de la fonction lamb_graphs.m

lamb_graphs(material,Trans,Longi)

% La variable h représente la demi-épaisseur de la plaque et est donnée
% en mètres. L'épaisseur est fixée à 1 m pour les calculs.

Alpha = pi/2;
h = 0.5;
b = 0;

% Ce menu permet à l'utilisateur de spécifier l'ordre des modes qu'il
% atteindre dans l'intervalle de fréquences défini.

Modes = 5;
menmod = 0;
while menmod < 2
    NbreModes = cat(2,'Nombre de modes = ',num2str(Modes));
    menmod = menu('Jusqu'à quel ordre voulez-vous tracer de modes ?',...
        NbreModes,'Continuer');
    if menmod == 1
        Modes = input('Ordre des modes à calculer : ');
    end
end

% Calcul de combien de modes visibles dans l'intervalle et des
% fréquences de coupure associées.

for NM = 1:Modes
    if ceil(NM/2) ~= floor(NM/2)
        fcA1(NM) = NM*VT/(4*h);
    end
end

```

```

        fcS1(NM) = NM*VL/(4*h);
    else
        fcA1(NM) = NM*VL/(4*h);
        fcS1(NM) = NM*VT/(4*h);
    end
end

[fcA2 Ax] = sort(fcA1);
[fcS2 Sx] = sort(fcS1);

% Début du calcul ; initialisation des vecteurs de vitesses.

VpA = [0];
VpS = [0];
VgA = [0];
VgS = [0];

% Les variables int1A/S et int2A/s sont les intervalles inférieurs
% et supérieurs employés par la fonction FZERO plus loin.

for NoM = 0:Modes

    % Modes fondamentaux.

    if NoM == 0
        intA = 1; % (m/s)
        intS = 1;
        int2A = 1.79e308; % (m/s)
        int2S = 1.79e308;
        StartFreA = StartFre;
        StartFreS = StartFre;
        LeModeA = 'A0';
        LeModeS = 'S0';
        LesModesA(1) = {LeModeA};
        LesModesS(1) = {LeModeS};
    end

    % Modes d'ordre supérieurs.

    if NoM > 0

        fcA = fcA2(NoM)
        fcS = fcS2(NoM)

        if (fcA + eps*1e5) < EndFre
            ModA = Ax(NoM);
            LeModeA = cat(2, 'A', num2str(ModA));
            LesModesA(NoM + 1) = {LeModeA};
            nA = (fcA + eps*1e5 - StartFreA)/Freqstep;
            n1A = floor(nA);
            n2A = ceil(nA);
            if n1A == 0
                n1A = 1;
            end
        end
    end
end

```

```

end
VtA = [0];
int1A = (VpA(n1A) + VpA(n2A))/2 + 100;
int2A = 1.79e308;

% Mise en mémoire de la courbe de vitesses de phase
% du mode calculé précédemment.

VtA = VpA(round(nA):length(VpA));

end
if (fcS + eps*1e5) < EndFre
ModS = Sx(NoM);
LeModeS = cat(2, 'S', num2str(ModS));
LesModesS(NoM + 1) = {LeModeS};
nS = (fcS + eps*1e5 - StartFreS)/Freqstep;
n1S = floor(nS);
n2S = ceil(nS);
if n1S == 0
n1S = 1;
end
VtS = [0];
int1S = (VpS(n1S) + VpS(n2S))/2 + 100;
int2S = 1.79e308;
VtS = VpS(round(nS):length(VpS));

end

VpA = [0];
VpS = [0];
VgA = [0];
VgS = [0];

% Fréquence de départ pour le calcul des modes d'ordre supérieurs.

StartFreA = fcA + eps*1e5;
StartFreS = fcS + eps*1e5;

end

% Calcul des courbes des modes antisymétriques.

if StartFreA < EndFre
LeModeA
a = 0;
for fA = StartFreA:Freqstep:EndFre

fA
omega = 2*pi*fA;
a = a + 1;
Omegaa(a) = omega;

VT2 = num2str(VT,100);
VL2 = num2str(VL,100);

```

```

omega2 = num2str(omega,100);
h2 = num2str(h);
Alpha2 = num2str(Alpha,100);

```

```

% Équation de dispersion pour les modes antisymétriques.

```

```

A = cat(2,'real(( ( 2/(x^2)-(1/','VT2,')^2 )^2*cos(','omega2,...
' * sqrt((1/','VL2,')^2 - (1/x)^2)*','h2, '+' ,Alpha2,...
')*sin(','omega2, ' * sqrt((1/','VT2,')^2 - (1/x)^2)*','h2,...
'+','Alpha2,')+ 4*(1/x)^2*(1/','omega2,')^2*','omega2,...
' * sqrt((1/','VL2,')^2 - (1/x)^2)*','omega2, ...
' *sqrt((1/','VT2,...
')^2 - (1/x)^2)*sin(','omega2, ' * sqrt((1/','VL2,...
')^2 - (1/x)^2)*','h2, '+' ,Alpha2,')*cos(','omega2,...
' * sqrt((1/','VT2,')^2 - (1/x)^2)*','h2, '+' ,Alpha2,') ))'...
...
','+', 'imag(( ( 2/(x^2)-(1/','VT2,')^2 )^2*cos(','omega2,...
' * sqrt((1/','VL2,')^2 - (1/x)^2)*','h2, '+' ,Alpha2,...
')*sin(','omega2, ' * sqrt((1/','VT2,')^2 - (1/x)^2)*','h2,...
'+','Alpha2,')+ 4*(1/x)^2*(1/','omega2,')^2*','omega2,...
' * sqrt((1/','VL2,')^2 - (1/x)^2)*','omega2, ...
' *sqrt((1/','VT2,...
')^2 - (1/x)^2)*sin(','omega2, ' * sqrt((1/','VL2,...
')^2 - (1/x)^2)*','h2, '+' ,Alpha2,')*cos(','omega2,...
' * sqrt((1/','VT2,')^2 - (1/x)^2)*','h2, '+' ,Alpha2,') ))');

```

```

if NoM > 0

```

```

% Calcul de la solution de la vitesse de phase présente à
% l'intérieur des intervalles de vitesse int1A et int2A.
% (Modes d'ordres supérieurs).

```

```

VpA(a) = ( fzero(A,[int1A,int2A]) );

```

```

% Calcul des intervalles employés pour la prochaine
% itération.

```

```

int2A = VpA(a) + 15; % Le terme additif doit être réduit
% pour les matériaux dont les vitesses
% long. et trans. sont faibles.

```

```

if a < length(VtA)
    int1A = VtA(a+1) + 15;
else
    int1A = VtA(a) + 15;
end

```

```

if fA > 45000

```

```

% Calcul des intervalles pour f*2h > 45 MHz*mm.

```

```

int2A = VpA(a) + 8; % Terme additif sujet à
% modifications.

```

```

if a < length(VtA)

```

```

        int1A = VtA(a+1) + 8;
    else
        int1A = VtA(a) + 8;
    end
end

else

    % Calcul des solutions pour les modes fondamentaux.

    if a == 1
        VpA(a) = fzero(A, [intA, int2A]);
    else
        VpA(a) = ( fzero(A, intA) );
    end
    intA = VpA(a);
end

% Vecteur fréquence*épaisseur pour les figures.
fh2A(a) = 2*fA*h/1000;          % En MHz*mm

% Calcul des vitesses de groupe.

if a > 1
    VgA(a-1) = abs( ( Omegaa(a) - Omegaa(a-1) ) / ( Omegaa(a) ...
        /VpA(a) - Omegaa(a-1)/VpA(a-1) ) );
    Newf(a-1) = (Omegaa(a) - (Omegaa(a)-Omegaa(a-1))/2 ) / (2*pi);

