



**HAL**  
open science

# Étude de la propagation, réémission et transmission des ondes de Lamb en vue du Contrôle Non Destructif de structures de réacteurs nucléaires immergées en sodium liquide

Pierre Kauffmann

► **To cite this version:**

Pierre Kauffmann. Étude de la propagation, réémission et transmission des ondes de Lamb en vue du Contrôle Non Destructif de structures de réacteurs nucléaires immergées en sodium liquide. Acoustique [physics.class-ph]. Aix-Marseille Université; ED 353 Sciences pour l'ingénieur : Mécanique, Physique, Micro et Nanoélectronique, 2018. Français. NNT: . tel-01957078

**HAL Id: tel-01957078**

**<https://hal.science/tel-01957078>**

Submitted on 17 Dec 2018

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# Aix-Marseille Université

École doctorale 353

Sciences pour l'Ingénieur – Mécanique, Physique, Micro et Nanoélectronique

## THÈSE

Présentée pour obtenir le grade universitaire de docteur

*Spécialité : Acoustique*

par

Pierre KAUFFMANN

### **Étude de la propagation, réémission et transmission des ondes de Lamb en vue du Contrôle Non Destructif de structures de réacteurs nucléaires immergées en sodium liquide**

Soutenue le 8 Novembre 2018 devant le jury composé de :

François Baqué	Ingénieur - Expert sénior, CEA, Cadarache	<i>Invité</i>
Michel Castaings	Professeur, I2M, Bordeaux INP, Bordeaux	<i>Président</i>
Jean-François Chaix	Maître de conférences, LMA, Aix-en-Provence	<i>Examineur</i>
Gilles Corneloup	Professeur, LMA, Aix-en-Provence	<i>Directeur</i>
Philippe Guy	Maître de conférences, INSA, Lyon	<i>Examineur</i>
Alain Lhémercy	Directeur de recherche, CEA, Saclay	<i>Rapporteur</i>
Marie-Aude Ploix	Ingénieur chercheur, Protisvalor-LMA, Aix-en-Provence	<i>Co-directrice</i>
Catherine Potel	Professeur, LAUM, Le Mans	<i>Rapporteur</i>







# REMERCIEMENTS

---

Très souvent, je me suis demandé pourquoi écrire en dernier des « Remerciements » placés pourtant en exergue. Je croyais candidement que ces remerciements concernaient un certain nombre de personnes définies par défaut, à savoir encadrants, membres du jury, collègues, amis et famille. Je croyais également que si on se lançait dans l'écriture du manuscrit c'était que la thèse était « déjà gagnée ». Pauvre fou. Ce n'est qu'après avoir soutenu, que j'ai pris conscience que mener cette thèse à son terme, avait été une succession d'étapes très enrichissantes mais aussi très éprouvantes, et qu'au fond de moi, je n'avais jamais été tout à fait certain de les surmonter toutes. C'est parce que jusqu'au bout, j'ai ressenti cette incertitude qu'il m'était impossible d'écrire les remerciements avant d'être arrivé au terme. C'est aussi cette incertitude qui fait toute leur force car, sans toutes les personnes qui m'ont patiemment soutenues au cours de ces trois années, cette thèse n'aurait sans doute jamais vu le jour.

Un grand merci à toi Gilles pour avoir dirigé ce travail, pour tes idées de génies, numérotées de 1 à  $n$ , ce nombre trop grand qui, s'il était écrit, rendrait ce manuscrit pédant. Je te suis vraiment reconnaissant d'avoir relu le dernier chapitre en plein mois d'août et d'avoir pris la peine de m'envoyer des textos rassurants depuis l'autre bout du monde, simplement parce que j'en avais besoin.

Un grand merci à Marie-Aude pour sa relecture minutieuse et sa patience concernant l'orthographe. Merci aussi à Jean-François pour ses encouragements constants et son soutien sur les équations. Je suis également reconnaissant à Cécile pour la relecture.

Je suis particulièrement reconnaissant à François, qui m'a pris sous son aile dès mon arrivée au CEA et qui n'a cessé de m'encourager. Un grand merci à Olivier Gastaldi, chef de service, à Lionel Cachon, chef de projet, et à Jean-Philippe Jeannot, chef de laboratoire, qui m'ont chaleureusement accueilli dans leur structure au CEA. Je remercie aussi les membres de ces structures, à savoir Christian (dit Lulu), Fred, Fred, Gilles, Kevin, Matthieu, Denis, Marianne, Jessie, Pierre, Jérémie, Mathilde, Emmanuel, Michèle, Avent, Océane, et Lucas pour leur bonne humeur et leur soutien aussi bien moral qu'administratif. Merci aux « collaborateurs » du laboratoire sans qui cette thèse aurait été bien moins joyeuse : Laura, Tom, Samuel, Fatima, Elsa, Mélanie, Sanae, Souha et HP. Mention spéciale à Lilian, qui a partagé son bureau avec moi au CEA et dont les goûts musicaux douteux ont apporté rires et larmes au bureau et alentours.

L'avantage d'être rattaché à deux laboratoires différents est d'avoir deux fois plus de

collègues sur qui s'appuyer. Je tiens donc à remercier tous les collègues du LMA : Joseph, Vincent, Sandrine, Jean, Alban, Ivan, Cédric, Nathalie, Naïm, Cécile, ainsi que Flo de l'atelier qui a patiemment usiné des défauts dans la plaque qui est contrôlée au chapitre IV.4. Je remercie particulièrement les secrétaires toujours présentes et souriantes : Manue, Malkine (puisse ta retraite être parfaite !), Chantal et Maryne. Merci aussi aux camarades stagiaires, ATER, post-doctorants et futurs docteurs du LMA pour les déjeuners entre amis, pour leur aide précieuse et pour la bonne ambiance qu'ils ont su créer : Emma, Quang, Martin, Manda, Florian, Quentin, Jésus, Scarlett et Masaru. J'ai énormément de bons souvenirs rattachés à cette thèse grâce à vous !

Je remercie chaleureusement les membres du jury de thèse à commencer par Alain Lhémy et Catherine Potel pour leurs rapports détaillés et pertinents qui m'ont permis de préparer sereinement la soutenance. Merci aussi à Philippe Guy, qui a lu mon manuscrit en Asie et à Michel Castaings qui a accepté de présider ce jury.

Pendant cette thèse, j'ai eu la chance de pouvoir participer à plusieurs congrès qui m'ont permis de rencontrer beaucoup de monde, mais en particulier d'autres thésards qui travaillent dans le même domaine et que je retrouve en conférences. Merci à Paul et Andreï, et tout particulièrement à Valentin (devrais-je dire Norbert ?) pour tous ces échanges constructifs et ces bons souvenirs ensemble.

Un grand merci à mes amis qui m'ont soutenu, chacun à leur manière pendant ces trois ans. Que nous nous soyons rencontrés à Aix-en-Provence (Pierre et Ben), en école d'ingénieur (les Arrachouchous), en prépa (Matthias et Pauline, Motté et Manon, les Poisson-Renard), ou même au lycée (les Vietteux), vous avez été à un moment ou un autre derrière moi : merci !

Je tiens aussi à remercier ma famille sans qui je n'aurais pu poursuivre ces études : mes parents, mes sœurs, mon beau-frère, mes cousins... Sans oublier ma belle-famille ! Ces trois années ont été riches en changement et j'ai de la chance d'avoir pu les partager avec vous tous.

Enfin, je serais un mari bien ingrat si je ne remerciais pas celle qui a toujours été en première ligne dans les bons comme dans les mauvais moments. Je crois que personne d'autre n'a autant participé à la réalisation de cette thèse. Un immense merci à mon épouse, Cléo. Ce manuscrit lui est dédié.

# TABLE DES MATIÈRES

---

<b>Remerciements</b> .....	<b>1</b>
<b>Table des matières</b> .....	<b>3</b>
<b>Liste des symboles</b> .....	<b>5</b>
<b>Liste des abréviations</b> .....	<b>8</b>
<b>Liste des figures</b> .....	<b>9</b>
<b>Liste des tableaux</b> .....	<b>13</b>
<b>Introduction générale</b> .....	<b>15</b>
<b>Chapitre I - Propagation des ondes de Lamb : étude bibliographique</b> .....	<b>19</b>
I.1 Contexte de l'étude .....	19
I.1.1 Contexte nucléaire .....	19
I.1.2 CND : définition et objectifs pour cette étude .....	21
I.1.3 Problématique .....	21
I.2 Ondes de Lamb dans une plaque libre .....	22
I.2.1 Présentation générale .....	22
I.2.2 Équations de dispersion et fréquences de coupure .....	22
I.2.3 Structure des déplacements .....	25
I.2.4 Vitesses de phase, de groupe, et d'énergie .....	28
I.2.5 Propagation dispersive .....	28
I.2.6 Propagation multimodale .....	31
I.2.7 Méthodes de mesure des vitesses .....	32
I.3 <i>Leaky Lamb Waves</i> (LLW) ou ondes de Lamb dans une plaque immergée .....	37
I.3.1 Réémission d'énergie dans le fluide environnant .....	37
I.3.2 Coefficients d'atténuation par réémission .....	37
I.3.3 Génération par un faisceau incident .....	40
I.3.4 Champ acoustique réémis par une plaque .....	42
I.3.5 Modèle de réémission de Bertoni et Tamir .....	43
I.4 LLW dans deux plaques parallèles immergées .....	48
I.4.1 Cas d'une plaque semi-immersée .....	48
I.4.2 Transmission des modes de Lamb dans la deuxième plaque .....	48
I.5 Conclusions .....	49
<b>Chapitre II - Propagation et réémission des ondes de Lamb dans une plaque immergée</b> .....	<b>51</b>
II.1 Propagation et atténuation par réémission .....	51
II.1.1 Hypothèses et données d'entrée du modèle théorique .....	51
II.1.2 Simulations par éléments finis .....	52
II.1.3 Expérimentation et méthodes de mesure de l'atténuation .....	56
II.1.4 Validation et discussion .....	59
II.2 Réémission en propagation multimodale .....	61
II.2.1 Théorie : modification du modèle de Bertoni et Tamir .....	62
II.2.2 Simulations par éléments finis .....	66
II.2.3 Expérimentation .....	68
II.2.4 Validation et discussion sur les champs acoustiques réémis .....	69
II.3 Conclusions .....	72
<b>Chapitre III - Etude de la transmission d'une onde de Lamb de plaque en plaque et interférences associées</b> .....	<b>73</b>
III.1 Propagation et atténuation dans la deuxième plaque .....	73
III.1.1 Théorie : modélisation basée sur l'énergie .....	74
III.1.2 Validation avec simulations par éléments finis .....	78

III.1.3	Expérimentation .....	83
III.1.4	Comparaison des mesures de vitesse et d'atténuation dans la deuxième plaque.....	83
III.2	Interférences d'une plaque sur l'autre en régime permanent .....	85
III.2.1	Calcul des déphasages théoriques.....	86
III.2.2	Simulations par éléments finis .....	90
III.2.3	Expérimentation .....	96
III.3	Conclusions.....	98
<b>Chapitre IV - Application au Contrôle Non Destructif .....</b>		<b>101</b>
IV.1	Réflexion d'une onde de Lamb sur un défaut .....	101
IV.1.1	Conversion de modes sur un défaut .....	102
IV.1.2	Coefficients de réflexion mode par mode .....	104
IV.1.3	Méthodes d'inversion pour évaluer l'état d'une plaque .....	108
IV.1.4	Conséquences et choix pour notre étude .....	109
IV.2	Choix du mode et de la fréquence pour le contrôle de plusieurs plaques .....	110
IV.2.1	Premier critère : optimisation de la transmission dans la $n^{\text{ème}}$ plaque .....	110
IV.2.2	Deuxième critère : réflexion sur un défaut .....	120
IV.2.3	Cas des plaques d'épaisseurs différentes .....	127
IV.2.4	Conclusion .....	129
IV.3	Application à la détection de défauts plans traversants .....	130
IV.3.1	Étude de la réflexion .....	131
IV.3.2	Validation expérimentale du niveau d'amplitude reçu .....	134
IV.3.3	Choix de la meilleure configuration.....	141
IV.4	Application à la détection de défauts plans débouchants.....	143
IV.4.1	Étude de la réflexion .....	143
IV.4.2	Expérimentation .....	144
IV.5	Conclusions.....	150
<b>Conclusion générale .....</b>		<b>153</b>
<b>Bibliographie.....</b>		<b>157</b>

## LISTE DES SYMBOLES

---

$\alpha$	Atténuation due à la réémission d'énergie dans le fluide environnant (Np/m)
$\alpha_1$ et $\alpha_2$	Atténuation par réémission respectivement de la première et de la deuxième plaque
$\alpha_f$	Atténuation apparente observée pour la $n^{\text{ième}}$ plaque dans un système de $n$ plaques parallèles
$\beta$ et $\beta_0$	Paramètre optimisé sur des données expérimentales pour modéliser le faisceau incident avec la fonction de Bessel cardinal. Dépend du transducteur, de la fréquence et de la distance au transducteur. $\beta_0 = \beta / \cos(\theta_i)$ traduit la projection sur la surface de la plaque.
$c_0$	Vitesse des ondes longitudinales dans le fluide (m/s)
$c_L$ et $c_T$	Vitesses des ondes de volume dans la plaque (respectivement des ondes longitudinales et transverses) en m/s
$c_p$ et $c_g$	Respectivement vitesse de phase et de groupe des ondes de Lamb (m/s)
$c_{p_{max}}$	Vitesse de phase maximum présente dans la simulation par éléments finis considérée (m/s)
$\Delta t$	Pas de temps maximum pour une simulation par éléments finis temporelle (s)
$\Delta x$	Taille de maille maximum d'un modèle éléments finis (mm)
$\Delta X$	Décalage (selon l'abscisse) du maximum d'insonification lors du passage de la première à la deuxième plaque dû à l'alimentation et à la réémission de la deuxième plaque
$L_{n-6dB}$	Longueur de la portion insonifiée de la $n^{\text{ième}}$ plaque mesurée à -6dB
$d_p$	Distance normale entre les plaques dans le cas de deux plaques parallèles (mm)

$e$	Épaisseur de la plaque (mm)
$\eta$ et $\xi$	Repère attaché au champ acoustique généré par le traducteur : $\eta$ est colinéaire à la direction moyenne du faisceau principal et $\xi$ y est perpendiculaire
$f$	Fréquence (kHz)
$f_c$	Fréquence de coupure des modes de Lamb (kHz)
$\gamma$ et $\gamma_0$	Paramètre optimisé sur des données expérimentales pour modéliser le faisceau incident avec la fonction de Lorentz. Dépend du traducteur, de la fréquence et de la distance au traducteur. $\gamma_0 = \gamma/\cos(\theta_i)$ traduit la projection sur la surface de la plaque.
$k$	Nombre d'onde des modes de Lamb dans une plaque ( $\text{m}^{-1}$ )
$k_0$	Nombre d'onde des ondes longitudinales dans le fluide ( $\text{m}^{-1}$ )
$k_i$	Projection sur la plaque du nombre d'onde dans le fluide ( $k_i = k_0 \cdot \sin(\theta_i)$ )
$k_x$ et $k_y$	Projection du nombre d'onde dans le fluide $k_0$ selon les axes $x$ et $y$
$k_L$ et $k_T$	Nombres d'onde des ondes de volume dans la plaque (respectivement des ondes longitudinales et transverses) en $\text{m}^{-1}$
$p = \sqrt{k_L^2 - k^2}$ et $q = \sqrt{k_T^2 - k^2}$	Coefficients utilisés dans les équations de dispersion des ondes de Lamb
$\lambda_{min}$	Longueur d'onde minimum pour les ondes de Lamb et les ondes de pression dans l'eau (mm)
$m$	Nombre entier naturel utilisé pour les calculs des fréquences de coupures des modes de Lamb
$n$	Nombre entier naturel quantifiant le type d'interférence dans un système de deux plaques : pair pour une interférence constructive, impaire pour une destructive
$\Phi_R$	Déphasage induit par une plaque immergée lors de la réflexion d'une onde incidente (rad)
$\Phi_{XYZ}$	Phase déroulée par l'onde acoustique pendant le trajet du point $X$ au point $Z$ en passant par le point $Y$ (rad)
$r$ et $r_0$	Respectivement la demi-largeur du faisceau incident sur une plaque et sa projection sur la surface de la plaque $r_0 = r/\cos(\theta_i)$ en mm
$R$	Coefficient de réflexion en amplitude à l'interface d'une plaque

	immergée dans un fluide
$\rho$	Masse volumique de la plaque (kg/m <sup>3</sup> )
$\rho_0$	Masse volumique du fluide (kg/m <sup>3</sup> )
$\theta_i$	Angle d'incidence du faisceau acoustique sur une plaque mesuré par rapport à la normale de la plaque (degré)
$\theta_n(x)$	Fonction définie par partie qui renvoie la direction du lobe secondaire incident sur la plaque à l'abscisse $x$
$\theta$	Demi-ouverture (ou divergence) du faisceau incident de manière générale (degré)
$\theta_{HW}$ et $\theta_0$	Demi-ouvertures du faisceau calculées respectivement par (Ngoc et Mayer 1980) et (Norme A09-325 1987) en degré
$\tau$	Durée du train d'onde utilisé expérimentalement ( $\mu$ s)
$T$	Coefficient de transmission en amplitude à l'interface d'une plaque immergée dans un fluide
$\mathbf{u}(x, y, t)$	Déplacement particulaire ou mécanique des ondes de Lamb (m)
$u_x(x, y, t), u_y(x, y, t)$	Composantes du déplacement particulaire respectivement selon les axes $x$ et $y$
$U_{inc}(x, y)$	Champ acoustique incident sur la plaque (Pa)
$U_R(x, y)$ et $U_T(x, y)$	Champs acoustiques respectivement réfléchis et transmis par la plaque (Pa)

# LISTE DES ABRÉVIATIONS

---

Ascan	Evolution temporelle de l'amplitude d'une onde ultrasonore
ASTRID	Advanced Sodium Technological Reactor for Industrial Demonstration
Bscan	Cartographie {temps, espace} des amplitudes ultrasonores dans le plan de tir
CEA	Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives
CFL	Critère de Courant Friedrichs Lewy pour dimensionner le pas de temps de simulations par éléments finis
CND	Contrôle Non Destructif
Cscan	Cartographie {espace, espace} des maxima d'amplitude ultrasonore dans un plan perpendiculaire au plan de tir
EDF	Électricité De France
FFT2D	Transformée de Fourier en deux dimensions qui passe de l'espace {t,x} à l'espace {f,k}
LLW	Onde de Lamb qui se propage dans une plaque immergée ( <i>Leaky Lamb Wave</i> )
LMA	Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique
RSB	Rapport Signal à Bruit
STFT	Transformée de Fourier à fenêtre glissante ( <i>Short Time Fourier Transform</i> )



# LISTE DES FIGURES

<i>Figure 1: Vue en coupe du réacteur ASTRID avec les différentes stratégies de contrôle à l'étude et la mise en évidence de la zone d'intérêt par le rectangle rouge (gauche). Schématisation des trajets ultrasonores attendus pour la solution 3 (droite).....</i>	<i>20</i>
<i>Figure 2: Schématisation des modes de Lamb antisymétriques ou de flexion (gauche) et symétriques ou de compression (droite).....</i>	<i>22</i>
<i>Figure 3: Nombres d'onde des ondes de Lamb pour une plaque en acier inoxydable .....</i>	<i>23</i>
<i>Figure 4: Structure des déplacements du mode A0 à 1, 2,5 et 8 MHz.mm .....</i>	<i>26</i>
<i>Figure 5: Structure des déplacements du mode S0 à 1, 2,5 et 8 MHz.mm.....</i>	<i>26</i>
<i>Figure 6: Structure des déplacements du mode A1 à 2, 4,5 et 8 MHz.mm .....</i>	<i>26</i>
<i>Figure 7: Structure des déplacements du mode S1 à 4, 6,5 et 8 MHz.mm.....</i>	<i>27</i>
<i>Figure 8: Structure des déplacements du mode S2 à 5 et 8 MHz.mm .....</i>	<i>27</i>
<i>Figure 9: Vitesse de phase (a) et vitesse de groupe (b) des ondes de Lamb pour une plaque en acier inox .....</i>	<i>28</i>
<i>Figure 10: Propagation très dispersive du mode S0 autour de 2 MHz.mm (Wilcox, Lowe, et Cawley 2001b).....</i>	<i>29</i>
<i>Figure 11: Images en vue de dessus d'une plaque obtenue avec un multi-élément centré en (0,0) qui excite le mode A0 autour de 0.1 MHz.mm : avant (a) et après (b) correction de la dispersion. La position des défauts est indiquée en vert et l'échelle de couleur est en dB (Prado et al. 2013).....</i>	<i>31</i>
<i>Figure 12: Exemple de signal temporel avec propagation multimodale (a) et son spectrogramme obtenu par transformée de Fourier à fenêtre glissante avec superposition des temps d'arrivée théoriques (b) (Niethammer et al. 2000).....</i>	<i>34</i>
<i>Figure 13: Signal temporel (a) montrant le premier passage du mode A0 et sa réflexion sur le bord d'une plaque contenant du A0 et du A1 non résolus, et (b) la FFT2D de l'écho réfléchi découplant les modes A0 et A1 (Alleyne et Cawley 1991) .....</i>	<i>36</i>
<i>Figure 14: Réémission des Leaky Lamb Waves (LLW) lorsque la plaque est immergée (Schmitt et al. 2013) .....</i>	<i>37</i>
<i>Figure 15: Vitesses de phase (a) et de groupe (b) dans le cas d'une plaque d'acier inoxydable immergée dans de l'eau. Les vitesses dans le cas sans couplage sont superposées en noir pointillé .....</i>	<i>38</i>
<i>Figure 16: Atténuation par réémission des ondes de Lamb dans le cas d'une plaque en acier inoxydable immergée dans de l'eau. L'atténuation (en Np/cm) est multipliée par l'épaisseur de la plaque (en mm).....</i>	<i>39</i>
<i>Figure 17: Schéma de principe pour générer une onde de Lamb par un faisceau en incidence oblique (a) et (b) excitabilité des modes de Lamb par cette méthode (Wilcox, Lowe, et Cawley 2001a) .....</i>	<i>42</i>
<i>Figure 18: Visualisation Schlieren de la réémission d'une plaque dans le cas d'une propagation multimodale (Rautenberg et al. 2012).....</i>	<i>43</i>
<i>Figure 19: Schématisation des notations utilisées pour le modèle de Bertoni et Tamir .....</i>	<i>44</i>
<i>Figure 20: Modules R et T à 4 MHz.mm en fonction de l'angle d'incidence avec visualisation de l'ouverture du faisceau (a), et (b) champ transmis théorique avec schématisation de la plaque par deux traits noir parallèles.....</i>	<i>47</i>
<i>Figure 21: Visualisation Schlieren de l'espace entre deux plaques à 1 MHz.mm en régime permanent (Schmitt et Olfert 2013). L'émetteur est dessiné en haut à gauche, et les plaques sont longues de 100 mm et espacées de 12 mm.....</i>	<i>49</i>
<i>Figure 22: Présentation du modèle par éléments finis en fréquentiel pour A1 à 4 MHz.mm (a) : la pression est affichée dans l'eau et les déplacements selon l'axe Y dans la plaque (décrits par l'échelle de couleur en mètre). L'amplitude des déplacements est affichée et ajustée par une exponentielle décroissante par la méthode des moindres carrés (b) pour mesurer l'atténuation par réémission .....</i>	<i>53</i>
<i>Figure 23: Comparaison des vitesses de phase (a) et des atténuations par réémission (b) déterminées par le modèle aux éléments finis fréquentiel superposés à la théorie (en noir). L'atténuation est valable pour une plaque d'épaisseur 7,8 mm.....</i>	<i>54</i>
<i>Figure 24: Simulation de la propagation du mode A1 autour de 3MHz.mm. La pression est affichée dans l'eau et les déplacements verticaux dans la plaque.....</i>	<i>55</i>
<i>Figure 25: Montage expérimental : un transducteur ultrasonore excite des modes de Lamb dans une plaque immergée (7,8 mm d'épaisseur et 700 mm de long). Le faisceau incident et la réémission sont représentés par des flèches rouges. Un hydrophone-aiguille scanne le champ transmis le long d'une ligne parallèle à la plaque (flèche orange) ....</i>	<i>56</i>
<i>Figure 26: Transformée de Fourier 2D appliquée au calcul de l'atténuation pour A1 autour de 4 MHz.mm : domaine de décroissance I (a) et domaine II (b).....</i>	<i>58</i>

Figure 27: Représentation temps-fréquence par STFT pour A1 autour de 3,9MHz.mm : le signal initial en début de propagation (a) et après une propagation de 80mm (b). Le signal temporel est affiché sur le côté gauche .....	59
Figure 28: Comparaison des vitesses de phase mesurées par FFT2D (a) et des vitesses de groupe mesurées par STFT (b) avec les vitesses théoriques. Les résultats sont montrés en appliquant les post-traitements sur les simulations par éléments finis (+) et les expérimentations (o).....	60
Figure 29: Comparaison des atténuations mesurées par FFT2D (a) et par STFT (b) avec les atténuations leaky théoriques. Les résultats sont montrés pour les simulations éléments finis (+) et les expérimentations (o) .....	61
Figure 30: Exemple de faisceau transmis par une plaque immergée avec représentation de la divergence du faisceau incident .....	63
Figure 31: Caractérisation expérimentale du faisceau acoustique incident. La ligne rouge représente la longueur en champ proche ainsi que la position moyenne de la plaque par rapport au traducteur .....	64
Figure 32: Profil du faisceau acoustique expérimental avec superposition des différentes modélisations: celle utilisée par Bertoni et Tamir (Gaussienne), et les modèles optimisés par moindres carrés (Bessel cardinale et fonction de Lorentz).....	65
Figure 33: Simulation fréquentielle par éléments finis du faisceau acoustique utilisé (500kHz, diamètre 38,1 mm) .....	67
Figure 34: Maillage du modèle éléments finis complet avec le traducteur émetteur, la plaque et les PML autour des domaines eau et plaque. La taille des éléments a été multipliée par 5 pour une meilleure visualisation .....	68
Figure 35: a) Coefficients de transmission et de réflexion d'une plaque immergée à 500 kHz en fonction de l'angle d'incidence, avec visualisation de l'angle d'incidence utilisé, de l'ouverture du faisceau et de l'incidence des lobes secondaires. b) Coefficients d'atténuation par réémission théoriques pour une plaque en acier inoxydable de 7,8 mm d'épaisseur immergée en eau.....	69
Figure 36: Comparaison du champ acoustique transmis dans notre configuration: calculé avec le modèle de Bertoni et Tamir initial (a) et avec le même modèle modifié pour prendre en compte l'effet des lobes secondaires (b). La plaque est schématisée par deux traits noirs horizontaux et est immergée des deux côtés même si le côté supérieur (réflexion) ne fait pas l'objet de simulation .....	70
Figure 37: Champ acoustique transmis calculé par éléments finis: le module de la pression est affiché dans l'eau et les déplacements verticaux $u_y$ dans la plaque.....	71
Figure 38: Cscan expérimental du champ acoustique transmis en eau. La plaque est schématisée par deux traits noirs horizontaux .....	71
Figure 39: Comparaison du champ acoustique transmis par la plaque: modèle analytique de Bertoni et Tamir modifié (a), simulation éléments finis (b) et Cscan expérimental (c) .....	72
Figure 40: Schématisation du bilan d'énergie sur la portion de plaque avec les gains en vert et les pertes en rouge (a). Amplitude théorique donnée par ce modèle avec la décroissance dans la deuxième plaque approximée par une exponentielle décroissante (b) : la régression exponentielle commence à 90% du maximum d'amplitude de la seconde plaque .....	76
Figure 41: Atténuation par réémission apparente théorique dans la seconde plaque en fonction de l'amplitude dans la deuxième plaque qui délimite le début de la régression exponentielle. L'atténuation apparente est normalisée par l'atténuation dans une plaque seule, et l'amplitude de début de régression est normalisée par l'amplitude maximum dans la seconde plaque.....	78
Figure 42: Simulation par éléments finis fréquentielle de deux plaques parallèles immergées excitées par un faisceau acoustique optimisé pour sélectionner un unique mode (a), ainsi qu'un zoom sur la deuxième plaque montrant les déplacements verticaux du mode A1 à 3,9MHz.mm .....	81
Figure 43: Comparaison entre les amplitudes des LLW dans deux plaques parallèles immergées données par le modèle basé sur l'énergie (théorie) et la simulation par éléments finis (Finite Element Model).....	82
Figure 44: Vitesses de phase mesurées dans la deuxième plaque : théorie pour une plaque immergée (lignes noires), simulations par éléments finis avec régression linéaire sur la phase des déplacements (+), et expérimentation avec FFT2D (o).....	84
Figure 45: Mesure de l'atténuation apparente des LLW dans la deuxième plaque: comparaison entre la théorie basée sur les transferts d'énergie (lignes), les simulations par éléments finis (+) et les expérimentations mesurées par STFT (o). L'atténuation est exprimée en Np/cm multipliée par l'épaisseur de la plaque en mm .....	85
Figure 46: Schématisation simplifiée des trajets acoustiques dans le cas de deux plaques : les LLW (flèches rouges) se propagent dans les deux plaques et l'onde de volume dans l'eau (flèches bleues) est réfléchiée entre les plaques .....	86
Figure 47: Phase des coefficients de réflexion et de transmission des modes de Lamb pour une plaque d'épaisseur 7,8 mm à 250 kHz .....	87
Figure 48: Schématisation générale des trajets acoustiques dans le cas de deux plaques: prise en compte d'une propagation sur une distance quelconque dans la deuxième plaque (trajet BD) avant réémission en D et impact sur la première plaque en E .....	88
Figure 49: Simulations par éléments finis de deux plaques avec le mode A0 à 1,95 MHz.mm excité par un faisceau acoustique optimisé : distance inter-plaque de 170,8 mm (a) et de 172,6 mm (b) .....	92

Figure 50: Amplitude dans les plaques de la simulation de la Figure 49 : les amplitudes dans la première plaque sont affichées positivement, et celles dans la seconde plaque sont affichées dans la portion négative du graphique. Les abscisses théoriques d'arrivées du premier seuil à -6dB du faisceau sur les plaques sont indiquées par des traits verticaux .....	93
Figure 51: Périodicité des interférences en fonction de la distance entre les deux plaques pour le mode A0 à 1,95 MHz.mm : amplitude dans la première plaque (a), et amplitude dans la seconde (b). Les distances inter-plaques sont choisies pour couvrir un déphasage théorique de $2\pi$ .....	94
Figure 52: Périodicité des interférences en fonction de la distance entre les deux plaques pour le mode S0 à 1,95 MHz.mm : amplitude dans la première plaque (a), et amplitude dans la seconde (b) .....	94
Figure 53: Simulations par éléments finis des interférences dans deux plaques en configuration expérimentale : inter-plaque de 132,8 mm (a) et 131,2 mm (b). La zone d'intérêt est indiquée par une ellipse blanche .....	95
Figure 54: Insertion de rondelles entre la plaque et les plots de maintien pour modifier la distance inter-plaque de 1,6 mm (a). Schématisation des trajets acoustiques dans l'eau (flèches bleu) et dans la deuxième plaque (flèche rouge) : les interférences étudiées sont situées au bout de la flèche rouge (b) .....	96
Figure 55: Bscan de l'enveloppe des signaux reçus : inter-plaque à 131,2 mm (a) et 132,8 mm (b) .....	97
Figure 56: Comparaison des pressions normalisées réémises par la deuxième plaque, obtenues par les simulations présentées sur la Figure 53 et les expériences pour les inter-plaques de 131,2 mm (a) et 132,8 mm (b). Les endroits d'arrivée théoriques des différents faisceaux sont indiqués par des traits verticaux pointillés .....	98
Figure 57: Modes de Lamb propagatifs (a), évanescents ou non propagatifs (b) et inhomogènes (c et d) calculés pour une plaque libre en aluminium (Castaings, Le Clezio, et Hosten 2002) .....	103
Figure 58: Illustration de l'effet d'un mode évanescent (a) et inhomogène (b) sur le bord d'une plaque (Diligent et al. 2003) .....	103
Figure 59: Illustration de défaut symétrique par rapport au plan médian de la plaque (a) et de défaut non symétrique (b) (Castaings, Le Clezio, et Hosten 2002) .....	104
Figure 60: Schématisation du modèle de décomposition modale (Castaings, Le Clezio, et Hosten 2002) .....	105
Figure 61: Schématisation de la discrétisation par éléments finis d'une plaque avec rainure (Lowe et Diligent 2002) .	106
Figure 62: a) Coefficient de réflexion en amplitude (normale à la plaque mesuré à la surface) pour A0 incident sur un bord de plaque (Diligent et al. 2003): les lignes sont calculées par décomposition modale et les points par simulation éléments finis. b) Coefficient de réflexion théorique en énergie pour A1 incident sur un bord de plaque (Morvan 2003) .....	107
Figure 63: Coefficient de réflexion en amplitude normale à la plaque (a) et parallèle à la plaque (b) mesurée à la surface pour S0 incident sur une fissure verticale de profondeur variable à 1,12 MHz.mm (Castaings, Le Clezio, et Hosten 2002) .....	108
Figure 64: Rappel des coefficients d'atténuation par réémission des quatre premiers modes de Lamb avec indication du comportement en onde de Rayleigh .....	111
Figure 65: Schématisation de l'insonification de deux plaques et notations utilisées .....	112
Figure 66: Décalage d'alimentation du maximum d'insonification calculé par élément finis et par le modèle basé sur l'énergie : affiché en fonction de la fréquence (a) et en fonction de l'atténuation par réémission (b). Le faisceau incident utilisé est une gaussienne de diamètre 200 mm .....	113
Figure 67: Longueurs de plaque insonifiée mesurée à -6 dB affichées en fonction de la fréquence calculées par éléments finis et par la modélisation basée sur l'énergie : pour les modes A0 et S0 (a) et pour les modes A1 et S1 (b). Le faisceau incident utilisé est une gaussienne de diamètre 200 mm .....	113
Figure 68 : Longueurs de plaque insonifiée à -6 dB affichées en fonction de l'atténuation par réémission. Les données sont identiques aux Figure 67.a et Figure 67.b .....	114
Figure 69 : Calcul des déplacements normalisés dans chaque plaque d'un système de deux plaques avec une LLW générée ponctuellement dans la première plaque (a). Affichage des amplitudes maximales atteintes en fonction de l'atténuation par réémission (b) .....	116
Figure 70 : Calcul des pressions réémises normalisées dans un système de deux plaques une LLW générée ponctuellement dans la première plaque (a). Affichage du carré des pressions réémises maximales atteintes en fonction de l'atténuation par réémission (b) .....	116
Figure 71 : Calcul des pressions réémises normalisées dans un système de deux plaques avec une LLW qui est générée par faisceau incident (a). Affichage du carré des pressions réémises maximales atteintes en fonction de l'atténuation par réémission (b) .....	117
Figure 72 : Calcul des déplacements normalisés dans un système de deux plaques avec une LLW qui est générée par faisceau incident (a). Affichage des amplitudes maximales atteintes en fonction de l'atténuation par réémission (b) .....	118
Figure 73: Variations de la pression maximale réémise normalisée par le faisceau incident (a) et des déplacements normalisés (b) en fonction du diamètre du traducteur .....	119
Figure 74 : Variations de la pression réémise maximale normalisée par le faisceau incident (a) et des déplacements normalisés (b) en fonction de l'angle d'incidence .....	120