    % Produit fréquence*épaisseur en MHz*mm

    fh2bA(a-1) = 2*Newf(a-1)*h/1000;
end
end

% Traçage des courbes des modes antisymétriques sur leur
% graphiques respectifs.

lamb_plot(fh2A, VpA, fh2bA, VgA, 1)

% Réinitialisation des vecteurs de fréquences

Omegaa = [0];
fh2A = [0];
fh2bA = [0];

end

% Calcul des modes symétriques.

if StartFreS < EndFre
    LeModes

```

```

a = 0;
for fS = StartFreS:Freqstep:EndFre
    fS
    omega = 2*pi*fS;
    a = a + 1;
    Omegaa(a) = omega;

    VT2 = num2str(VT,100);
    VL2 = num2str(VL,100);
    omega2 = num2str(omega,100);
    h2 = num2str(h);
    Alpha2 = num2str(Alpha,100);

    S = cat(2,'real((( 2/(x^2)-(1/VT2)^2 )^2*cos(omega2,...
        '* sqrt((1/VL2)^2 - (1/x)^2)*h2,...
        ')*sin(omega2'* sqrt((1/VT2)^2 - (1/x)^2)*h2,...
        ')+ 4*(1/x)^2*(1/omega2)^2*omega2,...
        '* sqrt((1/VL2)^2 - (1/x)^2)*omega2, ...
        '*sqrt((1/VT2,...
        '^2 - (1/x)^2)*sin(omega2'* sqrt((1/VL2,...
        '^2 - (1/x)^2)*h2,')*cos(omega2,...
        '* sqrt((1/VT2)^2 - (1/x)^2)*h2,') ))'...
        ...
        ,'+','imag((( 2/(x^2)-(1/VT2)^2 )^2*cos(omega2,...
        '* sqrt((1/VL2)^2 - (1/x)^2)*h2,...
        ')*sin(omega2'* sqrt((1/VT2)^2 - (1/x)^2)*h2,...
        ')+ 4*(1/x)^2*(1/omega2)^2*omega2,...
        '* sqrt((1/VL2)^2 - (1/x)^2)*omega2, ...
        '*sqrt((1/VT2,...
        '^2 - (1/x)^2)*sin(omega2'* sqrt((1/VL2,...
        '^2 - (1/x)^2)*h2,')*cos(omega2,...
        '* sqrt((1/VT2)^2 - (1/x)^2)*h2,') ))');

    if NoM > 0

        VpS(a) = ( fzero(S,[int1S,int2S]) );
        int2S = VpS(a) + 15;
        if a < length(VtS)
            int1S = VtS(a+1) + 15;
        else
            int1S = VtS(a) + 15;
        end

        if fS > 45000
            int2S = VpS(a) + 8;
            if a < length(VtS)
                int1S = VtS(a+1) + 8;
            else
                int1S = VtS(a) + 8;
            end
        end

    else
        if a == 1

```

```

        VpS = fzero(S, [intS, int2S]);
    else
        VpS(a) = ( fzero(S, intS) );
    end
    intS = VpS(a);
end

fh2S(a) = 2*fS*h/1000;          % En MHz*mm

if a > 1
    VgS(a-1) = abs( ( Omegaa(a) - Omegaa(a-1) ) / ( Omegaa(a) ...
        / VpS(a) - Omegaa(a-1) / VpS(a-1) ) );
    Newf(a-1) = ( Omegaa(a) - ( Omegaa(a) - Omegaa(a-1) ) / 2 ) / ( 2*pi );

    % Produit fréquence*épaisseur en MHz*mm

    fh2bS(a-1) = 2*Newf(a-1)*h/1000;
end
end

% Traçage des courbes des modes symétriques sur leur graphiques
% respectifs.

lamb_plot(fh2S, VpS, fh2bS, VgS, 2)

% Réinitialisation des vecteurs de fréquences

fh2S = [0];
fh2bS = [0];
Omegaa = [0];
end

end

% Affichage à l'écran des Modes dans leur ordre d'apparition sur les
% graphiques

LesModesA
LesModesS
temps_écoule = etime(clock, t0)

pause(0)

men4 = menu('Do you want to continue ?', 'Other curves', 'Quit');

end

```

A3.2.2 Lamb_graphs.m

```
function y = lamb_graphs(material,Trans,Longi)

% Cette fonction est le module de Lamb.m permettant de préparer les
% figures des courbes.

titr1 = cat(2,'Antisymmetric Dispersion Curves for Lamb Waves in ',...
    material,' (',Trans,' m/s / ',Longi,' m/s)');
titr2 = cat(2,'Symmetric Dispersion Curves for Lamb Waves in ',...
    material,' (',Trans,' m/s / ',Longi,' m/s)');
titr5 = cat(2,'Dispersion Curves for Lamb Waves in ',...
    material,' (',Trans,' m/s / ',Longi,' m/s)');

figure(1)
Title(titr1);
xlabel('Frequency * Thickness (MHz*mm)');
ylabel('Phase Velocity (m/s)');
zoom on;
grid;
hold;

figure(2)
Title(titr2);
xlabel('Frequency * Thickness (MHz*mm)');
ylabel('Phase Velocity (m/s)');
zoom on;
grid;
hold;

figure(3)
Title(titr1);
xlabel('Frequency * Thickness (MHz*mm)');
ylabel('Group Velocity (m/s)');
zoom on;
grid;
hold;

figure(4)
Title(titr2);
xlabel('Frequency * Thickness (MHz*mm)');
ylabel('Group Velocity (m/s)');
zoom on;
grid;
hold;

figure(5)
Title(titr5);
xlabel('Frequency * Thickness (MHz*mm)');
ylabel('Phase Velocity (m/s)');
zoom on;
grid;
```

```

hold;

figure(6)
Title(titr5);
xlabel('Frequency * Thickness (MHz*mm)');
ylabel('Group Velocity (m/s)');
zoom on;
grid;
hold;

figure(7)
Title(titr5);
xlabel('Frequency * Thickness (MHz*mm)');
ylabel('Velocity (m/s)');
zoom on;
grid;
hold;

```

A3.2.3 Lamb_plot.m

```

function y = lamb_plot(fh2,Vp,fh2b,Vg,Mode)

% Cette fonction est le module de Lamb.m permettant de tracer
% les courbes calculées dans les figures correspondantes.

if Mode == 1

    % Modes antisymétriques.

    figure(1)
    plot(fh2, (Vp));

    figure(3)
    plot(fh2b, (Vg));

    figure(5)
    plot(fh2, (Vp), 'r');

    figure(6)
    plot(fh2b, (Vg), 'r');

    figure(7)
    plot(fh2b, (Vg), 'r');
    plot(fh2, Vp);

else

    % Modes symétriques.

    figure(2)
    plot(fh2, (Vp));

```

```
figure(4)
plot(fh2b, (Vg));

figure(5)
plot(fh2, (Vp));

figure(6)
plot(fh2b, (Vg));

figure(7)
plot(fh2b, (Vg), 'r');
plot(fh2, Vp)

end
```

ANNEXE 4

ALGORITHME LAMB-SAFT

L'algorithme Lamb-SAFT présenté ici est en langage de programmation Matlab. Il est constitué des modules « LambSAFT.m » (module principal) et des sous-modules « Lamb_for_SAFT.m » (calcul des courbes de dispersion), « FFT_SAFT_for_disp.m » (procédure F-SAFT) et « FFT_SAFT_disp.m » (procédure Lamb-SAFT).

A4.1 Module principal : « LambSAFT.m »

```
function [x,y] = LambSAFT(Matrx,Excitation)

% Cette fonction est le module principal de l'algorithme
% Lamb-SAFT et effectue la reconstruction de type SAFT d'une
% inspection par ondes de Lamb. La variable de sortie "x"
% donne le résultat du F-SAFT standard alors que "y" renvoie
% le résultat de la procédure Lamb-SAFT.
%
% La matrice "Matrx" est le B-scan provenant de l'inspection.
% Cette matrice doit être sous la forme de
% Matrx(1:# de points par signal , 1:# de signaux).
% Le vecteur "Excitation" est le signal temporel envoyé
% au transducteur. Celui-ci sert à sélectionner la bande de
% fréquences conservée pour les calculs.
%
% René Sicard, juin 2000.