Figure 75 : Affichage, sur les vitesses de groupe, des bandes passantes fréquentielles à -6dB (lignes noires pleines) et -20dB (lignes noires pointillées) des deux simulations.....	121
Figure 76: Simulation par éléments finis en début de propagation pour le mode A0 incident autour de 2,7 MHz.mm.	122
Figure 77: Simulation par éléments finis avant (a) et après (b) la réflexion de mode A0 sur le bout immergé de la plaque autour de 2,7 MHz.mm .....	122
Figure 78: Simulation par éléments finis en fin de propagation du mode A0 réfléchi et A1 créé par la réflexion sur le bout de la plaque autour de 2,7 MHz.mm .....	123
Figure 79: Représentation Bscan en enveloppes des déplacements selon l'axe Y à la surface de la plaque pour le mode A0 incident sur un bord de plaque autour de 2,7 MHz.mm .....	124
Figure 80: Signal temporel choisi avec les différents échos fenêtrés (a) et leurs transformées de Fourier respectives (b) avec visualisation de la bande passante à -6dB du mode A0 incident .....	124
Figure 81: FFT2D des signaux allers et retours après la réflexion du mode A0 sur le bord de plaque et identification des modes (a) ainsi que leur amplitude spectrale et la bande passante à -20dB du mode A0 incident (b).....	125
Figure 82: Coefficient de réflexion en amplitude selon Y mesurée à la surface de la plaque pour A0 incident sur un bord de plaque immergée. Les résultats sont affichés avec les post-traitements par fenêtrage et FFT2D avant et après la correction de la réémission .....	126
Figure 83: Vitesse de phase des LLW (a) avec indication des autres modes excitables dans des plaques d'épaisseurs différentes par S0 à son maximum de réémission, et atténuation par réémission (b). Les maxima d'atténuation par réémission sont indiqués par des ronds (o), et les minima par des croix (x) .....	128
Figure 84: Simulation par éléments finis à 328,2 kHz avec détails sur la structure des déplacements $u_y$ pour trois plaques parallèles de différentes épaisseurs : 7,8 mm (mode S0 encadré bleu), 16,7 mm (mode A1 encadré vert) et 25,5 mm (mode S1 encadré rouge).....	128
Figure 85: (a) Pression réémise théorique du système des trois plaques simulées sur la Figure 84 : épaisseurs de 7,8 mm (S0), 16,7 mm (A1) et 25,5 mm (S1). (b) Même système mais avec l'ordre des plaques inversé.....	129
Figure 86: Choix des modes et des fréquences pour effectuer le contrôle de plusieurs plaques : visualisation sur les coefficients d'atténuation par réémission (a) et sur les vitesses de groupe (b) .....	130
Figure 87: Coefficient de réflexion du mode S0 (a) calculé à partir de la première simulation autour de 2,4 MHz.mm où uniquement S0 est incident. FFT2D de la deuxième simulation autour de 4,5 MHz.mm (b) qui montre la présence de S1 et S2 comme modes incidents (les courbes théoriques blanches ont été supprimées à ces endroits pour faciliter leur visualisation).....	132
Figure 88: Coefficient de réflexion en amplitude selon Y mesurée à la surface de la plaque pour A1 incident sur un bord de plaque immergée.....	133
Figure 89 : Bscan des enveloppes pour S2 incident sur un bord de plaque immergé (a) et (b) FFT2D des signaux présentés en (a). Les modes S0 et S1 sont aussi incidents, les courbes théoriques blanches ont été supprimées à ces endroits pour faciliter leur visualisation .....	133
Figure 90: Vue de dessus du dispositif expérimental en pulse/écho avec deux plaques. Le traducteur effectue un balayage le long de l'axe X (flèche orange) .....	134
Figure 91: Bscan des enveloppes avec S0 incident sur le bout de plaque à 1,49 MHz.mm, avec repérage de l'arrivée théorique des différents échos en pointillés blancs et schématisation du trajet parcouru par les différents échos reçus	135
Figure 92: Bscans des enveloppes pour les modes incidents A0 (a), A1 (b) et S2 (c) sur le bord de deux plaques, avec repérage de l'arrivée théorique des différents échos en pointillés blancs .....	136
Figure 93 : Enveloppe du signal expérimental choisi dans le cas du mode S0 (a) pour le calcul du niveau en dB reçu entre les deux plaques (indiqué par la ligne jaune sur la Figure 91) et modélisation basée sur l'énergie correspondante (b) .....	137
Figure 94: Bscan des enveloppes pour les modes incidents A0 (a), S0 (b), A1 (c) et S2 (d) sur le bord de trois plaques d'épaisseur 8 mm. Les arrivées théoriques des différents échos venant des deux premières plaques sont repérées en pointillés blanc, et venant de la troisième plaque en pointillés rouges .....	138
Figure 95: Signal expérimental choisi dans le cas du mode S0 pour le calcul du niveau en dB reçu entre les trois plaques (indiqué par la ligne jaune sur la Figure 94.b) et modélisation basée sur l'énergie correspondante (b).....	139
Figure 96: Bscan des enveloppes pour les modes incidents A0 (a), S0 (b), A1 (c) et S2 (d) sur le bord de deux plaques d'épaisseur 20 mm. Les arrivées théoriques des différents échos venant des deux premières plaques sont repérées en pointillés blancs .....	141
Figure 97 : Modèle basé sur l'énergie appliqué au cas de 3 plaques d'épaisseur 8 mm avec le mode S0 (a) et au cas de 2 plaques d'épaisseur 20 mm avec le mode S2 (b) .....	142
Figure 98: Bscan des enveloppes pour A1 incident autour de 3MHz.mm sur une rainure profonde de $e/2$ : signaux incidents et réfléchis (a) et signaux transmis (b) .....	143
Figure 99: Schéma (a) et photo (b) de la position des rainures usinées sur la plaque d'épaisseur 8 mm .....	145
Figure 100: Bscans des enveloppes pour la plaque usinée seule : mode A0 (a et b), S0 (c et d), A1 (e et f) et S2 (g et h). Les résultats sur la rainure à $e/2$ sont présentés à gauche et ceux pour la rainure à $e/3$ à droite. Les modes A0 et S0 sont obtenus pour un scan côté non débouchant, et A1 et S2 pour un scan côté débouchant .....	147

Figure 101: Bscans des enveloppes pour la plaque usinée en seconde position : mode A0 (a et b), S0 (c et d), A1 (e et f) et S2 (g et h). Les résultats sur la rainure à  $e/2$  sont sur le côté gauche et ceux pour la rainure à  $e/3$  à droite. Tous les scans ont été fait du côté non débouchant de la rainure..... 149

Figure 102: Bscans des enveloppes pour la plaque usinée en troisième position : mode A0 (a et b) et S0 (c et d). Les résultats sur la rainure à  $e/2$  sont sur le côté gauche et ceux pour la rainure à  $e/3$  à droite. Tous les scans ont été fait du côté non débouchant de la rainure ..... 150

## LISTE DES TABLEAUX

---

Tableau 1: Fréquences de coupure des huit premiers modes de Lamb ..... 24

Tableau 2: Valeurs numériques choisies pour la distance entre les plaques et la durée du paquet d'onde dans le cas des modes A0 et S0 à 250 kHz dans deux plaques d'épaisseur 7,8 mm..... 90

Tableau 3: Comparaison des niveaux en dB prévus par le modèle basé sur l'énergie et obtenus expérimentalement dans le cas de deux plaques d'épaisseur 8 mm. Le signal expérimental choisi pour le calcul est indiqué par un trait jaune sur les Figure 91 et Figure 92 ..... 137

Tableau 4 : Comparaison des niveaux en dB prévus par le modèle basé sur l'énergie et les expériences dans le cas de trois plaques d'épaisseur 8 mm. Le signal expérimental choisi pour le calcul est indiqué par un trait jaune sur la Figure 94 ..... 140

Tableau 5: Comparaison des niveaux en dB prévus par le modèle basé sur l'énergie et les expériences dans le cas de deux plaques d'épaisseur 20mm. Le signal expérimental choisi pour le calcul est indiqué par un trait jaune sur les Figure 96 ..... 141

Tableau 6: Comparaison des performances d'insonification des différents modes utilisés ..... 142





# INTRODUCTION GÉNÉRALE

---

La France a choisi de développer la IV<sup>ème</sup> génération de réacteurs nucléaires en exploitant la réaction nucléaire à neutrons rapides. Ceci implique d'utiliser un fluide caloporteur qui ne ralentisse pas (ou peu) les neutrons : ainsi, l'eau utilisée pour les réacteurs des générations II et III est-elle remplacée par du sodium liquide. Les avantages du sodium liquide sont multiples : on peut citer de manière non exhaustive, en sus du faible ralentissement des neutrons (ce qui permet d'utiliser tout le combustible nucléaire et de recycler une partie des déchets des réacteurs des générations précédentes), une excellente conductivité thermique ( $141 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  contre  $0,6 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  pour l'eau), une faible densité (0,88) qui réduit la puissance de pompage nécessaire, une large plage de température à l'état liquide (entre 100 et 880°C, sous pression atmosphérique). En revanche le sodium réagit instantanément et de manière exothermique au contact de l'eau ou de l'oxygène (explosion ou feu), ce qui impose de le préserver de leur contact.

Le contrôle de l'intégrité des structures et composants d'une centrale nucléaire est notamment réalisé de manière périodique par des examens non destructifs. Les ondes ultrasonores sont de bonnes candidates pour effectuer ces contrôles car elles se propagent aussi bien dans le sodium liquide que dans l'acier inoxydable des structures et composants. Les traducteurs ultrasonores peuvent alors être immergés au sein du sodium liquide, mais le sodium liquide est un milieu chimiquement agressif : il est extrêmement oxydant et à 200°C pendant les phases d'inspection. Les traducteurs acoustiques peuvent aussi être positionnés sur les parois des circuits et cuves, en dehors du sodium : ils sont alors situés sous gaz inerte, ce qui présente le grand avantage de simplifier leur technologie. Mais cela impose aux ondes ultrasonores la contrainte de franchir a minima la barrière de la paroi externe de la cuve.

Le but du présent travail de thèse est d'évaluer la possibilité de propager des ondes ultrasonores guidées vers l'intérieur de la cuve pleine de sodium afin de contrôler diverses structures internes, tout en les générant depuis l'extérieur. Nous choisissons a priori les ondes de Lamb qui semblent bien adaptées pour cet objectif, et étudierons leur réémission dans un fluide environnant, la possibilité d'insonifier successivement plusieurs plaques immergées, leur réflexion sur un éventuel défaut, puis leur trajet de retour jusqu'au traducteur émetteur/récepteur.

Le premier chapitre détaille le contexte de l'étude et présente quelques éléments de bibliographie sélectionnés dans l'abondante littérature sur les ondes de Lamb. La propagation dans une plaque libre (sans fluide environnant) constitue un cas d'étude

classique et est présentée dans une première partie. Nous nous concentrons sur les déplacements induits par les ondes de Lamb à l'intérieur de la plaque, leurs différentes vitesses et sur les méthodes de mesure de leurs caractéristiques de propagation. Puis le cas des ondes de Lamb qui se propagent dans une plaque immergée (appelées Leaky Lamb Waves, ou LLW) est traité, dont la principale différence est la réémission d'ondes de volume dans le fluide. Nous faisons donc un focus sur l'atténuation des LLW due à la réémission d'énergie dans le fluide. C'est cette énergie qui permet d'insonifier une deuxième plaque et d'espérer pouvoir la contrôler. Ce qui nous amène au cas de deux plaques parallèles immergées qui est très peu traité dans la littérature. Nous présentons les quelques travaux publiés qui permettent de se faire une première idée des phénomènes en jeu et des pistes de recherches à explorer.

Le chapitre deux s'attache à étudier la propagation dans une unique plaque immergée : c'est une étape incontournable avant d'étudier plusieurs plaques. La mesure des caractéristiques de propagation des ondes de Lamb est primordiale : vitesse de phase, de groupe, et atténuation due à la réémission. Le premier chapitre aura mis en évidence les difficultés potentielles de réaliser ces mesures ainsi que deux méthodes fréquentielles (la transformée de Fourier 2D et la représentation temps-fréquence) potentiellement robustes et efficaces. Nous montrons qu'elles le sont en utilisant des simulations par éléments finis pour valider nos traitements et en confrontant les résultats à ceux de l'expérience (plaques en acier immergées en eau). Lorsqu'une deuxième plaque sera ajoutée, elle sera excitée par le champ acoustique réémis par la première plaque : ce champ acoustique réémis est étudié en détails. Le premier chapitre aura montré que les modes de Lamb réémettent un champ acoustique où des interférences sont présentes lors d'une propagation multimodale. Ces interférences sont étudiées et quantifiées en fonction des modes générés, et ce en utilisant un modèle analytique, des simulations par éléments finis et une confirmation expérimentale. Nous montrons en particulier que des modes de Lamb indésirables peuvent être générés par les lobes secondaires du faisceau acoustique incident sur la première plaque.

Dans le troisième chapitre, nous caractérisons la propagation d'une onde de Lamb dans une deuxième plaque parallèle immergée. Nous développons un modèle basé sur l'énergie transmise entre plaques pour quantifier l'insonification de la deuxième plaque par la première. Nous montrons que la transformée de Fourier 2D est inefficace pour mesurer l'atténuation dans la deuxième plaque. Nous confrontons donc les résultats obtenus par un traitement temps-fréquence avec ceux de simulations par éléments finis et d'expériences. D'autre part le premier chapitre aura montré que les plaques peuvent réémettre successivement et s'alimenter plusieurs fois le long de la propagation. Ces réémissions successives sont étudiées en utilisant le fait qu'elles sont à l'origine d'interférences constructives ou destructives dans les plaques.



Nous présentons au début du quatrième chapitre quelques éléments de bibliographie sur la réflexion des ondes de Lamb sur un défaut. Puis le contrôle de la deuxième plaque est optimisé en choisissant le couple {mode, fréquence} qui maximise l'insonification de la deuxième plaque : nous utilisons pour cela le modèle basé sur l'énergie développé dans le chapitre II. La méthode est généralisée pour le cas  $n$  plaques. Enfin nous présentons un début d'étude sur la réflexion d'une onde de Lamb sur trois types de défauts théoriques : les défauts plans traversants (sur toute l'épaisseur de la plaque) et deux rainures (non traversantes) de deux profondeurs différentes. Les résultats expérimentaux sont comparés au modèle basé sur l'énergie dans le cas de deux et trois plaques parallèles. Nous montrons ainsi qu'une rainure positionnée dans la seconde ou troisième plaque est tout à fait détectable et localisable.

Les principaux apports de ce travail de thèse sont synthétisés dans la conclusion générale où sont proposées quelques perspectives de recherche.



# CHAPITRE I - PROPAGATION DES ONDES DE LAMB : ÉTUDE BIBLIOGRAPHIQUE

---

La propagation des ondes de Lamb dans une plaque entièrement libre et dans une plaque immergée a fait l'objet de nombreuses études et publications. Ce chapitre présentera donc quelques éléments de bibliographie ainsi que leurs limites vis-à-vis de la présente étude. Les axes de recherche empruntés durant cette thèse seront ainsi naturellement introduits avant d'être résumés dans la section I.5.

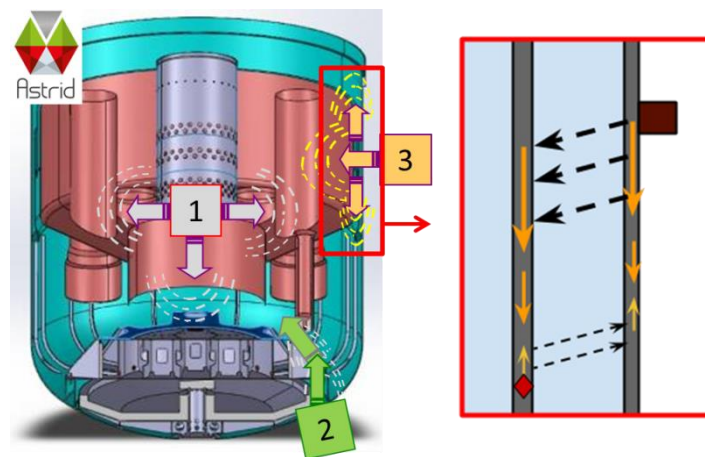
## I.1 CONTEXTE DE L'ÉTUDE

### I.1.1 Contexte nucléaire

L'énergie nucléaire occupe une part prépondérante dans la répartition de production d'énergie en France (plus de 75% de l'électricité produite en 2016). Cette électricité est produite actuellement par la génération II des réacteurs nucléaires. La génération III est celle des réacteurs pressurisés européens (EPR) : il y en a quatre en construction (en Finlande, France et Chine), quatre autres qui seront construits en Angleterre, et six en cours de négociation en Inde. L'énergie produite par ces réacteurs est récupérée sous forme de chaleur par de l'eau sous pression (afin qu'elle reste à l'état liquide à plus de 100°C). Mais ce n'est pas l'unique technologie disponible, et chaque technologie a ses avantages et ses inconvénients. Ainsi treize pays se sont réunis lors du forum international GEN IV pour définir en 2001 une stratégie commune sur le développement de la prochaine génération de centrale nucléaire : la génération IV. Pour éviter les doublons et ainsi limiter les coûts, l'étude des différentes technologies a été répartie entre les pays participants. La France a hérité de la filière RNR-Na (Réacteurs à Neutrons Rapides refroidis au sodium liquide) (Gauché 2012). Le CEA, FRAMATOME et EDF sont donc en train de développer le démonstrateur industriel de la génération IV nommé ASTRID (*Advanced Sodium Technological Reactor for Industrial Demonstration*) dont le lancement est prévu pour l'horizon 2030.

La France a déjà exploité trois RNR-Na : Rapsodie, Phénix et Superphénix. Elle possède donc un retour d'expérience sur cette technologie, qui a montré l'importance de la surveillance du réacteur en cours exploitation. En effet le sodium liquide est extrêmement réactif : il réagit violemment au contact d'eau ou d'humidité (explosion ou feu) et attaque

chimiquement tout matériau qui n'est pas inoxydable. Les techniques de contrôle par ultrasons sont donc étudiées (Baqué et al. 2015b), car les ultrasons se propagent aussi bien dans le sodium liquide que dans les structures en acier inoxydable qui l'entourent. L'immersion de transducteurs ultrasonores dans le sodium liquide est à l'étude (Baqué et al. 2015a, 2012) et identifié par le numéro 1 sur la Figure 1. Des transducteurs ultrasonores sont spécifiquement développés pour résister à ces conditions difficiles (TUSHT pour Transducteurs Ultra-Sonores Haute Température). Mais le sodium adhère difficilement sur la face avant des transducteurs (mouillage délicat) et impose des conditions de haute température (entre 150 et 550°C). Les contraintes sur l'instrumentation immergée sont donc fortes, ce qui pousse à envisager le positionnement d'un transducteur à l'extérieur de la cuve (dans un espace rempli de gaz neutre). Ainsi des études sont en cours au CEA pour contrôler le support du cœur nucléaire par ondes guidées, depuis l'inter-cuve (Elie et al. 2015), visualisé par le numéro 2 sur la Figure 1. En parallèle, l'idée de propager des ondes ultrasonores à travers la cuve principale pour inspecter des structures internes sous sodium est à l'origine de ce travail de thèse. Cette dernière stratégie est identifiée sur la Figure 1 par le numéro 3 et détaillée dans le cadre rouge : le diamètre de la cuve principale (environ 16 m) et des structures internes est suffisamment grand pour approximer localement leur section par des plaques parallèles. Il a été montré à échelle réduite que des défauts peuvent être détectés dans une structure occultée par une ou deux plaques immergées (Corneloup et al. 2011).



**Figure 1: Vue en coupe du réacteur ASTRID avec les différentes stratégies de contrôle à l'étude et la mise en évidence de la zone d'intérêt par le rectangle rouge (gauche). Schématisation des trajets ultrasonores attendus pour la solution 3 (droite)**

Cette configuration simplifiée de différentes plaques a naturellement orienté l'étude sur l'utilisation d'ondes ultrasonores guidées dans les plaques, les ondes de Lamb. Néanmoins la mise au point des systèmes de contrôle et l'estimation de leurs performances nécessitent le développement de méthodes et d'outils de modélisation, ainsi que la réalisation d'essais de qualification. L'objectif est de réaliser le Contrôle Non Destructif (CND) des différentes plaques.

## I.1.2 CND : définition et objectifs pour cette étude

Le terme « Contrôle Non Destructif » peut englober plusieurs objectifs : la détection, la localisation, la caractérisation et le dimensionnement d'un défaut.

La détection seule (dire s'il y a ou pas un défaut) n'est pas suffisante dans notre cas, car elle ne permet pas d'évaluer la gravité et la criticité du défaut qui est fonction de son emplacement, sa nature, et sa taille.

La détection et la localisation du défaut seront donc recherchées. Il nous faudra pouvoir dire dans quelle plaque le défaut se situe, mais aussi à quelle abscisse se trouve le défaut à partir d'une analyse de temps de vol de l'écho de retour.

Ce qui est entendu traditionnellement par « caractérisation » est de pouvoir différencier un défaut volumique (par exemple une inclusion) d'un défaut non volumique (par exemple une fissure) (Corneloup et Gueudré 2016). À notre connaissance, les études concernant les ondes de Lamb se concentrent sur les défauts non volumiques, on ne se sait donc pas encore si cette différenciation est possible.

Le dimensionnement est peut-être possible dans l'hypothèse d'un défaut non volumique. C'est un axe de recherche actuel qui sera abordé en section IV.1.3, mais ceci dépasse la portée de cette thèse.

Par la suite, l'utilisation du terme CND désignera donc la détection et la localisation d'un défaut.

## I.1.3 Problématique

La problématique de cette thèse est donc l'étude de la propagation, de la réémission et de la réflexion des ondes de Lamb, avec comme application le CND de structures de réacteurs nucléaires refroidis au sodium liquide. Nous considérerons que ces structures sont mécaniquement linéaire élastique homogène isotrope. De plus nous nous limiterons à des modélisations 2D, car cette symétrie est suffisamment représentative des phénomènes en jeu ici.

Cependant, rappelons que le sodium liquide explose au contact d'eau ou d'une forte humidité. Pour des raisons évidentes, nous étudierons donc le cas de plaques en acier inoxydable plongées en eau, qui est d'un point de vue acoustique très semblable au cas en sodium liquide.

## I.2 ONDES DE LAMB DANS UNE PLAQUE LIBRE

Les ondes de Lamb se propagent de manière quasiment similaire dans une plaque entièrement libre (sans couplage avec un milieu extérieur) et dans une plaque plongée dans un fluide, à condition que la masse volumique du fluide reste inférieure à la masse volumique de la plaque (Chimenti et Rokhlin 1990). Le cas d'une plaque libre est plus simple à étudier car les ondes de Lamb ne s'y atténuent pas. Ainsi pour parvenir à une bonne compréhension des phénomènes qui se passent dans une plaque immergée, il a d'abord été nécessaire d'étudier le cas de la propagation dans une plaque libre.

### I.2.1 Présentation générale

Les ondes qui se déplacent dans des plaques ont été théorisées en 1917 par Horace Lamb (Lamb 1917) et portent son nom. On distingue classiquement deux catégories de modes de Lamb : les modes antisymétriques et symétriques, selon que la section de la plaque se déforme de manière symétrique ou pas (voir Figure 2). Cette appellation se base donc sur la symétrie ou non des déplacements normaux observés à la surface.

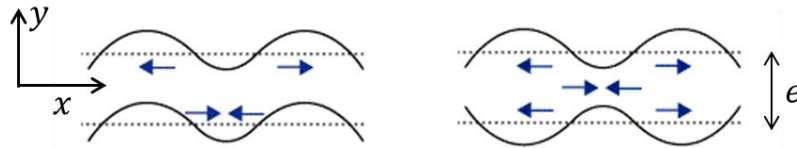


Figure 2: Schématisation des modes de Lamb antisymétriques ou de flexion (gauche) et symétriques ou de compression (droite)

Les modes antisymétriques et symétriques sont aussi appelés respectivement modes de flexion et modes de compression. Cette terminologie fait référence aux déplacements parallèles à la surface de la plaque qui induisent plutôt des efforts de flexion ou de compression (voir Figure 2). Ces différences entre déplacements normaux et parallèles seront détaillées dans la section I.2.3.

### I.2.2 Équations de dispersion et fréquences de coupure

Les équations de dispersion permettent de calculer le nombre d'onde noté  $k$  des différents modes de Lamb. Ces équations sont assez répandues dans la littérature (Castaings, Le Clezio, et Hosten 2002; Royer et Dieulesaint 1996; Rose 1999; Viktorov 2013) et sont rappelées ici dans les équations (1.1) et (1.2) :

Pour les modes symétriques :

$$\frac{\tan\left(\frac{q \cdot e}{2}\right)}{\tan\left(\frac{p \cdot e}{2}\right)} + \frac{4k^2 p \cdot q}{(q^2 - k^2)^2} = 0. \quad (1.1)$$

Pour les modes antisymétriques :

$$\frac{\tan\left(\frac{p \cdot e}{2}\right)}{\tan\left(\frac{q \cdot e}{2}\right)} + \frac{4k^2 p \cdot q}{(q^2 - k^2)^2} = 0, \quad (1.2)$$

avec  $e$  l'épaisseur de la plaque,  $p^2 = k_L^2 - k^2$  et  $q^2 = k_T^2 - k^2$ ,  $k_L = \frac{2\pi f}{c_L}$  et  $k_T = \frac{2\pi f}{c_T}$  les nombres d'onde respectifs des ondes longitudinales et transverses dans la plaque,  $f$  la fréquence considérée,  $c_L$  et  $c_T$  les vitesses respectives des ondes longitudinales et transverses dans le matériau qui compose la plaque.

Ces équations sont invariantes pour le produit fréquence-épaisseur. Les résultats seront donc affichés en fonction du produit  $f \cdot e$  en MHz.mm, ce qui permet d'utiliser les mêmes courbes même si l'épaisseur de la plaque change.

La Figure 3 montre les nombres d'onde des différents modes de Lamb calculés pour une plaque en acier inoxydable ( $c_L = 5750 \text{ m/s}$  et  $c_T = 3150 \text{ m/s}$ ). La résolution a été faite pour chaque mode par un algorithme de Levenberg-Marquardt qui cherche la racine des équations (1.1) et (1.2). On se limite pour l'instant à la recherche des racines réelles, les cas des racines complexes et imaginaires pures seront évoqués au début du chapitre IV. On sélectionne le mode voulu en jouant sur le nombre d'onde initial fourni à l'algorithme aux environs de la première fréquence (dite fréquence de coupure). Une fois qu'un mode est identifié, la même opération est répétée à une fréquence supérieure et la nouvelle initialisation du nombre d'onde est obtenue par extrapolation linéaire avec les deux solutions précédentes. Cette routine permet une résolution numérique assez rapide, mais son inconvénient est la recherche manuelle de la première solution de chaque mode aux alentours des fréquences de coupure.

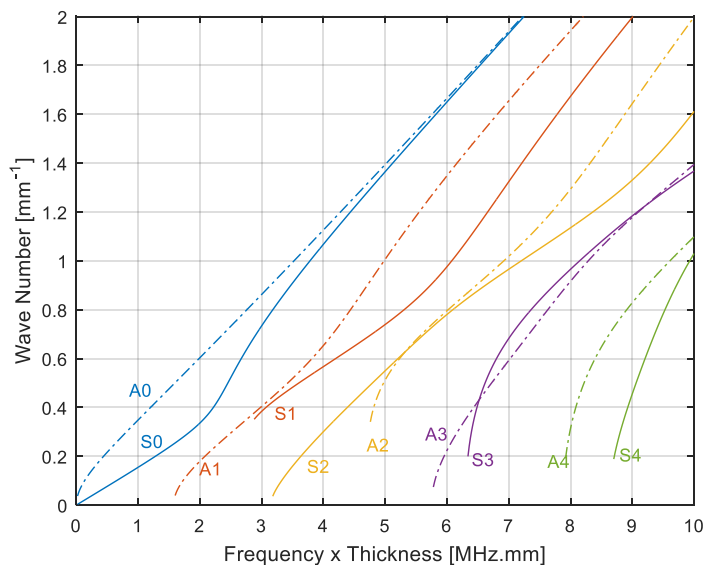


Figure 3: Nombres d'onde des ondes de Lamb pour une plaque en acier inoxydable

Ces modes de Lamb se propagent sans atténuation car leur nombre d'onde est réel. Les modes A0 et S0 sont les seuls à exister pour les fréquences les plus basses. Tous les autres modes se propagent à partir de leur fréquence de coupure. L'expression analytique de cette fréquence limite  $f_c$  est donnée par (Le Clézio 2001; Royer et Dieulesaint 1996; Rose 1999; Viktorov 2013) et explicitée dans les équations (1.3) et (1.4) pour la  $m^{\text{ème}}$  harmonique :

Pour les modes symétriques :

$$\begin{aligned} f_c &= m \cdot c_L / 2e \text{ si } m \text{ est impair,} \\ f_c &= m \cdot c_T / 2e \text{ si } m \text{ est pair.} \end{aligned} \quad (1.3)$$

Pour les modes antisymétriques :

$$\begin{aligned} f_c &= m \cdot c_T / 2e \text{ si } m \text{ est impair,} \\ f_c &= m \cdot c_L / 2e \text{ si } m \text{ est pair.} \end{aligned} \quad (1.4)$$

Les huit premiers produits  $f_c \cdot e$  sont donnés dans le Tableau 1 suivant pour notre cas.

	$m$	1	2	3	4	5	6	7	8
Modes S	$f_c \cdot e$ (MHz.mm)	2,87	3,15	8,62	6,3	14,37	9,45	20,12	12,6
	<i>Nom</i>	S1	S2	S4	S3	S7	S5	S8	S6
Modes A	$f_c \cdot e$ (MHz.mm)	1,57	5,75	4,72	11,5	7,87	17,2	11,02	23
	<i>Nom</i>	A1	A3	A2	A6	A4	A7	A5	A8

**Tableau 1: Fréquences de coupure des huit premiers modes de Lamb**

Remarquons que cette numérotation donne des fréquences de coupure qui ne sont pas classées par ordre croissant. Ainsi pour  $m = 3$ , la fréquence de coupure correspondante pour les modes symétriques vaut 8,625 MHz.mm et elle est positionnée avant 6,3 MHz.mm (fréquence de coupure pour  $m = 4$ ). De même pour les modes antisymétriques, 4,725 MHz.mm ( $m = 3$ ) est positionnée après 5,75 MHz.mm ( $m = 2$ ).

Si les harmoniques sont numérotées de façon stricte de cette manière (c'est-à-dire Am et Sm), elles ne seront pas classées par ordre croissant pour des fréquences croissantes. On aurait par exemple l'ordre suivant pour les modes antisymétriques A1, A3, A2, A6, A4, A7, A5 et A8. À notre connaissance un livre utilise cette convention (Royer et Dieulesaint 1996), mais toutes les autres publications lues classent simplement les harmoniques par ordre croissant avec la fréquence. Nous utiliserons donc cette dernière convention plus



intuitive dans ce manuscrit (qui est déjà utilisée pour la Figure 3).

### I.2.3 Structure des déplacements

Les ondes de Lamb font vibrer les particules de la plaque selon un mouvement elliptique, c'est-à-dire avec une composante de déplacement dans le sens de la propagation (axe  $x$ ) et une autre perpendiculaire à la propagation (axe  $y$ ). Les axes de référence  $x$  et  $y$  sont positionnés sur le schéma de principe de la Figure 2. Ces déplacements varient selon la position dans l'épaisseur de la plaque, c'est-à-dire selon l'axe  $y$ . Leur expression analytique est rappelée dans les équations (1.5) et (1.6) qui sont détaillées dans (Royer et Dieulesaint 1996; Rose 1999; Viktorov 2013; Frank Pai, Deng, et Sundaresan 2015).

Pour les modes symétriques :

$$\begin{aligned} u_x(y) &= ikC_1 \cos(q \cdot y) + qC_2 \cos(p \cdot y), \\ u_y(y) &= -pC_1 \sin(p \cdot y) - ikC_2 \sin(q \cdot y), \end{aligned} \quad (1.5)$$

avec  $C_1$  et  $C_2$  des constantes telles que  $\frac{C_2}{C_1} = \frac{2ikp \cdot \sin(p \cdot \frac{e}{2})}{(k^2 - q^2) \cdot \sin(q \cdot \frac{e}{2})}$

Pour les modes antisymétriques :

$$\begin{aligned} u_x(y) &= ikC_3 \cdot \sin(p \cdot y) - qC_4 \sin(q \cdot y), \\ u_y(y) &= pC_3 \cos(p \cdot y) - ikC_4 \cos(q \cdot y), \end{aligned} \quad (1.6)$$

avec  $C_3$  et  $C_4$  des constantes telles que  $\frac{C_4}{C_3} = \frac{-2ikp \cdot \cos(p \cdot \frac{e}{2})}{(k^2 - q^2) \cdot \cos(q \cdot \frac{e}{2})}$

Notons que les deux composantes de déplacement  $u_x$  et  $u_y$  sont déphasées de  $\frac{\pi}{2}$  ( $u_y$  est déphasé de  $+\frac{\pi}{2}$  par rapport à  $u_x$ ). Quand le déplacement selon  $u_x$  est maximum, celui selon  $u_y$  est à zéro : elles sont en quadrature de phase. Numériquement, si le déplacement calculé  $u_x$  est réel, celui calculé sur  $u_y$  sera imaginaire pur et vice versa.

Les figures suivantes (Figure 4 à Figure 8) présentent quelques structures de déplacements des modes A0, S0, A1, S1 et S2 à quelques produits  $f \cdot e$  d'intérêt. Pour la visualisation, le déphasage de  $\frac{\pi}{2}$  n'est pas pris en compte et les profils  $u_x$  et  $u_y$  sont affichés en phase (même si physiquement cette configuration n'existe pas). Pour aider à la visualisation de la section de la plaque, l'axe  $y$  est positionné verticalement. Enfin les courbes sont normalisées pour que le déplacement maximum soit d'amplitude unité.

Comme attendu, les modes antisymétriques présentent un profil  $u_y$  symétrique par rapport au plan médian de la plaque  $y = 0$  (Figure 4 par exemple), et le profil  $u_y$  des modes symétriques change de signe pour présenter des déplacements de signe opposé aux

surfaces (Figure 5 par exemple).