[p,q] = size(Matrx);

% Ces menus permettent à l'utilisateur de spécifier les
% caractéristiques de l'inspection (mode généré, épaisseur de
% la plaque, fréquence, etc.).

menS1 = menu('Avez-vous employé un sabot (wedge)?','Oui','Non');
Wedge = menS1;
Vsabot = 0;
```

```

Dsabot = 0;
if menS1 == 1
    menS2 = menu(...
        'Quelle est la vitesse de propagation dans le sabot?',...
        '2720 m/s', 'Autre');
    if menS2 == 1
        Vsabot = 2720; % (m/s)
    else
        Vsabot = input('Vitesse dans le sabot (m/s) : ');
    end
    menS3 = menu(...
        'Quelle est la distance de propagation dans le sabot ?',...
        '3.7 cm', 'Autre');
    if menS3 == 1
        Dsabot = 0.037; % (m)
    else
        Dsabot = input(...
            'Distance de propagation dans le sabot (cm) : ');
        Dsabot = Dsabot/100;
    end
end

menT = menu('Quelle est la fréquence du transducteur employé?',...
    '1 MHz', '1.9 MHz', 'Autre');
if menT == 1
    fr = 1e6; % (Hz)
elseif menT == 2
    fr = 1.9*1e6;
else
    fr = input('Fréquence du transducteur (Mhz) : ');
    fr = fr*1e6;
end

men1 = menu('Type de mode employé?', 'Symétrique', 'Antisymétrique');
Type = men1;

men1 = menu('Ordre du mode employé?', '0', '1', 'Autre');
if men1 == 3
    Ordre = input('Ordre du mode : ');
end
if men1 < 3
    Ordre = men1 - 1;
end

men2 = menu('Épaisseur de la plaque (mm)', '0.5 mm', '1 mm', '1.5',...
    '2 mm', 'Autre');
if men2 == 1
    Thickness = 0.5e-3; %en mètres
elseif men2 == 2
    Thickness = 1e-3; %en mètres
elseif men2 == 3
    Thickness = 1.5e-3; %en mètres
elseif men2 == 4
    Thickness = 2e-3; %en mètres

```

```

elseif men2 == 5
    Thickness = input('Épaisseur de la plaque (mm) : ')*1e-3;
end

men3 = menu('Fréquence d'échantillonnage (MHz)', '5 MHz', ...
    '10 MHz', '20 MHz', 'Autre');
if men3 == 1
    sampling_frequency = 5e6; %En Hertz
elseif men3 == 2
    sampling_frequency = 10e6;
elseif men3 == 3
    sampling_frequency = 20e6;
elseif men3 == 4
    sampling_frequency = ...
        input('Fréquence d'échantillonnage (MHz) : ')*1e6;
end

men4 = menu('Incrément entre les scans (mm)', '0.5 mm', '1 mm', ...
    '2 mm', 'Autre');
if men4 == 1
    spacing = 0.5e-3; % (m)
elseif men4 == 2
    spacing = 1e-3;
elseif men4 == 3
    spacing = 2e-3;
elseif men4 == 4
    spacing = input('Incrément entre les scans (mm) : ')*1e-3;
end

% Calcul du pas de fréquence des spectres.

Del_freq = sampling_frequency/(p-1);
% (Pas divisé par deux parce que le spectre est multiplié par 2.)

% Vecteur de l'échelle de fréquences.

freqsss(1:p/2) = (0:p/2-1)*Del_freq;

% Affichage du spectre fréquentiel du signal d'excitation

fftFA = fft(Excitation);
figure(12)
plot(freqsss/1e6, abs(fftFA(1:p/2)))
title('Emitted Signal Frequency Spectrum');
xlabel('Frequency (MHz)');

% Sélection de la bande de fréquences par la méthode -6 dB,
% i.e. largeur à mi-hauteur

a = min(find(abs(fftFA(1:p/2)) >= max(abs(fftFA(1:p/2)))/2));
b = max(find(abs(fftFA(1:p/2)) >= max(abs(fftFA(1:p/2)))/2));

% Affichage à l'écran des limites de cette bande de fréquences

```

```

fmin = freqsss(a)/1e6      % (MHz)
fmax = freqsss(b)/1e6

% Pour le calcul des courbes, les limites de la bande de
% fréquences sont élargies d'un pas fréquentiel (nécessaire
% au calcul de la courbe des vitesses de groupe).

StartFre = freqsss(a - 1);
EndFre = freqsss(b + 1);

% Annulation des composantes fréquentielles indésirées.

fftfA(1:a,:) = 0;
fftfA(b:p,:) = 0;

% Affichage de la bande de fréquences conservée.

figure(2)
plot(freqsss/1e6,abs(fftfA(1:p/2)))
title('Frequency Spectrum Kept for SAFT Processings');
xlabel('Frequency (MHz)');

clear fftfA freqsss

% Lancement du module Lamb_for_saft.m pour le calcul de la courbe
% de dispersion désirée.

[Vg, Velocities, Frequencies] = lamb_for_saft(Type, Ordre, StartFre, ...
    Del_freq/2, EndFre, Thickness);

% Extraction des paramètres constants pour les calculs du F-SAFT
% où "velocity" est la vitesse de phase à la fréquence donnée par
% "freqncy", "vitesse" est la vitesse de groupe correspondante
% et "freqncy" est la fréquence présente dans le spectre la plus
% rapprochée de celle de l'onde générée, soit "fr".

velocity = Velocities(max(find(Frequencies < fr)))
vitesse = Vg(max(find(Frequencies < fr)))
freqncy = Frequencies(max(find(Frequencies < fr)))

% Lancement des modules FFTsaft_for_disp et FFT_Saft_Dispatch qui
% effectuent respectivement les procédures F-SAFT et Lamb-SAFT.

x = FFTsaft_for_disp(Matrx, velocity, vitesse, sampling_frequency, ...
    spacing, a, b, Wedge, Vsabot, Dsabot);
y = fft_Saft_Dispatch(Matrx, vitesse, Velocities, Frequencies, ...
    sampling_frequency, spacing, a, b, Wedge, Vsabot, Dsabot);

```

A4.2 Module « Lamb_for_SAFT.m »

```
function [x,y,z] = Lamb_for_SAFT(Modde,Orrdre,StartFre,Freqstep,...
    EndFre,Thickness)

% Cette fonction est un module appelé par dispersive_saft.m. Il effectue
% le calcul des courbes de dispersion correspondant à la bande de
% fréquences sélectionnée pour les calcul de la procédure Lamb-SAFT.
%
% (c) René Sicard, Juin 2000.

% Pour le calcul de la courbe de vitesses de groupe, l'intervalle
% supérieur de la bande de fréquences est augmenté.

EndFre = EndFre + 2*Freqstep;

% Vecteur des fréquences.