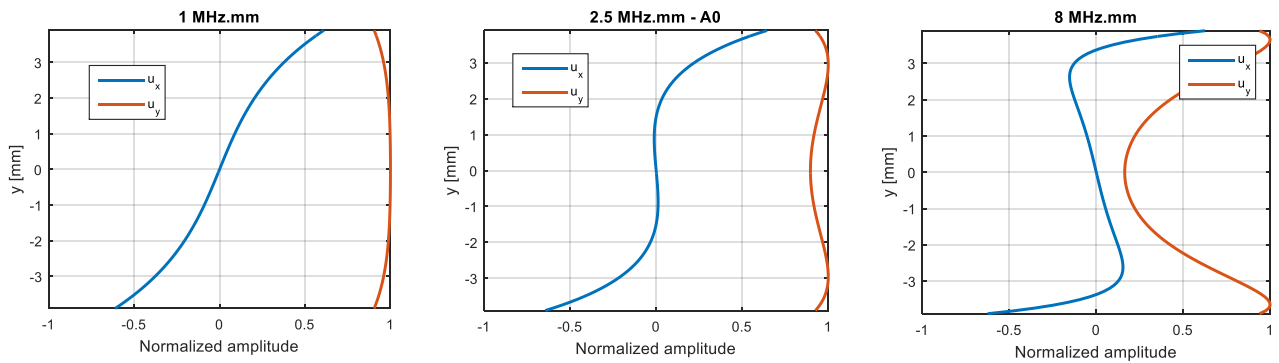


Figure 4: Structure des déplacements du mode A0 à 1, 2,5 et 8 MHz.mm

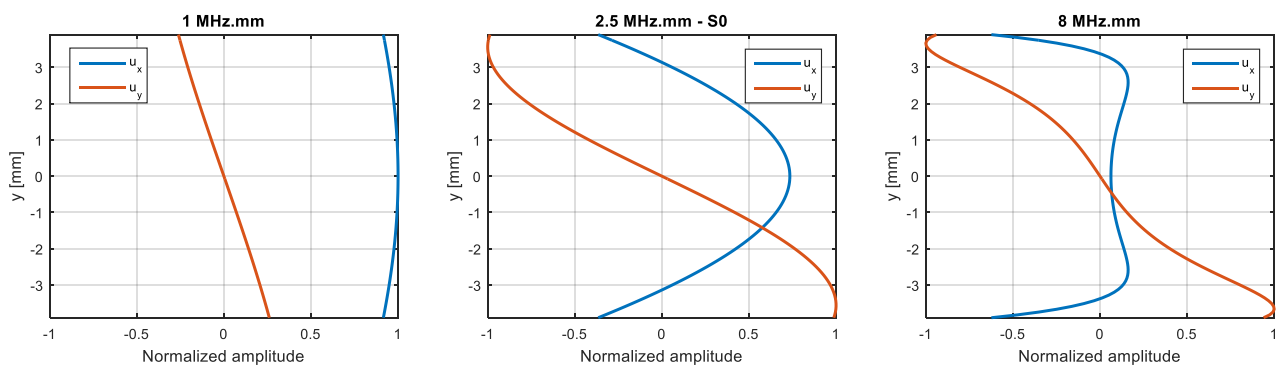


Figure 5: Structure des déplacements du mode S0 à 1, 2,5 et 8 MHz.mm

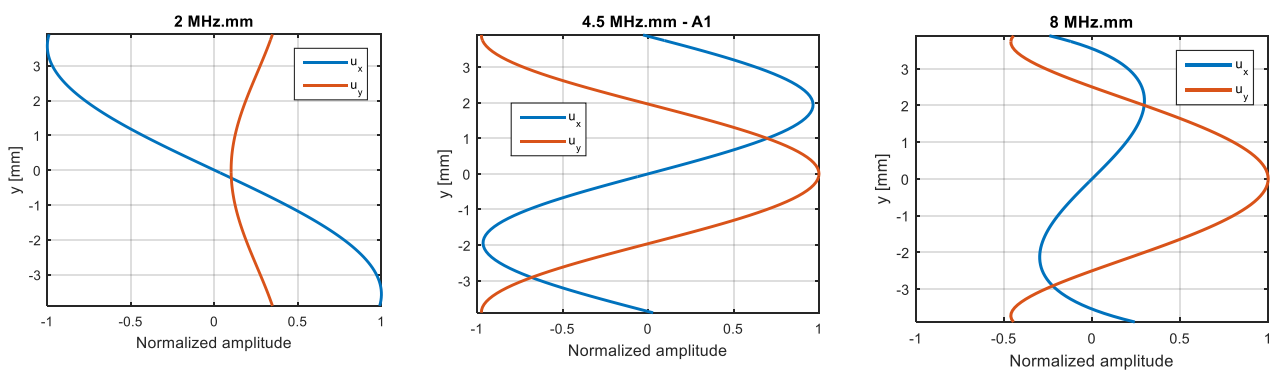


Figure 6: Structure des déplacements du mode A1 à 2, 4,5 et 8 MHz.mm

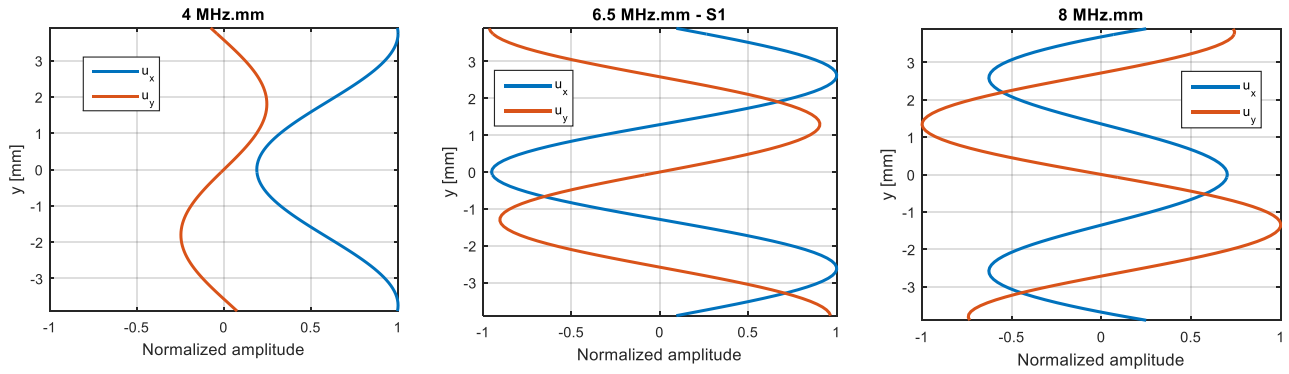


Figure 7: Structure des déplacements du mode S1 à 4, 6,5 et 8 MHz.mm

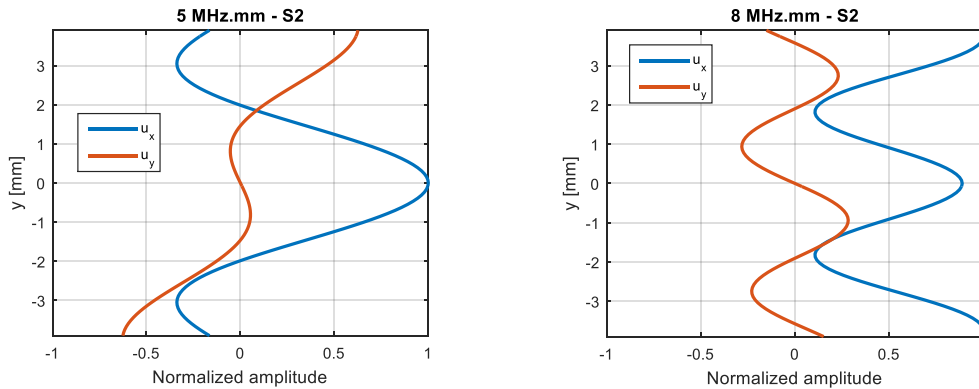


Figure 8: Structure des déplacements du mode S2 à 5 et 8 MHz.mm

Pour A0 et S0 (Figure 4 et Figure 5), les déplacements des deux composantes sont amortis au centre de la plaque à partir de 8 MHz.mm. La longueur d'onde de ces modes commence à devenir petite par rapport à l'épaisseur de la plaque, et ils tendent à se comporter comme deux ondes de Rayleigh sur chaque face de la plaque, avec de moins en moins de déplacements au centre. En revanche ce n'est pas le cas pour les autres modes. Une discussion plus approfondie sur ce sujet est disponible dans (Viktorov 2013).

Quand la plaque sera plongée dans un fluide, on s'intéressera tout particulièrement à la réémission d'énergie dans le fluide, pilotée par les déplacements normaux aux surfaces des plaques, c'est-à-dire  $u_y$  en  $y = \pm \frac{e}{2}$ . On peut déjà remarquer que la répartition de ce déplacement varie fortement en fonction du mode et de la fréquence : pour S0 (Figure 5), il est faible à 1 MHz.mm et dominant à partir de 2.5 MHz.mm. Il est relativement constant pour A0 (Figure 4) aux trois fréquences affichées. Pour A1 (Figure 6), il est faible à 2 MHz.mm, dominant à 4.5 MHz.mm et de nouveau moins important à 8 MHz.mm. Pour S1 (Figure 7), il est quasiment nul à 4 MHz.mm, dominant à 6.5 MHz.mm et un peu moins important à 8 MHz.mm. Enfin pour S2 (Figure 8), il est dominant à 5 MHz.mm, et dominé par  $u_x$  ( $y = \pm \frac{e}{2}$ ) à 8 MHz.mm. Nous retrouverons et quantifierons ce comportement lors de l'étude d'une plaque plongée dans un fluide dans la section I.3.2.

### I.2.4 Vitesses de phase, de groupe, et d'énergie

Connaître la vitesse de propagation des ondes ultrasonores est un prérequis indispensable pour faire du CND. En mesurant le temps d'arrivée des différents échos, on peut localiser les potentiels défauts. Une fois les nombres d'onde  $k$  calculés (voir Figure 3), la vitesse de phase  $c_p$  est accessible par l'équation (1.7) :

$$c_p = \frac{2\pi f}{k}. \quad (1.7)$$

Les courbes résultantes pour chacun des modes calculés sont présentées Figure 9.a. On s'aperçoit que la vitesse de phase est extrêmement dépendante de la fréquence. Elle prend même des valeurs très élevées lorsqu'on tend vers la fréquence de coupure (à l'exception des modes A0 et S0). Mais ces grandes valeurs de vitesse n'ont qu'une réalité physique limitée : la vitesse d'un paquet d'onde sera donnée par la vitesse de groupe.

La vitesse de groupe  $c_g$  dépend de la vitesse de phase et de sa dérivée par rapport à la fréquence. Elle est calculée par l'équation (1.8) donnée par (Rose 1999) :

$$c_g(\omega) = c_p(\omega)^2 \left[ c_p(\omega) - \omega \frac{dc_p(\omega)}{d\omega} \right]^{-1}, \quad (1.8)$$

avec  $c_p$  et  $c_g$  respectivement les vitesses de phase et de groupe, et  $\omega = 2\pi f$  la pulsation.

Le résultat pour une plaque d'acier inoxydable est présenté en Figure 9.b.

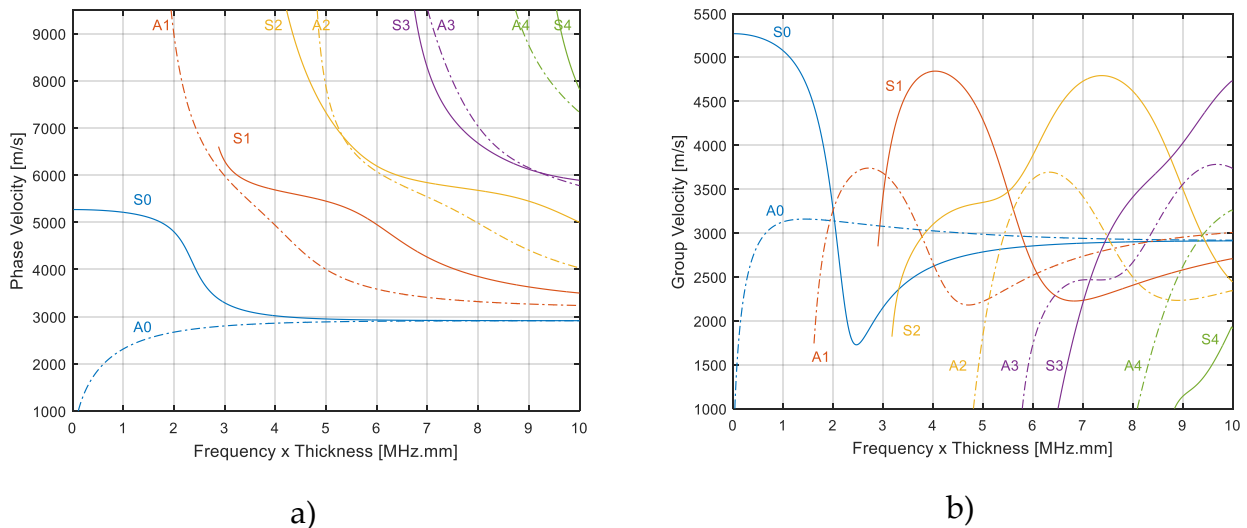


Figure 9: Vitesse de phase (a) et vitesse de groupe (b) des ondes de Lamb pour une plaque en acier inox

Enfin la vitesse de propagation de l'énergie est identifiée dans la littérature comme étant la vitesse de groupe (Bernard, Lowe, et Deschamps 2001; Royer et Dieulesaint 1996).

### I.2.5 Propagation dispersive

Les ondes de Lamb se propagent de manière dispersive, c'est-à-dire que leurs

caractéristiques de propagation (vitesse de phase et de groupe) varient avec la fréquence (voir Figure 9).

### I.2.5.1 Distinction entre propagation peu et très dispersive

On peut a priori distinguer deux cas de propagation : une propagation peu dispersive, et une très dispersive.

Dans le cas d'une propagation peu dispersive, le paquet d'onde a tendance à garder sa forme initiale. L'enveloppe de l'onde se propage à la vitesse de groupe, et les oscillations à l'intérieur se propagent à la vitesse de phase. Les deux vitesses sont a priori différentes, mais **le paquet d'onde garde à peu près sa forme d'origine du moment que les vitesses de groupe contenues dans la bande fréquentielle du signal varient peu**. Des vidéos d'excellentes qualités illustrent ce type de propagation dans la version en ligne de (Luis Dean-Ben et al. 2010). La propagation sera toujours un peu dispersive (c'est-à-dire que le paquet d'onde aura toujours tendance à s'allonger) mais les effets seront peu visibles, d'où le terme de propagation peu dispersive.

Dans le cas d'une propagation très dispersive, le paquet d'onde envoyé se déforme et s'allonge. Cela arrive quand les vitesses de groupe présentes dans la bande fréquentielle du signal varient fortement : l'énergie contenue dans chaque composante fréquentielle se propage à des vitesses différentes, ce qui provoque un étalement temporel du signal initial. C'est le cas pour le mode S0 autour de 2 MHz.mm, dont la propagation est étudiée dans (Wilcox, Lowe, et Cawley 2001b) et montrée sur la Figure 10 :

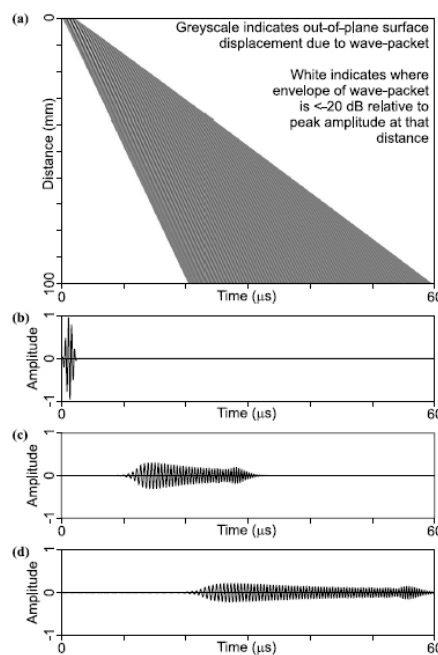


Figure 10: Propagation très dispersive du mode S0 autour de 2 MHz.mm (Wilcox, Lowe, et Cawley 2001b)

La mesure de la vitesse de groupe est plus complexe avec une telle propagation : l'enveloppe se déforme tellement qu'il est compliqué de mesurer son temps d'arrivée.

Faut-il utiliser le maximum de l'enveloppe comme point de repère ? Ou un seuil arbitraire ? Sans oublier que le résultat donné sera valable pour une fréquence, mais que cette fréquence est inconnue.

### I.2.5.2 Application : localisation d'un défaut malgré la dispersion

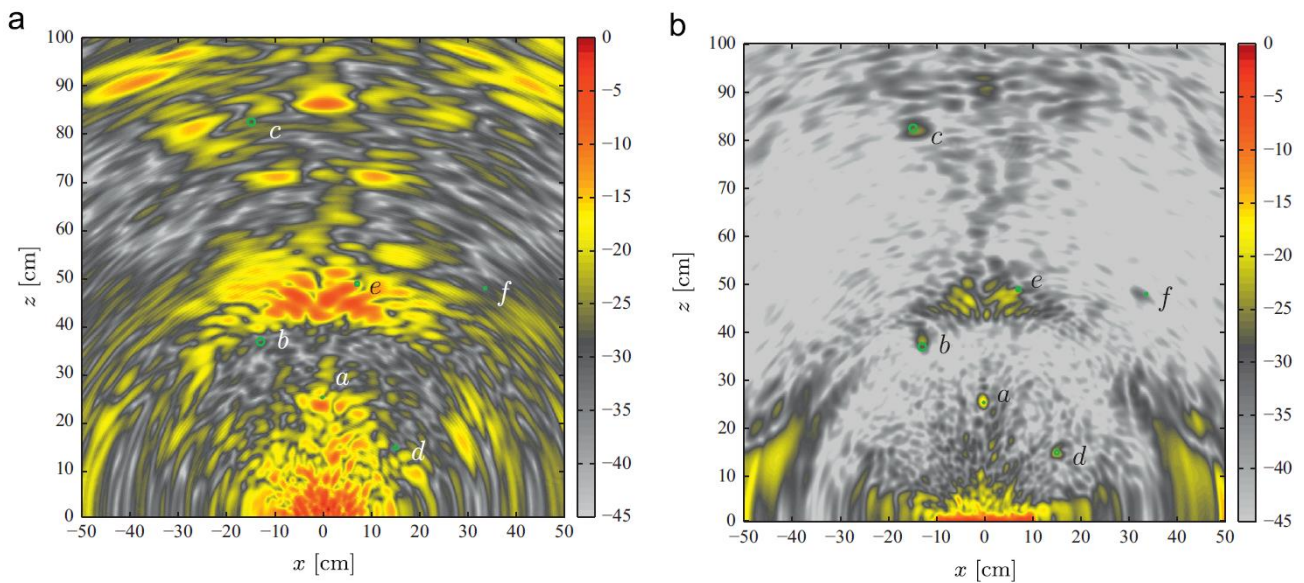
Il est préférable d'avoir un paquet d'onde qui ne se déforme pas (ou peu) pour localiser un défaut. Dans le cas contraire la localisation devient doublement délicate : aussi bien dans le repérage du temps d'arrivée de l'écho que dans le choix de la vitesse de propagation. Nous présentons ici trois méthodes qui permettent de s'affranchir ou de travailler avec une propagation très dispersive.

Pour limiter l'étalement du paquet d'onde, on peut diminuer la bande passante du signal utilisé en augmentant la durée de la sinusoïde envoyée (le paquet d'onde). Mais en mode écho, cette technique augmente aussi la durée de la zone morte en début de propagation (la saturation initiale due à l'envoi du paquet d'onde). De plus la résolution sera diminuée : deux défauts proches pourront ne pas être différenciés. Ainsi pour chaque mode, il existe une durée temporelle optimale du paquet d'onde afin de limiter la dispersion et la durée du signal (Wilcox, Lowe, et Cawley 2001b, 2001a).

Pour limiter l'étalement du paquet d'onde, on peut aussi viser une propagation peu dispersive en se plaçant aux fréquences où la vitesse de groupe varie peu, c'est-à-dire à un palier plus ou moins large qui est caractérisé par un extremum local (maximum ou minimum) (Alleyne et Cawley 1992; Wilcox, Lowe, et Cawley 2001b). En dessous de 5 MHz.mm, c'est le cas pour A0 autour de 1.4 MHz.mm, S0 à 2.5 MHz.mm, A1 à 2.7 et 4.7 MHz.mm, S1 à 4 MHz.mm et S2 à 4.9 MHz.mm. Ces endroits sont facilement repérables sur les courbes de vitesse de groupe Figure 9.b.

Si d'aventure il n'est pas possible de se placer à une de ces fréquences, il existe une technique de post-traitement qui permet de corriger l'étalement du paquet d'onde et de visualiser le paquet d'onde dans sa forme originelle après une propagation dispersive (Wilcox 2003). À condition de connaître parfaitement la vitesse de groupe du mode qui se propage de manière dispersive, il est possible de rétro-propager numériquement les différentes composantes fréquentielles. On peut ainsi retrouver la forme originelle du signal positionné au nouveau temps d'arrivée. Cette technique a été utilisée dans (Prado et al. 2013) avec succès et a permis la localisation de défauts dans le cas d'une propagation très dispersive (A0 autour de 0.1 MHz.mm). Le résultat est affiché en Figure 11 : on observe une nette amélioration pour la détection et la localisation des défauts après correction de la dispersion.





**Figure 11: Images en vue de dessus d'une plaque obtenue avec un multi-élément centré en (0,0) qui excite le mode A0 autour de 0.1 MHz.mm : avant (a) et après (b) correction de la dispersion. La position des défauts est indiquée en vert et l'échelle de couleur est en dB (Prado et al. 2013)**

Mais soulignons que cette correction n'apporte rien de plus quand la propagation est naturellement peu dispersive. Elle n'est sciemment pas appliquée par les auteurs pour S0 autour de 0.36 MHz.mm (Prado et al. 2013) et pour A1 à 3 MHz.mm et S1 à 4 MHz.mm (Takiy et al. 2017) car ce sont des endroits où la vitesse de groupe varie peu.

## I.2.6 Propagation multimodale

En fonction des conditions d'excitation, plusieurs modes de Lamb peuvent être générés ensemble. Quand cela se produit, ils peuvent se superposer temporellement et compliquer les mesures. Pour contrôler une plaque, il est préférable de travailler avec un unique mode de Lamb et de limiter le nombre d'échos reçus pour les identifier plus facilement.

Il peut être difficile de séparer les différents modes qui se propagent. La technique la plus simple est de les laisser se propager sur une distance suffisante pour que les échos soient temporellement séparés (ou résolus) (Castaings, Le Clezio, et Hosten 2002). Mais cette méthode n'est pas efficace si les modes ont des vitesses de groupe proches, car les modes ne se sépareront pas temporellement (par exemple A0 et S0 autour de 2MHz.mm, cas étudié dans (Y.-F. Xu et Hu 2017)). Cette méthode est aussi difficilement applicable dans le cas où les modes sont atténués, car l'amplitude diminue avec la distance de propagation (Kauffmann et al. 2018).

La propagation multimodale ne peut pas toujours être évitée, en particulier après une réflexion sur un défaut où de nouveaux modes peuvent être générés (cas qui sera traité dans le chapitre IV.1). Il est donc préférable d'utiliser des outils et techniques de mesure qui sont capables de détecter une propagation multimodale et de prendre en compte voire

séparer la contribution des différents modes dans la mesure.

## I.2.7 Méthodes de mesure des vitesses

La mesure des vitesses de propagation des ondes de Lamb peut être délicate, car dans le cas idéal il faudrait pouvoir :

- Différencier les mesures de vitesse de groupe et de phase qui sont a priori différentes,
- Faire la mesure en fonction de la fréquence, car les vitesses peuvent varier fortement d'une fréquence à l'autre pour un même mode,
- Pouvoir séparer les différents modes en cas de propagation multimodale.

Nous allons rapidement passer en revue quelques techniques en détaillant leurs possibilités au regard de ces trois critères.

### I.2.7.1 Déroulement de phase

Le déroulement de phase consiste à étudier la phase de la transformée de Fourier d'un signal temporel. À un point donné, après une propagation sur une distance  $x$  et si la propagation n'est pas dispersive, l'évolution de la phase en fonction de la fréquence est linéaire de pente  $\frac{2\pi x}{c_p}$ . Mais ceci n'est valable que si la propagation n'est pas dispersive. Si elle est dispersive, il faut utiliser plusieurs points de mesures. En effet à une fréquence donnée, l'évolution de la phase en fonction du déplacement est linéaire de pente  $k = \frac{2\pi f}{c_p}$ .

Ainsi avec plusieurs acquisitions, on est théoriquement capable de remonter à la vitesse de phase en passant par un calcul de taux d'accroissement ou une régression linéaire.

Cette méthode est très plébiscitée dans la littérature du fait de sa simplicité. Elle est utilisée majoritairement dans le cas des ondes de volume (Hull, Kautz, et Vary 1984; Kline 1984; Papadakis 1976; M. A. Ploix 2006; Sachse et Pao 1978; Ting et Sachse 1978), et moins dans le cas des ondes guidées (Luis Dean-Ben et al. 2010; Takiy et al. 2017). Elle mesure la vitesse de phase sans être perturbée par la vitesse de groupe et donne le résultat en fonction de la fréquence. En revanche, elle est inefficace dans le cas d'une propagation multimodale : les phases des différents modes s'additionnent et n'évoluent pas à la même vitesse, ce qui perturbe la mesure. Par exemple on peut voir dans (Takiy et al. 2017) que les résultats sont supprimés quand deux modes peuvent se superposer.

Nous éviterons donc d'utiliser le déroulement de phase dans le cas des ondes de Lamb, car il est important de pouvoir détecter une propagation multimodale et séparer les différents modes dans ce cas.



### 1.2.7.2 Transformée de Hilbert et intercorrélation

La transformée de Hilbert appliquée à la mesure de vitesses est une méthode assez peu utilisée dans la littérature. Son utilisation est assez similaire à l'intercorrélacion, mais cette dernière est moins sensible au bruit ambiant (Mouchtachi 1996). Nous nous contenterons donc de détailler ici l'intercorrélacion. Plus d'informations sur la transformée de Hilbert sont disponibles dans (Audoin et Roux 1990, 1996; Mouchtachi 1996; M. A. Ploix 2006).

L'intercorrélacion (ou corrélation croisée) est une technique qui mesure le degré de similitude et de forme en fonction de la position temporelle entre deux signaux  $u(t)$  et  $v(t)$ . La fonction d'intercorrélacion  $C_{uv}(\tau)$  qui est rappelée par (Mouchtachi 1996) est donnée dans l'équation (1.9) :

$$C_{uv}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} v(t) u(t + \tau) dt. \quad (1.9)$$

Le décalage temporel entre les deux signaux est repéré par un maximum (en valeur absolue) de  $C_{uv}$ . La formulation fréquentielle est donnée dans l'équation (1.10) :

$$C_{uv}(\tau) = FFT^{-1}(U(f) \cdot \bar{V}(f)), \quad (1.10)$$

où  $U(f)$  et  $V(f)$  sont les transformées de Fourier des signaux  $u(t)$  et  $v(t)$ , la barre l'opérateur de conjugaison, et  $FFT^{-1}$  est la transformée de Fourier inverse.

La mesure de vitesse est ensuite achevée par un calcul de taux d'accroissement ou une régression linéaire sur les décalages temporels entre plusieurs signaux.

L'intercorrélacion permet de mesurer une vitesse moyenne, a priori entre la vitesse de phase et la vitesse de groupe : elle n'intègre pas le fait que la phase peut se propager à une vitesse différente de l'enveloppe. Ainsi dans le cas des ondes guidées, on observe des sauts de vitesse toutes les longueurs d'onde (Kobayashi 1994; Luis Dean-Ben et al. 2010). Si on se limite à une exploitation des temps de retard entre ces sauts, on mesure la vitesse de phase. En revanche on mesure la vitesse de groupe si on moyenne les temps d'arrivée toutes les longueurs d'onde ou si le pas d'acquisition est supérieur à la longueur d'onde.

L'intercorrélacion semble mesurer la vitesse à une fréquence proche de la fréquence centrale du signal (Hull, Kautz, et Vary 1984; M. A. Ploix 2006), mais ne permet pas d'avoir de résultats pour plusieurs fréquences. Pour finir elle est inefficace en cas de propagation multimodale, sauf si les modes sont clairement séparés temporellement.

Pour toutes ces raisons nous éviterons d'utiliser l'intercorrélacion dans le cas des ondes de Lamb.

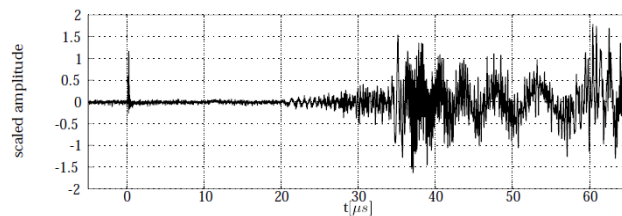
### I.2.7.3 Analyse temps-fréquence

Les représentations temps-fréquence permettent d'étudier la composition fréquentielle d'un signal à différents instants. On peut distinguer deux types de représentations différentes :

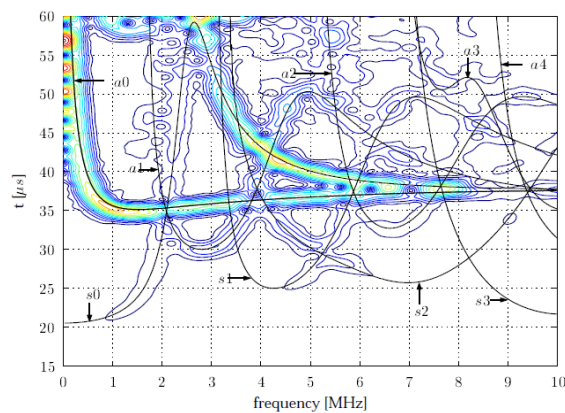
- Le spectrogramme, qui est le résultat de plusieurs transformées de Fourier à court terme (fenêtre glissante) à des temps différents,
- Le scalogramme, qui est le résultat de plusieurs projections du signal fenêtré à des instants différents sur une famille d'ondelette (transformée en ondelette).

Ces techniques permettent donc d'estimer le temps d'arrivée des différentes composantes fréquentielles du paquet d'onde. Dans le cas d'un signal large bande qui se propage de manière dispersive, l'énergie de chaque composante fréquentielle voyage à la vitesse de groupe. On a donc potentiellement accès à la vitesse de groupe en appliquant la transformation sur deux signaux éloignés d'une distance connue.

Un exemple de propagation multimodale est donné Figure 12: le signal temporel et son spectrogramme associé (Niethammer et al. 2000). Cette analyse permet de conclure que les premières oscillations qui arrivent à  $20\mu\text{s}$  appartiennent au mode  $S_0$ , que les fortes amplitudes à  $35\mu\text{s}$  sont dues principalement au mode  $A_0$  et que les deux modes coexistent à partir de ce moment.



a)



b)

**Figure 12: Exemple de signal temporel avec propagation multimodale (a) et son spectrogramme obtenu par transformée de Fourier à fenêtre glissante avec superposition des temps d'arrivée théoriques (b) (Niethammer et al. 2000)**

Plusieurs études ont déjà montré l'efficacité de ces techniques dans le cas des ondes de Lamb (Liu et Hong 2015; Niethammer et al. 2000, 2001; Yang et al. 2014; Elallami, Rhimini, et Sidki 2010). C'est systématiquement la vitesse de groupe qui est mesurée, sans être perturbé par le fait que la vitesse de phase soit différente ou non, contrairement à l'intercorrélacion. Les résultats sont dépendants de la fréquence et cette méthode est très efficace pour faire des mesures en cas de propagation multimodale.

En revanche les différentes composantes fréquentielles des modes doivent arriver à des temps différents pour être identifiées séparément. De plus les réglages de la transformation temps-fréquence peuvent s'avérer assez délicats : on ne peut pas avoir simultanément une excellente résolution temporelle et une excellente résolution fréquentielle. Il faut trouver un compromis entre les deux.

Nous utiliserons donc la représentation temps-fréquence calculée par une transformée de Fourier à fenêtre glissante (*Short Time Fourier Transform*, STFT). À la lecture de la bibliographie, cette méthode a paru être un bon compromis entre son potentiel et la complexité du traitement qui est raisonnable.

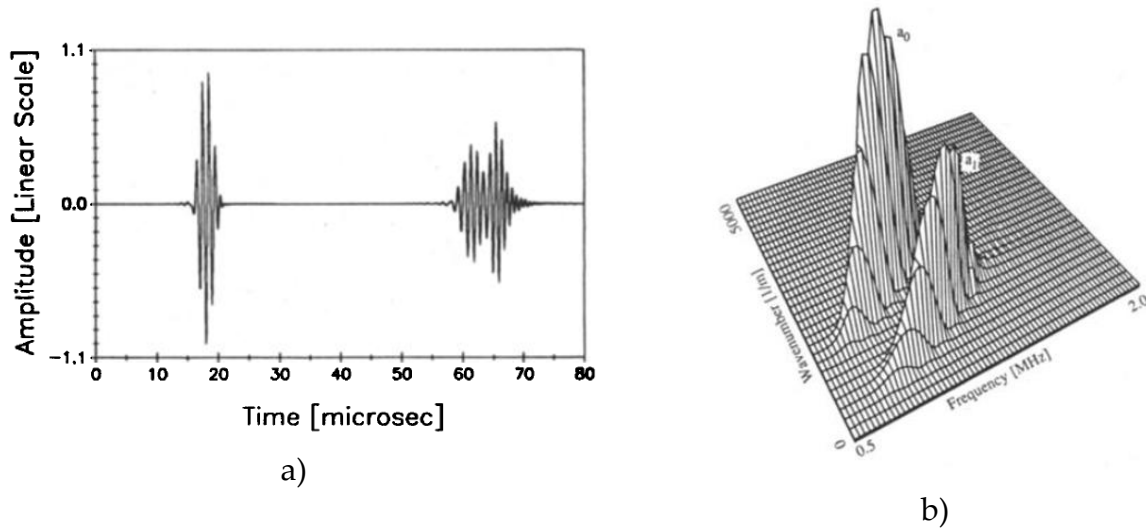
#### 1.2.7.4 Transformée de Fourier à deux dimensions (FFT2D)

La transformée de Fourier 2D (ou FFT2D ou Bi-FFT) permet de décomposer un groupe de signaux temporellement et spatialement. En effet, si plusieurs signaux temporels sont enregistrés à des positions différentes  $x$ , alors les ondes qui se propagent peuvent être décomposées par leur fréquence ( $\omega = 2\pi f$ ) et leur nombre d'onde  $k = \omega/c_p$  par l'équation (1.11) (Alleyne et Cawley 1991) :

$$FFT2D(k, f) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} u(x, t) e^{-i(kx + \omega t)} dx dt. \quad (1.11)$$

On a ainsi accès à l'amplitude spectrale des modes qui se propagent en fonction de la fréquence et du nombre d'onde (ce qui permet de remonter à la vitesse de phase).

Cette technique a déjà été éprouvée dans le cas des modes de Lamb et montre d'excellents résultats (Alleyne et Cawley 1991; Castaings 2002; Elie et al. 2015; Paget et Rehman 2017). En particulier elle permet de distinguer chacun des modes lors d'une propagation multimodale, même s'ils sont superposés (ou non résolus) temporellement. La Figure 13 en montre un exemple dans le cas des modes A0 et A1 : ils sont non résolus sur le Ascan temporel, mais clairement séparés dans le plan  $\{f, k\}$  après une transformée 2D (Alleyne et Cawley 1991).



**Figure 13: Signal temporel (a) montrant le premier passage du mode A0 et sa réflexion sur le bord d'une plaque contenant du A0 et du A1 non résolus, et (b) la FFT2D de l'écho réfléchi découplant les modes A0 et A1 (Alleyne et Cawley 1991)**

Il faut respecter les deux critères habituels pour les transformées de Fourier « classiques » (c'est-à-dire du domaine temporel au domaine fréquentiel) : la fréquence d'échantillonnage doit respecter le théorème de Shannon et la durée d'acquisition doit être compatible avec la résolution fréquentielle visée. Mais ces deux critères se déclinent aussi sur la dimension spatiale de la FFT2D : le pas d'acquisition et le nombre des acquisitions définissent une certaine plage de nombres d'onde observable et une résolution en nombres d'onde (Castaings 2002) :

Le pas  $\Delta X$  d'acquisition est imposé par l'étendue maximum du domaine des nombres d'onde que l'on souhaite étudier  $k_{max}$  par l'équation (1.12) :

$$k_{max} = \frac{\pi}{\Delta X}. \quad (1.12)$$

Cette relation correspond au théorème de Shannon appliqué sur l'échantillonnage spatial qui serait  $\Delta X = \lambda_{min}/2$  avec  $\lambda_{min}$  la longueur d'onde minimale que l'on souhaite étudier.

Enfin le déplacement maximum  $X$  dépend de la résolution  $\Delta k$  souhaitée dans le domaine des nombres d'onde selon l'équation (1.13) :

$$\Delta k = \frac{2\pi}{X}. \quad (1.13)$$

Même si cette méthode peut nécessiter un nombre important d'acquisitions, elle est la seule qui possède tous les avantages explicités précédemment : une mesure en fonction de la fréquence, mesure de la vitesse de phase non perturbée par la vitesse de groupe, et séparation des modes dans tous les cas si la propagation est multimodale. **Ce sera donc la technique de mesure de référence dans ce travail.**

## I.3 LEAKY LAMB WAVES (LLW) OU ONDES DE LAMB DANS UNE PLAQUE IMMERGÉE

Le cas des ondes de Lamb dans une plaque libre a été traité précédemment. Nous avons vu les équations de dispersion des modes de Lamb, leurs structures en déplacement, les différentes vitesses et leur interprétation (phase, groupe et énergie), le caractère dispersif de leur propagation, la propagation multimodale et avec quelle technique faire des mesures de vitesse pertinentes dans ces conditions.

Tout ceci reste vrai quand la plaque est couplée à un fluide, mais avec de nouveaux phénomènes qui découlent des pertes d'énergie dans le fluide. C'est ce que nous allons détailler dans cette partie.

### I.3.1 Réémission d'énergie dans le fluide environnant

Les ondes de Lamb qui se propagent dans une plaque immergée « perdent » de l'énergie dans le fluide sous forme d'ondes longitudinales. Cet effet est schématisé sur la Figure 14 et a un impact prépondérant sur l'atténuation des ondes de Lamb.

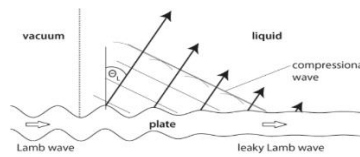


Figure 14: Réémission des *Leaky Lamb Waves* (LLW) lorsque la plaque est immergée (Schmitt et al. 2013)

On appelle donc les ondes de Lamb qui se propagent en s'atténuant dans la plaque immergée les **Leaky Lamb Waves (LLW)**, leaky venant de leakage qui signifie fuite ou perte. Nous utiliserons l'acronyme LLW pour les différencier des ondes de Lamb présentées dans la partie précédente (qui se propagent dans une plaque libre). L'atténuation est quantifiée par un coefficient en Np/m (ou dB/m) et est appelée atténuation par réémission, pour la différencier d'une possible atténuation due au matériau (qui n'est pas prise en compte ici).