Frequencies = StartFre:Freqstep:EndFre;

% Identification du mode employé.

if Modde == 1
    Mo = 'S';
else
    Mo = 'A';
end

THE_Mode = cat(2,Mo,num2str(Orrdre))

Other = 'Other';
Contin = 'Continue';
Start_menu = 0;

% Ce menu permet de sélectionner le matériau pour lequel les courbes
% doivent être tracées. Dans le cas où l'option "Other" est sélectionnée,
% l'utilisateur doit lui-même entrer les vitesses longitudinales et
% transversales du matériau. Il peut également modifier les vitesses
% données par défaut au menu suivant.

while Start_menu < 5

    Passage = Start_menu;
    Start_menu = menu('Type of Material','Steel','Aluminium',Other,Contin);
    if Start_menu == 1
        material = 'Steel';
        VT = 3260;      % (m/s)
        VL = 5960;
        Contin = cat(2,'Continue with ',material,'?');
    end
    if Start_menu == 2
        material = 'Aluminium';
        VT = 3150;
```

```

    VL = 6150;
    Contin = cat(2, 'Continue with ', material, ' ?');
end
if Start_menu == 3
    material = input('Type of material : ', 's');
    Other = material;
    VT = input('Transversal Velocity (m/s) : VT = ');
    VL = input('Longitudinal Velocity (m/s) : VL = ');
    Contin = cat(2, 'Continue with ', material, ' ?');
end
if Start_menu == 4
    if Passage == 0
        Start_menu = 0;
    else
        Start_menu = 5;
    end
end
end
end

men1 = 0;
while men1 < 3

    Trans = cat(2, 'VT = ', num2str(VT));
    Longi = cat(2, 'VL = ', num2str(VL));
    men1 = menu(material, cat(2, Trans, ' (m/s)'), cat(2, Longi, ' (m/s)'), ...
        'Continue');

    if men1 == 1
        VT = input('VT (m/s) = ');
    end
    if men1 == 2
        VL = input('VL (m/s) = ');
    end
end

t0 = clock;

% Préparation des graphiques pour les 2 types de courbes à tracer.

titr1 = cat(2, THE_Mode, ' Dispersion Curve for Lamb Waves in ', ...
    material, ' (', Trans, ' m/s / ', Longi, ' m/s)');

figure(4)
Title(titr1);
xlabel('Frequency * Thickness (MHz*mm)');
ylabel('Phase Velocity (m/s)');
zoom on;
grid;
hold;

figure(5)
Title(titr1);
xlabel('Frequency * Thickness (MHz*mm)');
ylabel('Group Velocity (m/s)');

```

```

zoom on;
grid;
hold;

% Détermination du paramètre Alpha de l'équation de dispersion en fonction
% du type de mode sélectionné.

if Mo == 'A'
    Alpha = pi/2;
else
    Alpha = 0;
end

% La variable "h" représente la demi-épaisseur de la plaque et est donnée
% en mètres.

h = Thickness/2;

%Calcul des fréquences de coupure jusqu'au mode sélectionné (si nécessaire)

Modes = Orrdre;

if Modes > 0
    if Mo == 'A'
        for NM = 1:Modes
            if ceil(NM/2) ~= floor(NM/2)
                fc1(NM) = NM*VT/(4*h);
            else
                fc1(NM) = NM*VL/(4*h);
            end
        end
    else
        for NM = 1:Modes
            if ceil(NM/2) ~= floor(NM/2)
                fc1(NM) = NM*VL/(4*h);
            else
                fc1(NM) = NM*VT/(4*h);
            end
        end
    end
end

end

% Ordre d'apparition des modes selon la fréquence de coupure.

[fc2 Ax] = sort(fc1);

% Initialisation des vecteurs de vitesse.

Vp = [0];
Vg = [0];

% Début du calcul ; la variable "StartFre2" est la fréquence de départ
% employée pour le calcul de chaque courbe.

```

```

for NoM = 0:Modes

if NoM == 0
    int = 2000;
    StartFre2 = StartFre;
    LeMode = cat(2,Mo,'0');
    LesModes(1) = {LeMode};
end

if NoM > 0

    % Fréquence de coupure du mode traité.

    fcA = fc2(NoM);

    if Frequences(1) > fcA

        % Lorsque la fréquence de départ spécifiée à l'entrée de la
        % fonction est supérieure à la fréquence de coupure du mode
        % calculé, une nouvelle fréquence de départ est déterminée.
        % Elle correspond à la plus petite fréquence supérieure à la
        % fréquence de coupure respectant la condition
        % "f = StartFre - n*Freqstep", pour un "n" entier.
        % Le délai correspondant à la différence entre cette nouvelle
        % fréquence et StartFre est considéré à la variable "Retard"
        % afin de retrouver la bande de fréquences voulue à la fin
        % des calculs.

        f = Frequences(1);
        b = 0;
        while f > fcA
            b = b + 1;
            f = f - Freqstep;
        end
        Retard = b;
        StartFre2 = f + Freqstep;
        Condition = 'OUI';

    else

        % Situation inverse alors que la fréquence de coupure est
        % plus élevée que StartFre. Dans ce cas-ci, le début du
        % calcul est déplacé au-deça de la fréquence de coupure et
        % le délai correspondant à la bande de fréquences laissée
        % de côté est considérée dans la variable "Retard".

        Retard = min(find(Frequences > fcA))
        StartFre2 = Frequences(Retard);
        Condition = 'NON';
    end

    % Vérification que le mode existe dans l'intervalle de fréquences.

```

```

if StartFre2 < EndFre
    Mod = Ax(NoM);
    LeMode = cat(2,Mo,num2str(Mod));
    LesModes(NoM + 1) = {LeMode};
    nA = Retard;

    if nA == 0
        nA = 1;
    end

    % Calcul des intervalles de départ pour la fonction FZERO.

    if StartFre2 > StartFre
        int1 = Vp(nA) + 100;
    else
        if NoM == 1

            % Pour les modes antisymétriques, la vitesse de Rayleigh
            % du matériau est employée par appel de la fonction
            % "int_rayleigh.m". Pour les modes symétriques, la valeur
            % moyenne des vitesses longitudinales et transversales est
            % utilisée.

            if Mo == 'A'
                int1 = int_rayleigh(VT,VL);
            else
                int1 = (VL+VT)/2;
            end
        end
    end
    int2 = 1.79e308;

    % Mise en mémoire de la courbe du mode fondamental calculé
    % précédemment.

    Vt = Vp(nA:length(Vp));

end

% Initialisation des vecteurs des vitesses.

Vp = [0];
Vg = [0];

end

Omegaa = [0];
fh2 = [0];
fh2b = [0];

% Calcul des solutions.

if StartFre2 < EndFre

```

```

a = 0;
for fA = StartFre2:Freqstep:EndFre

    omega = 2*pi*fA;
    a = a + 1;
    Omegaa(a) = omega;

    VT2 = num2str(VT,100);
    VL2 = num2str(VL,100);
    omega2 = num2str(omega,100);
    h2 = num2str(h);
    Alpha2 = num2str(Alpha,100);

    % Équation de dispersion générale.

A = cat(2,'real(( ( 2/(x^2)-(1/VT2)^2 )^2*cos(' ,omega2,...
' * sqrt((1/VL2)^2 - (1/x)^2)*',h2,'+',Alpha2,...
')*sin(' ,omega2,' * sqrt((1/VT2)^2 - (1/x)^2)*',h2,...
'+',Alpha2,')+ 4*(1/x)^2*(1/omega2)^2*',omega2,...
' * sqrt((1/VL2)^2 - (1/x)^2)*',omega2, ...
' * sqrt((1/VT2,...
')^2 - (1/x)^2)*sin(' ,omega2,' * sqrt((1/VL2,...
')^2 - (1/x)^2)*',h2,'+',Alpha2,')*cos(' ,omega2,...
' * sqrt((1/VT2,')^2 - (1/x)^2)*',h2,'+',Alpha2,') )'...
...
,'+', 'imag(( ( 2/(x^2)-(1/VT2)^2 )^2*cos(' ,omega2,...
' * sqrt((1/VL2)^2 - (1/x)^2)*',h2,'+',Alpha2,...
')*sin(' ,omega2,' * sqrt((1/VT2)^2 - (1/x)^2)*',h2,...
'+',Alpha2,')+ 4*(1/x)^2*(1/omega2)^2*',omega2,...
' * sqrt((1/VL2)^2 - (1/x)^2)*',omega2, ...
' * sqrt((1/VT2,...
')^2 - (1/x)^2)*sin(' ,omega2,' * sqrt((1/VL2,...
')^2 - (1/x)^2)*',h2,'+',Alpha2,')*cos(' ,omega2,...
' * sqrt((1/VT2,')^2 - (1/x)^2)*',h2,'+',Alpha2,') )' );

if NoM > 0

    % Calcul de la solution de la vitesse de phase présente à
    % l'intérieur des intervalles de vitesse int1A et int2A.
    % (Modes d'ordres supérieurs).

    Vp(a) = ( fzero(A,[int1,int2]) );

    % Calcul des intervalles employés pour la prochaine itération.

    int2 = Vp(a) + 15; % Le terme additif doit être réduit pour
                       % les matériaux dont les vitesses long.
                       % et trans. sont faibles.

    if fA > StartFre
        if (a) < length(Vt)
            int1 = Vt(a) + 15;
            intT = int1;
        else

```

```

        int1 = intT;
    end
    else
        int1 = Vt(a) + 15;
    end

else

    % Calcul des solutions pour les modes fondamentaux.

    Vp(a) = fzero(A,int);

    % Calcul du nouvel intervalle pour la prochaine itération.

    int = Vp(a);

end

% Vecteur des fréquences*épaisseur.

fh2(a) = 2*fA*h/1000;      % En MHz*mm

% Calcul des vitesses de groupe.

if a > 1
    Vg(a-1) = abs( ( Omegaa(a) - Omegaa(a-1) )/( Omegaa(a)/Vp(a)...
        - Omegaa(a-1)/Vp(a-1) ) );
    Newf(a-1) = (Omegaa(a) - (Omegaa(a)-Omegaa(a-1))/2 )/(2*pi);

    % Nouveaux produits fréquence*épaisseur en MHz*mm

    fh2b(a-1) = 2*Newf(a-1)*h/1000;

end
end
end
end

% Affichage des Modes calculés dans l'ordre. Le mode voulu est le dernier
% à être affiché.

LesModes

% Réorganisation des vecteurs de vitesse et de fréquences pour la sortie en
% fonction du type de délai appliqué.

if Orrdre > 0

    if Mo == 'A'
        Vg = Vg(Retard + 1:length(Vg));
        size(Vg)
        Vp = Vp(Retard:length(Vp)-2);
        size(Vp)
        fh2 = fh2(Retard:length(fh2)-2)/(2*h/1000);
    end
end

```

```

    size(fh2)
else
    VgT = zeros(1,length(Vg)-2+Retard);
    VgT(Retard:length(VgT)) = Vg(2:length(Vg));
    Vg = VgT;

    VpT = zeros(1,length(Vp)-3+Retard);
    VpT(Retard+1:length(VpT)) = Vp(2:length(Vp)-2);
    Vp = VpT;

    fhT = zeros(1,length(fh2)-3+Retard);
    fhT(1:Retard) = (StartFre:Freqstep:(fh2(1)*1000))/1000;
    fhT(Retard+1:length(fhT)) = fh2(2:length(fh2)-2);
    fh2 = fhT/(2*h/1000);

end
else
    Vg = Vg(2:length(Vg)-1);
    size(Vg)
    Vp = Vp(2:length(Vp)-2);
    size(Vp)
    fh2 = fh2(2:length(fh2)-2)/(2*h/1000);
    size(fh2)
end

% Variables de sortie (une valeur sur deux est conservée puisque le
% pas fréquentiel à l'entrée de la fonction est divisé par deux.

x = Vg(1:2:length(Vg));
y = Vp(1:2:length(Vp));
z = fh2(1:2:length(fh2));

% Affichage des courbes sur leurs graphiques respectifs.

figure(4)
plot(z*(2*h/1000),y);
hold;

figure(5)
plot(z*(2*h/1000),x);
hold;

temps_ecoule = etime(clock,t0)

```

Cette fonction fait appel à « Int_Rayleigh.m » pour le calcul de la vitesse de Rayleigh du matériau. Cette fonction est la suivante :

```
function y = int_rayleigh(VT,VL)

% Cette fonction donne la vitesse de Rayleigh d'un matériau.
% (c) René Sicard, July 31, 2000.

% Début du calcul.

ksi = VT/VL;

% Coefficients du polynôme d'ordre 6 (équation de Rayleigh). Le
% polynôme est exprimé en puissances de VR/VT, où VR est la vitesse
% de Rayleigh.

eta = [1,0,-8,0,8*(3-2*ksi^2),0,- 16*(1-ksi^2)];

% Calcul des 6 solutions possibles.

VV = roots(eta);

% Extraction de la solution correspondant à un matériau réel
% (0 < coeff. de Poisson < 0.5) ; c'est la seule solution réelle
% et positive.

pos = find(abs(real(VV)) + imag(VV) == real(VV));

% Calcul de la vitesse de Rayleigh.

VR = VV(pos)*VT;

% Variable de sortie.

y = VR;
```

A4.3 Module « FFT_SAFT_for_disp.m »

```
function Defect = FFTsaft_for_disp(A,velocity,Vg,sampling_frequency,...
    spacing,a,b,Wedge,Vsabot,Dsabot)

% Cette fonction, appelée par "LambSAFT.m", permet de
% produire une image par le F-SAFT conventionnel en employant
% les mêmes paramètres que pour le Lamb-SAFT. La vitesse
% de phase constante considérée est celle calculée pour la
% fréquence d'émission.
%
% René Sicard, Juin 2000.

[Ax Ay] = size(A);

% Calcul du pas de fréquences.

Del_freq = sampling_frequency/(Ax-1);

% FFT temporelle de la matrice de données.

fftfA = fft(A);

fftA = fftfA';

% FFT spatiale de la matrice.

fftB = fft(fftA);

C = fftB;

% Transformation sur l'échelle des FFT temporelles afin
% d'obtenir les données sous la forme
% -sampling_frequency/2 : sampling_frequency/2

for fsd = 1:Ax
    C(:,fsd) = fftshift(C(:,fsd));
end

fftA = C';

% Initialisation de la matrice de résultats.

Temp = zeros(Ax,Ay);

for zz = 1:Ax

    % Calcul de la profondeur à partir de la vitesse de groupe.

    z = zz*Vg/(sampling_frequency)/2;
    zaxx(zz,1) = (zz-1)*Vg/(sampling_frequency)/2*1000-Dsabot*1000;

    % Calcul du vecteur de nombres d'ondes pour l'échelle spatiale.
```

```

kx(zz,:) = -1/(2*spacing):1/(spacing*(Ay-1)):1/(2*spacing);

% Calcul en fonction de la présence d'un sabot ou non.

if z > Dsabot
    for xx = a:b

        % Calcul de la fréquence
        f = xx*Del_freq;

        % Si un sabot est employé, son rétro-propagateur ne tient pas
        % compte de kx. Si aucun sabot n'est employé, son
        % rétro-propagateur est fixé à 1 (aucun effet sur le résultat).

        if Wedge == 1
            Sabot = exp(2*pi*i*Dsabot*sqrt(2*f/Vsabot)^2);
        else
            Sabot = 1;
        end

        % Calcul du champs transformé.