### I.3.2 Coefficients d'atténuation par réémission

Les équations de dispersion des LLW sont modifiées par rapport au cas de la plaque libre. Elles sont données dans (Merkulov 1964) et écrites ici dans les équations (1.14) et (1.15) en conservant les notations déjà utilisées précédemment :

Pour les modes symétriques :

$$\frac{\tan\left(\frac{q \cdot e}{2}\right)}{\tan\left(\frac{p \cdot e}{2}\right)} + \frac{4k^2 p \cdot q}{(q^2 - k^2)^2} - i \cdot \frac{\rho_0 k^4 p \cdot \tan\left(\frac{q \cdot e}{2}\right)}{\rho \sqrt{k_0^2 - k^2} (q^2 - k^2)^2} = 0. \quad (1.14)$$

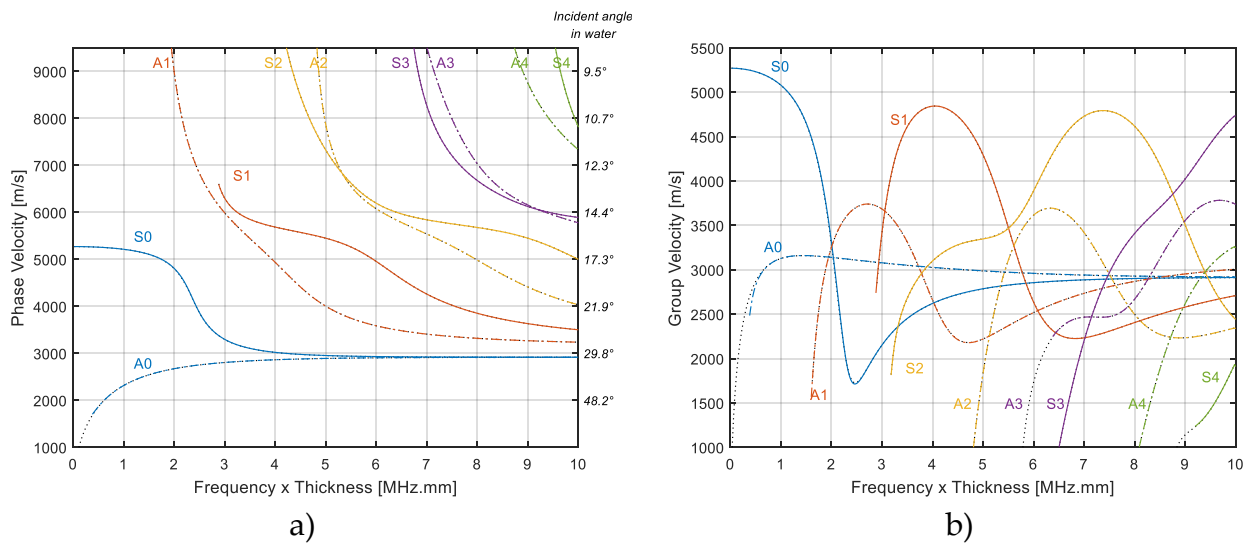
Pour les modes antisymétriques :

$$\frac{\tan\left(\frac{p \cdot e}{2}\right)}{\tan\left(\frac{q \cdot e}{2}\right)} + \frac{4k^2 p \cdot q}{(q^2 - k^2)^2} + i \cdot \frac{\rho_0 k_T^4 p}{\rho \sqrt{k_0^2 - k^2} (q^2 - k^2)^2 \cdot \tan\left(\frac{q \cdot e}{2}\right)} = 0, \quad (1.15)$$

avec  $i$  le nombre imaginaire unité,  $p^2 = k_L^2 - k^2$  et  $q^2 = k_T^2 - k^2$ ,  $k_0 = 2\pi f / c_0$  le nombre d'onde des ondes volumiques dans le fluide,  $c_0$  la vitesse des ondes longitudinales dans le fluide,  $\rho$  et  $\rho_0$  les masses volumiques respectives de la plaque et de l'eau. Le fluide est considéré non visqueux.

On remarque que la partie réelle de ces équations correspond aux équations de dispersion sans couplage (équations (1.1) et (1.2)). Le couplage est pris en compte dans la partie imaginaire, qui est proportionnelle au rapport des masses volumiques  $\rho_0/\rho$ . Si le fluide est très peu dense par rapport à la plaque (comme c'est le cas de l'air et de l'acier),  $\rho_0/\rho$  tend vers zéro et l'impact du fluide environnant tend à être négligeable. Dans le cas de l'acier et de l'air, la réémission de la plaque dans l'air est faible mais peut être observée par laser en laboratoire (Zhao et al. 2008).

L'application numérique est faite ici pour une plaque en acier inoxydable ( $\rho = 7950 \text{ kg/m}^3$ ) plongée dans l'eau ( $\rho_0 = 1000 \text{ kg/m}^3$  et  $c_0 = 1490 \text{ m/s}$ ). La résolution des nouvelles équations de dispersion dans le cas immergé utilise les solutions du cas sans couplage comme initialisation de la partie réelle de  $k$ . L'initialisation de sa partie imaginaire est faite à zéro pour la fréquence la plus proche de la fréquence de coupure, et à partir de la troisième fréquence l'initialisation est obtenue par extrapolation linéaire des deux dernières parties imaginaires calculées. La partie réelle finale de  $k$  amène aux vitesses de phase et groupe présentées sur la Figure 15 :

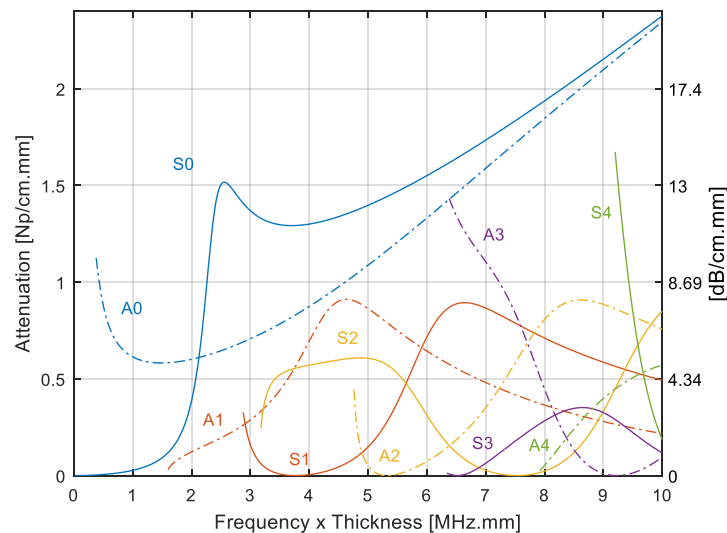


**Figure 15: Vitesses de phase (a) et de groupe (b) dans le cas d'une plaque d'acier inoxydable immergée dans de l'eau. Les vitesses dans le cas sans couplage sont superposées en noir pointillé**

La superposition avec les résultats obtenus pour une plaque libre confirme que

l'immersion a peu d'impact sur les valeurs de vitesses dans notre cas (Chimenti et Rokhlin 1990). Pour calculer la vitesse de propagation du paquet d'onde de manière tout à fait rigoureuse, il faudrait passer par l'intégration du vecteur de Pointing comme décrit dans (Bernard, Lowe, et Deschamps 2001). En effet, l'équation (1.8) utilisée pour calculer la vitesse de groupe n'a pas de sens physique pour un nombre d'onde complexe. La vitesse de l'énergie peut différer significativement de la vitesse de groupe lorsque l'atténuation est élevée. Toutefois, dans cette étude, on considère que l'atténuation reste d'un ordre de grandeur suffisamment bas pour que l'utilisation de la vitesse de groupe soit satisfaisante.

La partie imaginaire de  $k$  correspond au coefficient d'atténuation des ondes de Lamb. Plus précisément à l'atténuation due à la réémission d'énergie dans le fluide. Cette atténuation (en Np/cm) est inversement proportionnelle à l'épaisseur de la plaque (Merkulov 1964) : plus la plaque est épaisse, et moins elle réémet dans le fluide. Nous avons donc normalisé les coefficients d'atténuation sur la Figure 16 en les multipliant par l'épaisseur (en mm) comme dans (Merkulov 1964; Wilcox, Lowe, et Cawley 2001a).



**Figure 16: Atténuation par réémission des ondes de Lamb dans le cas d'une plaque en acier inoxydable immergée dans de l'eau. L'atténuation (en Np/cm) est multipliée par l'épaisseur de la plaque (en mm)**

L'atténuation calculée est due aux déplacements normaux à la plaque (selon  $y$ ) en surface de plaque : plus le coefficient est élevé, plus le mode considéré réémet de l'énergie dans le fluide et plus le mode de Lamb qui se propage dans la plaque s'atténue. Notons que les coefficients d'atténuation par réémission calculés confirment les tendances observées sur les structures en déplacement calculées section I.2.3. Le mode  $S_0$  ne réémet quasiment pas en dessous de 1 MHz.mm avant d'être le mode qui réémet le plus autour de 2.5 MHz.mm. Le mode  $A_0$  réémet de manière relativement constante entre 1 et 4 MHz.mm. Le mode  $A_1$  réémet peu autour de 2 MHz.mm, a un pic de réémission autour de 4.5 MHz.mm et réémet ensuite de moins en moins. Le mode  $S_1$  ne réémet pas autour de 4 MHz.mm avant de se comporter comme  $A_1$  avec un pic à 6.5 MHz.mm. Enfin  $S_2$  réémet bien jusqu'à 5



MHz.mm avant de ne plus réémettre à 8 MHz.mm.

### I.3.2.1 Comparaison de l'atténuation due au matériau par rapport à l'atténuation par réémission

L'atténuation due au matériau est prise en compte pour des plaques à forte atténuation par absorption (composite ou polymère) dans (Bernard, Lowe, et Deschamps 2001; Pavlakovic et al. 1997) mais pas pour des plaques peu atténuantes (métal homogène isotrope) dont l'atténuation peut être évaluée à 1/10 de dB/cm vers 1 MHz (M. A. Ploix 2006). **Il semble donc raisonnable de considérer l'atténuation par réémission comme prépondérante dans le cas acier/eau, et de négliger dans un premier temps les autres mécanismes d'atténuation.** Cette hypothèse sera confirmée par des mesures d'atténuation effectuées dans le chapitre suivant.

### I.3.2.2 Application : maîtriser la réémission pour le contrôle de grandes structures immergées

On remarque que, à l'exception de S0 et A0, chaque mode a une atténuation par réémission quasiment nulle peu après sa fréquence de coupure. Ce comportement a été étudié dans (Pilarski, Ditri, et Rose 1993) et vient du fait que la vitesse de phase des modes à ces fréquences est égale à la vitesse des ondes longitudinales dans le matériau de la plaque. Cette correspondance de vitesse induit une structure des modes à ces endroits qui est majoritairement longitudinale, c'est-à-dire qui est principalement composée de déplacements parallèles à la plaque. On peut ainsi prédire assez facilement les fréquences et les modes où la réémission est quasiment inexistante en analysant simplement les courbes de vitesse de phase (sans calcul des courbes d'atténuation par réémission).

Ces endroits précis permettent donc de propager des ondes de Lamb dans une structure immergée sans perte d'énergie dans le fluide, et donc sans atténuation par réémission. On peut ainsi inspecter des structures plus longues que dans le cas où les ondes de Lamb s'atténuent fortement à cause du fluide (Wilcox, Lowe, et Cawley 2001a).

## I.3.3 Génération par un faisceau incident

Utiliser un faisceau acoustique en incidence oblique sur la plaque est une technique très répandue dans la littérature (Alleyne et Cawley 1992; Bertoni et Tamir 1973a; Potel et al. 2005; Takiy et al. 2017; Viktorov 2013; Wilcox, Lowe, et Cawley 2001a; Y.-F. Xu et Hu 2017). Si la plaque est immergée dans un fluide (air ou liquide), le champ incident se propage dans le fluide jusqu'à la plaque (Alleyne et Cawley 1992; Bertoni et Tamir 1973a; Potel et al. 2005; Viktorov 2013; Y.-F. Xu et Hu 2017). Un schéma de principe extrait de (Wilcox, Lowe, et Cawley 2001a) sera reproduit sur la Figure 17.a. Dans le cas d'une plaque libre, on peut utiliser un sabot (ou un coin) posé sur la plaque pour orienter le



faisceau à l'angle voulu (Alleyne et Cawley 1992; Takiy et al. 2017; Viktorov 2013; Viktorov, Zubova, et Kaekina 1965).

La sélection d'un mode de Lamb en particulier est possible en jouant sur l'angle d'incidence du champ acoustique sur la plaque.

### I.3.3.1 Angle d'incidence

La loi de Snell-Descartes aboutit à l'expression donnée en équation (1.16) de l'angle d'incidence  $\theta_i$  qui permet de générer un mode de Lamb dans la plaque à la vitesse de phase  $c_p$  en fonction de la vitesse dans le fluide  $c_0$  :

$$\sin(\theta_i) = \frac{c_0}{c_p}. \quad (1.16)$$

Cette équation est valable à condition que la vitesse de phase du mode visé soit toujours supérieure à la vitesse dans le fluide. C'est toujours le cas pour l'eau (et également le sodium liquide) à l'exception du mode A0 en dessous de 0.5 MHz.mm pour la plaque considérée.

Ainsi l'axe de droite des courbes de vitesse de phase de la Figure 15.a est gradué en fonction de l'angle d'incidence correspondant dans l'eau (échelle non linéaire). Pour une fréquence donnée, il y a un angle d'incidence qui correspond à chacun des modes de Lamb, ce qui permet de les sélectionner.

Néanmoins cette technique peut générer plusieurs modes ensemble si le faisceau utilisé est peu directif ou très ouvert.

### I.3.3.2 Excitabilité des modes de Lamb

Les ondes de Lamb sont plus facilement réémises pour un mode qui a de forts déplacements normaux en surface de plaque. Par réciprocité, ce sont ces modes-là qui seront donc le plus facilement excitables par un champ acoustique incident. Cet effet a été quantifié dans (Wilcox, Lowe, et Cawley 2001a; Viktorov 2013; Viktorov, Zubova, et Kaekina 1965) qui donnent des courbes d'excitabilité reproduites Figure 17.b pour une plaque en acier immergée dans de l'eau. Ces courbes sont très similaires à celles des coefficients d'atténuation par réémission : ce sont deux façons de décrire le couplage entre une plaque et un fluide non visqueux en négligeant les efforts tangentiels. Cette hypothèse est aussi valable dans le cas d'un sabot solide posé sur la plaque, car le couplage entre les deux est fait par une mince couche d'eau (ou de gel non visqueux).

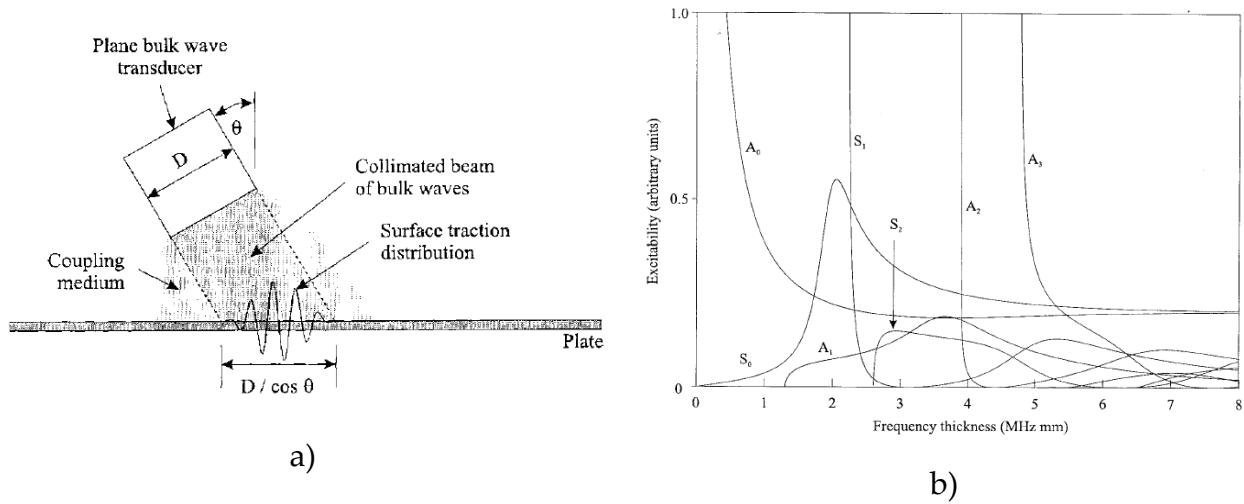


Figure 17: Schéma de principe pour générer une onde de Lamb par un faisceau en incidence oblique (a) et (b) excitabilité des modes de Lamb par cette méthode (Wilcox, Lowe, et Cawley 2001a)

Ainsi les modes qui seront le plus facilement excitable avec un faisceau acoustique incident oblique sont ceux qui possèdent le plus important coefficient d'atténuation par réémission.

### I.3.4 Champ acoustique réémis par une plaque

Le champ acoustique réémis par une plaque sera réutilisé dans notre cas pour générer une nouvelle onde de Lamb dans une deuxième plaque parallèle. Il est donc essentiel de bien comprendre la manière dont les ondes longitudinales sont réémises dans le fluide.

#### I.3.4.1 Réémission dans le cas d'un unique mode de Lamb

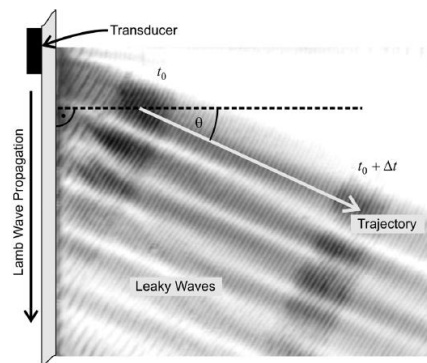
Par réciprocité, les ondes sont réémises dans la même direction que l'angle d'incidence  $\theta_i$  calculé par la relation de Snell-Descartes dans l'équation (1.16). Ce point a été validé assez tôt par des visualisation Schlieren (Dragonette 1972) ainsi que plus récemment par des scans avec hydrophone couplé à une visualisation Schlieren (Schmitt et al. 2013). La direction d'émission dépend donc de la vitesse de phase du mode considéré et de la vitesse dans le fluide.

La visualisation Schlieren est une technique expérimentale qui permet de visualiser les différences de pression dans un fluide. On peut ainsi suivre la propagation des ondes longitudinales, ce qui permet de visualiser la réémission d'une plaque (Dragonette 1972; Rautenberg et al. 2012).

#### I.3.4.2 Réémission lors d'une propagation multimodale

Lors d'une propagation multimodale, plusieurs modes réémettent ensemble et produisent des interférences constructives et destructives. Un exemple de ces interférences est extrait de (Rautenberg et al. 2012) donné sur la Figure 18 avec la réémission des modes  $A_0$  et  $S_0$

autour de 1.5 MHz.mm.



**Figure 18: Visualisation Schlieren de la réémission d'une plaque dans le cas d'une propagation multimodale (Rautenberg et al. 2012)**

On peut constater des bandes d'interférences qui sont émises dans une direction précise (mesurée par  $\theta$  sur la Figure 18). Cette direction d'interférence est donnée par l'équation (1.17) démontrée dans (Declercq, Degrieck, et Leroy 2005). Deux champs acoustiques émis dans des directions différentes  $\theta_1$  et  $\theta_2$  interfèrent de manière périodique dans une direction  $\theta$  qui est comprise entre  $\theta_1$  et  $\theta_2$ .

$$\theta = -\arctan\left(\frac{\cos(\theta_2) - \cos(\theta_1)}{\sin(\theta_2) - \sin(\theta_1)}\right). \quad (1.17)$$

Cette direction d'interférence est retrouvée expérimentalement par (Rautenberg et al. 2012) et utilisée par (Declercq, Degrieck, et Leroy 2005) pour identifier les différents modes qui sont créés par la réflexion d'un bord de plaque.

Il semble que ces interférences n'ont jamais été étudiées dans le cas de modes de Lamb générés ensemble par un faisceau incident. Nous allons donc présenter le modèle de Bertoni et Tamir qui permet de calculer le champ réémis par une plaque excitée par un faisceau acoustique incident. Nous modifierons ce modèle dans le chapitre suivant pour modéliser de manière plus réaliste le faisceau incident utilisé.