        Temp(zz,:) = Temp(zz,:) + fftA(xx,:).*Sabot...
            .*exp(2*pi*i*(z-Dsabot)*sqrt((2*f/velocity)^2 - kx(zz,:).^2));
    end
else
    for xx = a:b

        % Pour un "z" plus grand que la distance de propagation dans le
        % sabot, son rétro-propagateur est constant. Il est égal à 1 si
        % aucun sabot n'a été employé.

        f = xx*Del_freq;
        if Wedge == 1
            Sabot = exp(2*pi*i*z*sqrt(2*f/Vsabot)^2);
        else
            % Cette fonction Sabot est le rétro-propagateur des ondes
            % de Lamb
            % multipliée par 1, le rétro-propagateur du sabot lorsqu'il n'y
            % en a pas. La notation peut porter à confusion, mais c'est
            % plus simple à programmer ainsi.

            Sabot = exp(2*pi*i*z*sqrt((2*f/velocity)^2 - kx(zz,:).^2));
        end

        % Champs transformé.

        Temp(zz,:) = Temp(zz,:) + fftA(xx,:).*Sabot;
    end
end
end
end

```

```

% Transformée spatiale inverse pour obtenir un résultat du type B(x,z).
Defect1 = ifft(Temp');

% Axe des positions d'inspection.
xaxx = 1000*spacing*(0:Ay-1);

% Variable de sortie.
Defect = (Defect1');

% Affichage du résultat.

Titre2 = 'Result of F-SAFT processing';
EnX = 'Scan distance (mm)';
EnY = 'Depth (mm)';

figure(25)
imagesc(xaxx, zaxx, abs(Defect))
title(Titre2)
xlabel(EnX)
ylabel(EnY)

```

A4.4 Module « FFT_SAFT_disp.m »

```

function y = fft_saft_disp(A,vitesse,velocities,frequencies,...
    sampling_frequency,spacing,a,b,Wedge,Vsabot,Dsabot)

% Cette fonction, appelée par "LambSAFT.m", permet de
% produire une image par la procédure Lamb-SAFT.
%
% René Sicard, Juin 2000.

[Ax Ay] = size(A);

% Calcul du pas de fréquences.
Del_freq = sampling_frequency/(Ax-1);

% FFT temporelle de la matrice de données.
fftfA = fft(A);
fftA = fftfA';

% FFT spatiale de la matrice.
fftB = fft(fftA);

```

```

C = fftB;

% Transformation sur l'échelle des FFT temporelles afin
% d'obtenir les données sous la forme
% -sampling_frequency/2 : sampling_frequency/2

for fsd = 1:Ax
    C(:,fsd) = fftshift(C(:,fsd));
end

fftA = C';

% Initialisation de la matrice de résultats.

Temp = zeros(Ax,Ay);

for zz = 1:Ax

    % Calcul de la profondeur à partir de la vitesse de groupe.
    z = zz*vitesse/(sampling_frequency)/2;

    % Vecteur des nombres d'onde spatiaux.

    kx(zz,:) = -1/(2*spacing):1/(spacing*(Ay-1)):1/(2*spacing);

    hhh = 0;

    % Calcul en fonction de la présence d'un sabot ou non.

    if z > Dsabot
        for xx = a:b

            % Fréquence.

            f = xx*Del_freq;

            % Si un sabot est employé, son rétro-propagateur ne tient pas
            % compte de kx. Si aucun sabot n'est employé, son
            % rétro-propagateur est fixé à 1 (aucun effet sur le résultat).

            if Wedge == 1
                Sabot = exp(2*pi*i*Dsabot*sqrt(2*f/Vsabot)^2);
            else
                Sabot = 1;
            end
            hhh = hhh+1;

            % Extraction de la vitesse de groupe correspondant à la fréquence
            % actuelle.

            velocity = velocities(hhh);

            % Si cette vitesse est nulle, le mode généré n'existe alors pas
            % à cette fréquence et sa contribution est ramenée à zéro à l'aide

```

```

% de la variable Sabot.

if velocity == 0
    Sabot = 0;
end

% Champs transformé.

Temp(zz,:) = Temp(zz,:) + fftA(xx,...
    .*Sabot.*exp(2*pi*i*(z-Dsabot)*sqrt( (2*f/velocity)^2 -...
    kx(zz,).^2 ) );

end

else
% Pour un "z" plus grand que la distance de propagation dans le
% sabot, son rétro-propagateur est constant. Il est egal à 1 si
% aucun sabot n'a été employé.

for xx = a:b

    f = xx*Del_freq;
    if Wedge == 1
        Sabot = exp(2*pi*i*z*sqrt(2*f/Vsabot)^2);
    else

        % Cette fonction Sabot est le rétro-propagateur des ondes
        % de Lamb multipliée par 1, le rétro-propagateur du sabot
        % lorsqu'il n'y en a pas. La notation peut porter à confusion,
        % mais c'est plus simple à programmer ainsi.

        Sabot = exp(2*pi*i*z*sqrt( (2*f/velocity)^2 - kx(zz,).^2 ) );
    end

    hhh = hhh+1;

    % Extraction de la vitesse de phase correspondant à la fréquence.
    velocity = velocities(hhh);

    % Condition d'existence du mode à la fréquence.

    if velocity == 0
        Sabot = 0;
    end

    % Champs transformé.

    Temp(zz,:) = Temp(zz,:) + fftA(xx,...*Sabot;

end
end

end

```

```

% FFT spatiale inverse pour obtenir une solution sous la forme B(x,z).
Defect1 = ifft(Temp');

% Vecteurs distance (xaxx) et profondeur (zaxx).

xaxx = 1000*spacing*(0:Ay-1); %mm
zaxx = 1000*(0:Ax-1)*vitesse/sampling_frequency/2-...
    Dsabot*1000; % mm

% Résultat

Defect = (Defect1');

% Variable de sortie.

y = Defect;

% Affichage du B-scan des données brutes et du résultat du Lamb-SAFT.

Titre1 = 'B-scan of Rough Data';
Titre2 = 'Result of Lamb-SAFT processing';
EnX = 'Scan distance (mm)';
EnY = 'Depth (mm)';

figure(16)
imagesc(xaxx, zaxx, abs(A))
title(Titre1)
xlabel(EnX)
ylabel(EnY)

figure(26)
imagesc(xaxx, zaxx, abs(Defect))
title(Titre2)
xlabel(EnX)
ylabel(EnY)

```



```

%b = zeros(Nb_pt_h,1);
%b(1) = dt;
%B_Q_Bt=b*Q*b';

% Conditions initiales
%
P = eye(Nb_pt_h);
Ip = eye(Nb_pt_h);

%P = F*P*F' + B_Q_Bt;

PP(2:Nb_pt_h,2:Nb_pt_h) = P(1:Nb_pt_h-1,1:Nb_pt_h-1);
PP(1,2:Nb_pt_h) = P(1,1:Nb_pt_h-1);
PP(2:Nb_pt_h,1) = P(1:Nb_pt_h-1,1);
PP(1,1) = P(1,1) + Q_R*(dt^2);
P = PP;

P_h = P*h;

K1 = P_h*inv( h'*P_h + 1 );
P = ( Ip - K1*h' )*P;

% D,termination de la valeur initiale de xe, xe(:,1)
% a l'aide de l',quation de RICCATI

k = 0;
Erel_K = 1;

while ( k < Nb_pt ) & ( Erel_K > 1e-5 )

k=k+1;

% P = F*P*F' + B_Q_Bt;
% K2 = P*h*inv( h'*P*h + 1 );

PP(2:Nb_pt_h,2:Nb_pt_h) = P(1:Nb_pt_h-1,1:Nb_pt_h-1);
PP(1,2:Nb_pt_h) = P(1,1:Nb_pt_h-1);
PP(2:Nb_pt_h,1) = P(1:Nb_pt_h-1,1);
PP(1,1) = P(1,1) + Q_R*(dt^2);
P = PP;
P_h = P*h;
K2 = P_h*inv( h'*P_h + 1 );
P = ( Ip - K2*h' )*P;

Erel_K(k) = sqrt( sum((K2 - K1).^2) / sum(K2.^2) );
K1 = K2;

% [ k Erel_K(k) ]

end
Erel_K = Erel_K';
K_kal = K2;

```



```

F_z = [ z(1) ; z(1:Nb_pt_h-1) ];

% ye(k) = h'*F*z;
ye(k) = h'*F_z;

i(k) = yb(k) - ye(k);
% z = F*z + K_kal*i(k);
z = F_z + K_kal*i(k);

%
% Contrainte de positivite, sur x_kal
%
for n = 1:Nb_pt_h
    if z(n) < 0
        z(n) = z(n)*C;
    % z(n) = z(n)*C;
    end
end

% x_fkal(k) = z(retard);
x_fkal(k) = z(Nb_pt_h); % apres verification le 26 janvier 1994

end

x_fkal = x_fkal'; % /dt;
z = z; % /dt;
i = i';
ye = ye';

for k = 1:Nb_pt_h
    x_fkal(Nb_pt_x+k-1) = z(Nb_pt_h-k+1);
end

%xr = x_fkal;

xr = x_fkal(retard : Nb_pt_x + retard-1);

%xr = x_fkal(retard/2 : Nb_pt_x + retard/2 - 1);

```

ANNEXE 6

COMPTE-RENDUS DU CONGRÈS CANADIEN SUR L'HYDROGÈNE

Cette annexe renferme le texte portant sur les résultats obtenus avec la méthode de déconvolution basée sur le filtre de Kalman présenté pour le proceeding du Congrès canadien sur l'hydrogène qui s'est tenu à Québec en mai 2000.

A KALMAN-BASED DECONVOLUTION TECHNIQUE APPLIED TO ULTRASONIC IMAGING OF FIBROUS COMPOSITE HYDROGEN RESERVOIRS : PRELIMINARY RESULTS

R. Sicard [†], D. Massicotte ^{†*}, J. Goyette [†], D. Zellouf [†] and T. K. Bose [†]

[†] Institut de recherche sur l'hydrogène,
Département de Génie Électrique,
Université du Québec à Trois-Rivières
C.P.500, Trois-Rivières, Québec, Canada, G9A 5H7
Phone : 1-(819)-376-5108
FAX : 1-(819)-376-5164

E-mail : {Rene_Sicard, Daniel_Massicotte, Jacques_Goyette, Djamel_Zellouf}@UQTR.UQuebec.Ca

ABSTRACT

Composite reservoirs are common in high-pressure storage of gaseous hydrogen and the cryogenic storage of liquid hydrogen. These tanks are subjected to a lot of stresses that can result in the propagation of cracks than can alter their fiability and safety. It is then necessary to perform tests on these reservoirs to find and locate such defects. Non-destructive testing using ultrasounds is a valuable approach to perform this kind of task. Unfortunately, ultrasonic testing of fibrous composite structures is made difficult because of the noise caused by the diffraction of the emitted wave on the fibres. Due to an overlap between the emitted pulse and noise spectra, standard filters are not efficient to eliminate such structure noise; it is therefore difficult to image clearly the defects present in these structures. We propose a deconvolution technique based on the Kalman filter to detect the different echoes coming from the tested specimen in order to perform ultrasonic imaging of its structure. Preliminary results of C-scan type images obtained from the deconvolution are presented here.

1. INTRODUCTION

Ultrasonic non-destructive testing of fibrous composite structures presents a major difficulty: noise is created by the diffraction of the waves on the fibers. This causes the noise and signal spectra to overlap so that standard filters are inefficient to eliminate such structure noise. For a thin structure, it is then difficult to separate the different reflections present in the sampled signals because this noise appears between the reflections, where we would expect to observe echoes due to flaws or defects. Deconvolution might be a good way to solve this problem and separate the reflections in order obtain information about the inner structure.

The main objective of this study is to apply a method of temporal deconvolution based on the Kalman filter to the bulk wave inspection of fibrous composite structures. The expected output of the filter is an estimate of the reflectivity function of the material. Preliminary results for the inspection of a hydrogen composite reservoir specimen are presented in the form of C-scan images.

2. KALMAN-FILTER-BASED DECONVOLUTION

A pulse-echo signal y_n can be represented as

$$y_n = w_n * r_n + \eta_n \quad (1)$$

where w_n is the impulse response of the reflected wave, r_n is the reflectivity function of the material and η_n is an additive noise. Deconvolution of y_n by known w_n results in the reflectivity function r_n embedded with an error that has to be minimized. In the state space, this measurement equation is [1]

$$y_n = \mathbf{w}^T \mathbf{z}_n + \eta_n \quad (2)$$

where the state vector \mathbf{z}_n is estimated by the Kalman filter by equation (3)

$$\hat{\mathbf{z}}_n = \underbrace{\Phi \hat{\mathbf{z}}_{n-1}}_{\text{Old value of the state}} + \underbrace{\mathbf{k}_\infty}_{\text{Stationary Kalman gain}} \left[y_n - \underbrace{\mathbf{w}^T \Phi \hat{\mathbf{z}}_{n-1}}_{\text{Estimate } \hat{y}_n \text{ given past observations}} \right] \quad (3)$$

Innovation

The estimated reflectivity function is given by

$$\hat{r}_n = \hat{\mathbf{z}}_n(\text{dim}(\mathbf{w})) \quad (4)$$

The stationary Kalman gain is pre-computed by convergence of the following process:

$$\Sigma_{0/0} = \mathbf{I} \quad (5)$$

$$\Sigma_{i/i-1} = \Phi \Sigma_{i-1/i-1} \Phi^T + \mathbf{b} \check{\beta} \mathbf{b}^T \quad (6)$$

$$\mathbf{k}_i = \Sigma_{i/i-1} \mathbf{w} (\mathbf{1} + \mathbf{w}^T \Sigma_{i/i-1} \mathbf{w})^{-1} \quad (7)$$

$$\Sigma_{i/i} = (\mathbf{I} - \mathbf{k}_i \mathbf{w}^T) \Sigma_{i/i-1} \quad (8)$$

where the regularization parameter $\check{\beta}$ is adjusted empirically to minimize the reconstruction error. The matrices $\Sigma_{i/i-1}$ and $\Sigma_{i/i}$ are respectively the normalized covariance matrices of the prediction error and of the estimation error while Φ is the state transition matrix. The reflectivity function gives information about the polarity, amplitude and time of occurrence of the reflections. Ideal results would be Dirac impulses.

3. IMPULSE RESPONSE HYPOTHESIS

In order to perform a good deconvolution, the impulse response of the reflected wave has to be well known or approximated. We decided to use the reflection of a bulk wave on a Plexiglas sample since its frequency response (frequency spectrum of the impulse response) is similar to the composite response, as shown in figure 1 (b) and (c). Figure 1 (a) shows that a quasi-perfect reflector such as an aluminum block cannot be used since its frequency response is too different to the composite response.

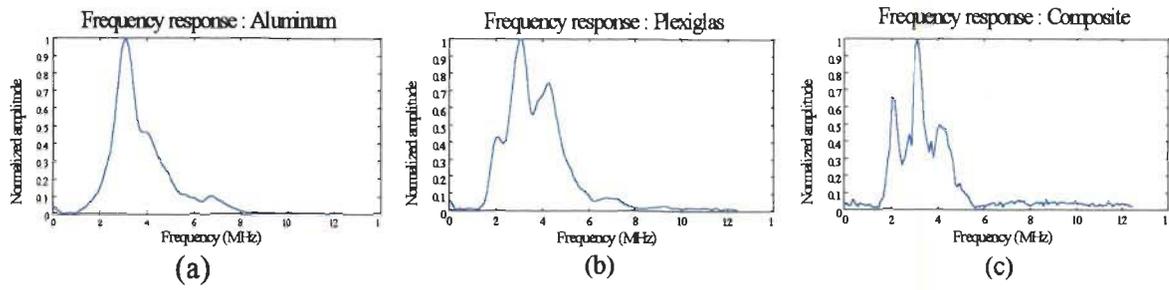


Figure 1. Frequency responses of (a) Aluminum; (b) Plexiglas; (c) Composite sample.

4. EXPERIMENTAL SETUP

A ~2 mm thick fibrous composite reservoir sample with 6 surface holes of different sizes drilled in its bottom was inspected in immersion with a 5 MHz focused piezoelectric transducer in a pulse-echo setting. Waves were focused on the bottom of the specimen. The surface covered by the inspection is 3,96 cm X 3,48 cm, with an increment of 0,04 cm.

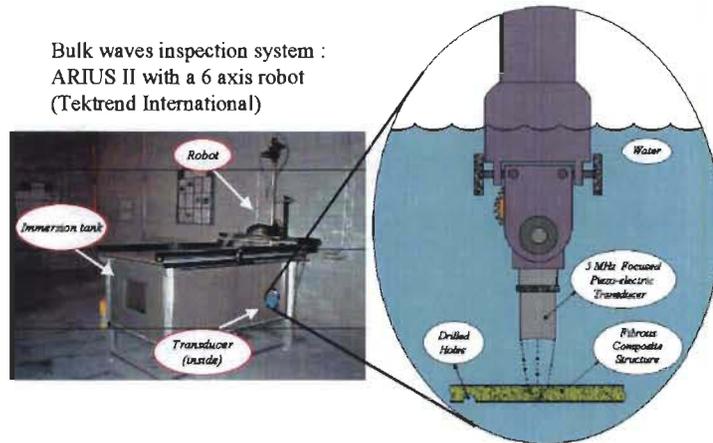


Figure 2. Immersion tank and transducer configuration

The stationary Kalman gain was computed with $\tilde{\beta} = 1 \times 10^{-3}$ (figure 3). The optimization criteria were a good separation of the reflections in the reflectivity functions, and a minimum of oscillations around them.

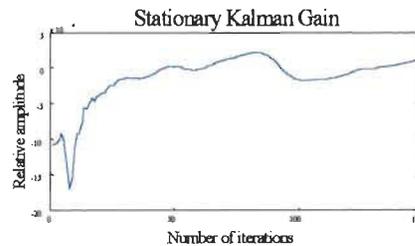


Figure 3. Stationary Kalman gain.

5. RESULTS AND DISCUSSION

A typical result of the deconvolution is presented in figure 4. Polarity and time of occurrence of the surface and bottom reflections are estimated correctly.

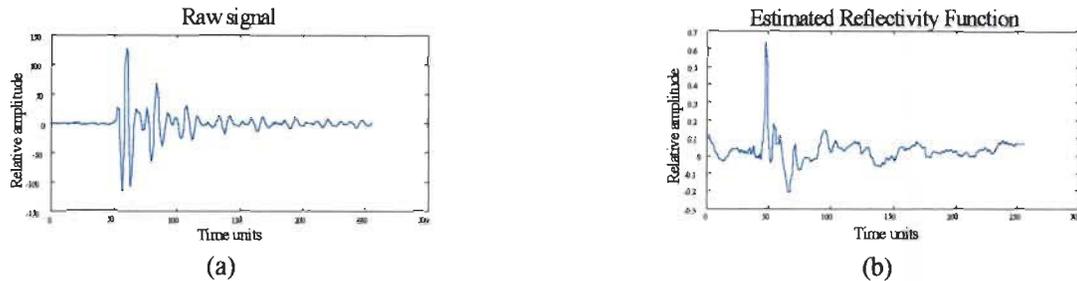


Figure 4. (a) Raw signal from the inspection ; (b) Estimated reflectivity function obtained for (a).

The C-scan images present the amplitude of the bottom surface reflection for each position of the inspection. While a temporal gate had to be imposed on the raw signals, the magnitude of the minimal value was taken from the reflectivity functions because the bottom surface reflection is inevitably the highest negative reflection (when higher than the reconstruction errors level).

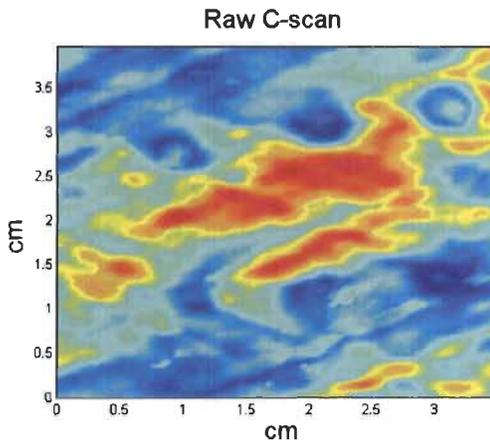


Figure 5. Raw C-scan

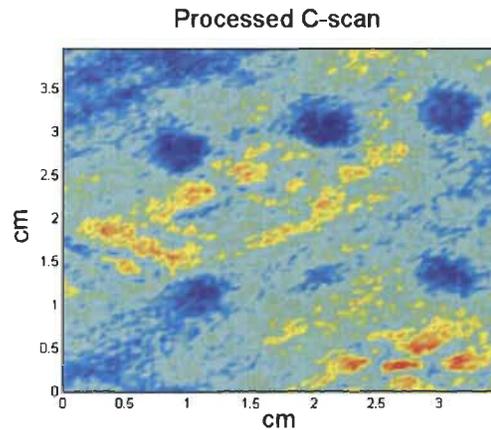


Figure 6. Deconvoluted signals C-scan

The deconvolution method (figure 6) strongly enhances the contrast between healthy and defect areas comparing to the raw C-scan (figure 5). Unfortunately, the top-left section is still interpreted as a defect. Considering its shape, this is probably due to a high concentration of fibers. Better results might be obtained with an impulse response measured on a good composite sample instead of Plexiglas.

6. CONCLUSION

These results tend to show that the Kalman-based deconvolution might be a good solution for the ultrasonic inspection of fibrous composite structures such as cryogenic hydrogen reservoirs.

7. REFERENCE

[1] A. Barwicz, D. Massicotte, Y. Savaria, M.-A. Santerre, and R. Z. Morawski, "An Integrated Structure for Kalman-Filter-Based Measurand Reconstruction", *IEEE Trans. Instrum. Measurement*, vol. 43, no. 3, pp. 403-410, June 1994.

8. ACKNOWLEDGEMENTS

This project was made possible by the support of Fonds des Priorités Gouvernementales en Sciences et Technologies (FPGST), Québec. The authors would like to thank M. Mohammed Chibani from H2T Technologies (Orleans, Ontario) for his precious help on the project and for the sample preparation. R.S. would also like to thank the Fonds pour la formations de Chercheurs et à l'Aide à la Recherche (FCAR Funds) for their financial support.