### I.3.5 Modèle de réémission de Bertoni et Tamir

#### I.3.5.1 Historique

Le modèle a été publié pour la première fois par (Tamir et Bertoni 1971) pour un rayon lumineux réfléchi de manière non spéculaire par une plaque. Ils ont ensuite publié l'application de leur modèle pour un faisceau acoustique réfléchi de manière non spéculaire par une plaque immergée quand une onde de Rayleigh est excitée (Bertoni et Tamir 1973b). Autrement dit, ils ont modélisé les interférences entre le faisceau incident et la réémission des ondes de Rayleigh « leaky ».

Ces travaux ont ensuite été repris par (Plona, Pitts, et Mayer 1976; Pitts, Plona, et Mayer

1977) et appliqués au cas des LLW qui se propagent dans une plaque en acier immergée en eau. Ils résolvent le modèle analytiquement en le simplifiant : un seul mode de Lamb est pris en compte. Enfin (Ngoc et Mayer 1980, 1982) l'ont résolu numériquement en l'étendant au cas de la contribution potentielle de plusieurs modes de Lamb différents dans le but d'étudier leur propagation. Néanmoins il semble que ce modèle n'ait jamais été utilisé pour étudier les interférences induites dans le champ réémis.

Nous nous concentrerons ici sur quelques aspects de ce modèle utiles pour interpréter physiquement la manière dont la modélisation est faite. Le modèle complet est entièrement détaillé dans (Ngoc et Mayer 1980).

### I.3.5.2 Prise en compte de la divergence du faisceau

Les modes de Lamb sont sélectionnés en fonction de la direction d'incidence du faisceau acoustique. Mais si ce faisceau est très ouvert (peu directif), on excitera potentiellement plus de modes que si le faisceau est peu ouvert (très directif). Il est donc important de s'attarder sur cette propriété.

La Figure 19 schématise les notations et les phénomènes modélisés. Le faisceau incident est représenté à une incidence  $\theta_i$  et une ouverture (ou divergence) de faisceau de  $\Theta$ .

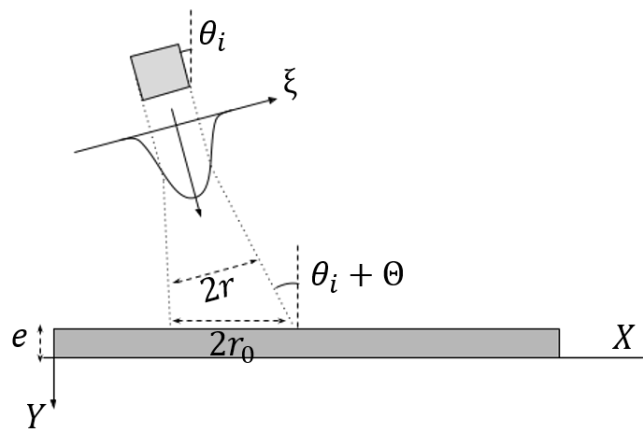


Figure 19: Schématisation des notations utilisées pour le modèle de Bertoni et Tamir

Les définitions de l'ouverture du faisceau peuvent varier dans la littérature. Nous utiliserons deux expressions définies respectivement dans les équations (1.18) et (1.19) :  $\Theta_{HW}$  qui est la demi-ouverture à -6dB d'un faisceau de profil gaussien (Ngoc et Mayer 1980), et  $\Theta_0$  qui est la demi-ouverture du premier passage à zéro du profil théorique du faisceau (Norme A09-325 1987).

$$\Theta_{HW} = \arcsin(\sin \theta_i + 0.53 \cdot w_k) - \arcsin(\sin \theta_i - 0.53 \cdot w_k), \quad (1.18)$$

avec  $w_k = \frac{c_0}{2fr} \cdot \cos(\theta_i)$ ,  $c_0$  la vitesse dans le fluide,  $f$  la fréquence et  $r$  le rayon du faisceau à -6dB.

$$\theta_0 = \arcsin\left(1.22 \frac{c_0}{2rf}\right). \quad (1.19)$$

Notons aussi que sur la Figure 19, la demi-largeur (en 2D) du faisceau est noté  $r$ . Sa projection sur la surface de la plaque en fonction de l'angle d'incidence est noté  $r_0$  avec  $r_0 = r/\cos(\theta_i)$ .

### 1.3.5.3 Modélisation du faisceau incident principal

Nous différencierons dans le champ acoustique incident le faisceau principal ou central (de divergence  $\pm\theta$ ), et les lobes secondaires (qui sont dirigés à des angles supérieurs à  $\theta$ ). Nous parlerons uniquement du faisceau principal dans cette partie. Les lobes secondaires seront abordés dans le chapitre II.2.

Ce modèle permet de décrire dans un plan 2D la réflexion et la transmission d'un faisceau acoustique principal incident sur une plaque élastique linéaire homogène isotrope immergé dans un fluide non visqueux.

Le faisceau incident principal  $U_{inc}$  est décomposé par transformée de Fourier spatiale selon  $k_x$  par les équations (1.20) et (1.21) pour  $y \leq -e$  :

$$U_{inc}(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_{k_i - \pi/r_0}^{k_i + \pi/r_0} V(k_x) \cdot \exp[i(x \cdot k_x - (y + e) \cdot k_y)] dk_x, \quad (1.20)$$

avec  $k_x$  et  $k_y$  les projections respectives des nombres d'onde présents dans le fluide sur les axes  $x$  et  $y$ , et  $k_i = k_0 \cdot \sin(\theta_i)$  la projection du nombre d'onde incident  $k_0$  sur la surface de la plaque.  $k_y$  est calculé en fonction de  $k_0$  et  $k_x$  par  $k_y = \sqrt{k_0^2 - k_x^2}$ . Enfin  $V$  est fonction de  $k_x$  qui est détaillée dans l'équation (1.21) :

$$V(k_x) = \int_{-r_0}^{r_0} U_{inc}(x, -e) \exp[-ix \cdot k_x] dx. \quad (1.21)$$

En modélisant le faisceau par une amplitude gaussienne telle que  $U_{inc}(\xi) = \exp\left[-\left(\frac{\xi}{r}\right)^2\right]$  avec  $\xi$  l'axe perpendiculaire à la direction de propagation du faisceau (indiqué sur la Figure 19), on a en coordonnées  $(x, y)$  à la surface de la plaque (soit pour  $y = -e$ ) :

$$U_{inc}(x, -e) = \exp\left[-\left(\frac{x}{r_0}\right)^2 + ix \cdot k_i\right]. \quad (1.22)$$

L'intégration analytique de l'équation (1.21) en injectant l'équation (1.22) aboutit à l'équation (1.23) :

$$V(k_x) = r_0 \sqrt{\pi} \exp\left[-(k_i - k_x)^2 \cdot \left(\frac{r_0}{2}\right)^2\right]. \quad (1.23)$$

On voit ici que les caractéristiques du faisceau incident sont prises en compte à trois endroits :

- Dans la phase de  $U_{inc}(x, -e)$  de l'équation (1.22) : elle représente la création et la propagation d'une onde dans la plaque selon le nombre d'onde  $k_i = k_0 \cdot \sin(\theta_i)$ , qui est directement due à au faisceau dans l'eau (nombre d'onde  $k_0$ ) d'incidence centré sur  $\theta_i$ .
- Dans les bornes d'intégration de  $V(k_x)$  de l'équation (1.21) : on intègre entre  $-r_0$  et  $+r_0$  selon  $x$ , c'est-à-dire aux endroits où le faisceau de largeur  $2r$  est incident sur la plaque. En effet on a  $r_0 = r/\cos(\theta_i)$ , donc si le faisceau est plus large ( $r$  augmente) ou plus incliné ( $\theta_i$  augmente), sa projection sur la surface de la plaque augmente et le domaine d'intégration s'agrandit pour prendre en compte la totalité du faisceau.
- Les bornes d'intégration de  $U_{inc}(x, y)$  de l'équation (1.20) permettent de prendre en compte l'ouverture angulaire du faisceau principal. Intégrer les nombres d'onde à  $\pm \frac{\pi}{r_0}$  revient à prendre en compte une ouverture de faisceau de  $\pm \arcsin\left(\frac{c_0}{2rf}\right)$ , qui correspond physiquement à la demi-ouverture angulaire à -20dB d'un transducteur de diamètre  $2r$  dans l'eau (Norme A09-325 1987).

### I.3.5.4 Calculs des champs acoustiques réfléchis et transmis

Les champs acoustiques réfléchis  $U_R$  et transmis  $U_T$  peuvent être calculés selon les équations (1.24) et (1.25) :

$$U_R(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_{k_i - \pi/r_0}^{k_i + \pi/r_0} R(k_x) \cdot V(k_x) \exp[i(x \cdot k_x - (y + e) \cdot k_y)] dk_x \quad \forall x, y \leq -e, \quad (1.24)$$

$$U_T(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_{k_i - \pi/r_0}^{k_i + \pi/r_0} T(k_x) \cdot V(k_x) \exp[i(x \cdot k_x + y \cdot k_y)] dk_x \quad \forall x, y \geq 0. \quad (1.25)$$

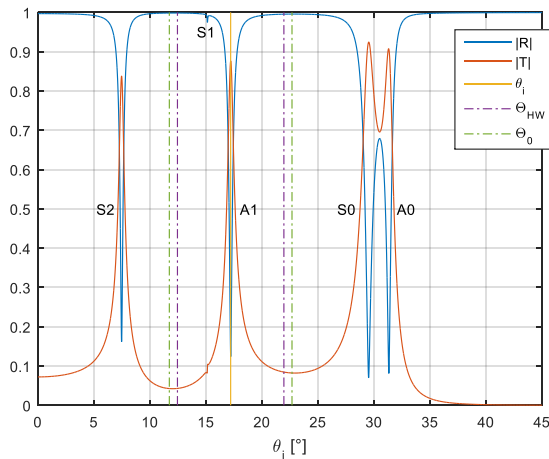
Les coefficients de réflexion et de transmission en amplitude d'une plaque dans un fluide  $R$  et  $T$  fonctions de  $k_x$  sont explicités dans (Ngoc et Mayer 1980; Plona, Pitts, et Mayer 1976; Pitts, Plona, et Mayer 1977).

Les équations (1.24) et (1.25) ont été historiquement explicitées analytiquement, mais en simplifiant l'expression de  $R$  et  $T$  aux environs d'un unique mode de Lamb, sans prise en compte possible de propagation multimodale. Les deux équations sont donc calculées numériquement ici, ce qui permet de prendre en compte une propagation multimodale.

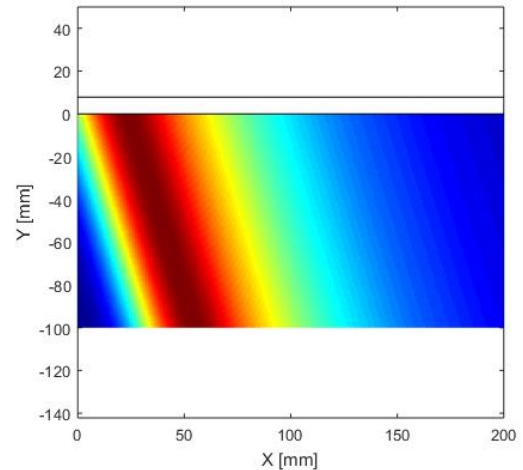
La Figure 20.a montre le module de ces coefficients  $R$  et  $T$  à 4 MHz.mm : les modes de Lamb sont repérés par un maximum de transmission et un minimum de réflexion (Dayal et Kinra 1989), et ils sont identifiés par leur angle d'excitation théorique. Ces coefficients sont directement liés à l'atténuation par réémission présentés précédemment car on remarque par exemple que le mode S1 apparaît à peine autour de  $15^\circ$  : à cette fréquence, son atténuation par réémission est quasiment nulle et il est très difficile à exciter.

Pour l'exemple de résultat de la figure 19.b, on a choisi d'exciter le mode A1 autour de  $17^\circ$  avec un transducteur de 500kHz et une épaisseur de faisceau  $2r$  de 38.1 mm. L'ouverture du

faisceau est visualisée sur la Figure 20.a par  $\Theta_{HW}$  et  $\Theta_0$  (traits pointillés) définis par les équations (1.18) et (1.19). On voit donc que l'on devrait exciter aussi S1, mais il est très difficile à générer à cette fréquence et le peu de S1 généré ne réémettra quasiment pas. La contribution du mode S1 est donc négligeable dans notre cas.



a)



b)

**Figure 20: Modules R et T à 4 MHz.mm en fonction de l'angle d'incidence avec visualisation de l'ouverture du faisceau (a), et (b) champ transmis théorique avec schématisation de la plaque par deux traits noirs parallèles**

La Figure 20.b montre le champ acoustique réémis par la plaque du côté transmis. C'est la réémission d'un mode unique (A1) dans la direction de son angle théorique (environ  $17^\circ$ ) et dont l'amplitude le long de la plaque décroît exponentiellement selon son coefficient d'atténuation par réémission. Notons que nous n'avons pas trouvé dans la littérature de champ acoustiques calculé en 2D en utilisant ce modèle, il était traditionnellement calculé en 1D selon X. Nous l'avons fait et le champ entier est affiché Figure 20.b.

### I.3.5.5 Limitation du modèle

La propagation multimodale est prise en compte dans ce modèle, mais uniquement pour les modes excités par le faisceau principal du champ incident. Les lobes secondaires générés par un transducteur réel immergé ne sont pas pris en compte. Ces lobes arriveraient sur la plaque dans des directions très différentes du faisceau principal, et peuvent potentiellement exciter d'autres modes de Lamb non prévus à l'origine.



## I.4 LLW DANS DEUX PLAQUES PARALLÈLES IMMERGÉES

La transmission d'une onde de Lamb dans un système de plusieurs plaques parallèles immergées est jusqu'à maintenant peu étudiée dans la littérature. Quelques travaux ont été faits par (Schmitt et al. 2013; Schmitt et Olfert 2013) sur la propagation des ondes de Lamb entre deux plaques semi-immersées. Nous verrons tout d'abord le comportement d'une unique plaque semi-immersée, puis la transmission des modes de Lamb entre deux plaques.

### I.4.1 Cas d'une plaque semi-immersée

Des simulations numériques ont été conduites par (Hayashi et Inoue 2014) et ont permis de retrouver les coefficients d'atténuation par réémission d'une plaque immergée des deux côtés. Mais surtout pour le cas d'une plaque semi-immersée, l'atténuation par réémission est deux fois moins importante que la même plaque entièrement immergée.

Ainsi l'énergie semble réémise de chaque côté de la plaque de manière symétrique. Si un côté n'est pas couplé à un fluide, l'autre ne réémet pas plus d'énergie. Les vitesses de propagation ne sont pas modifiées, mais l'atténuation est donc divisée par deux. Ces résultats sont retrouvés expérimentalement par (Yu et Tian 2015).

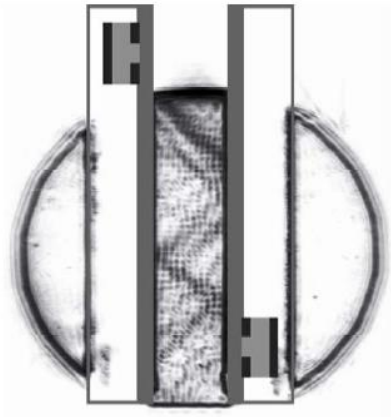
### I.4.2 Transmission des modes de Lamb dans la deuxième plaque

Le cas étudié dans (Schmitt et Olfert 2013; Schmitt et al. 2013) est celui de deux plaques de même épaisseur, parallèles et semi-immersées. Elles modélisent la section d'un tube rempli d'eau, et l'objectif est de contrôler l'encrassement interne du tube en analysant la transmission des LLW d'une plaque à l'autre.

Une visualisation Schlieren des ondes réémises entre les deux plaques est faite et présentée sur la Figure 21 (Schmitt et Olfert 2013). Le signal envoyé est suffisamment long temporellement pour être considéré en régime permanent.

Les modes  $A_0$  et  $S_0$  sont excités par le traducteur dessiné en haut à gauche. On remarque des interférences dans le champ réémis par la première plaque, qui sont typiques de deux modes qui réémettent ensemble (voir l'analyse de la Figure 18).





**Figure 21: Visualisation Schlieren de l'espace entre deux plaques à 1 MHz.mm en régime permanent (Schmitt et Olfert 2013). L'émetteur est dessiné en haut à gauche, et les plaques sont longues de 100 mm et espacées de 12 mm.**

Les deux plaques ont la même épaisseur, donc le produit fréquence-épaisseur ne varie pas d'une plaque à l'autre. **Les modes qui se propagent dans la première plaque sont transmis dans la deuxième par la réémission.** La deuxième plaque va à son tour réémettre un champ acoustique qui générera les mêmes modes dans la première plaque, etc...

Les plaques sont minces (épaisseur de 1 mm) donc l'atténuation par réémission attendue (cas semi-immersé) pour cette épaisseur est assez importante : 90 Np/m (soit 780 dB/m). Le champ réémis ne s'étend donc pas beaucoup en longueur : la LLW est atténuée de moitié au bout de 8 mm (sur les 100 mm de plaque). Sur cet exemple, les plaques sont espacées de 12 mm : il y a donc assez d'espace pour que les différentes réémissions entre plaques soient dissociées les unes des autres.

## I.5 CONCLUSIONS

L'étude de la bibliographie faite dans ce chapitre permet de dégager quelques axes importants.

La mesure des caractéristiques de propagation des ondes de Lamb constitue un point primordial : vitesse de phase et/ou de groupe, et dans le cas d'une plaque immergée atténuation due à la réémission (dite atténuation par réémission). Nous avons identifié deux méthodes pour mesurer les vitesses des ondes de Lamb : la transformée de Fourier 2D (FFT2D) pour la vitesse de phase et la transformée de Fourier à fenêtre glissante pour la vitesse de groupe. La FFT2D peut également être utilisée pour la mesure de l'atténuation due au matériau, cela a été fait dans (Castaings et al. 2004) pour une plaque de composite viscoélastique. Mais cela n'a jamais été appliqué à la mesure de l'atténuation

par réémission d'une plaque immergée.

Les modes de Lamb ne sont pas tous excités dans les mêmes proportions par un faisceau incident. Certains modes sont plus couplés au fluide que d'autres car les déplacements normaux aux surfaces des plaques varient selon le mode et la fréquence. Nous avons aussi vu que lors d'une propagation multimodale, les LLW réémettent un champ acoustique ourlé d'interférences.

Dans le cas de deux plaques parallèles immergées, les plaques peuvent réémettre successivement et s'alimenter l'une et l'autre plusieurs fois le long de la propagation. Ce cas à deux plaques immergées doit être mieux défini et connu pour conduire à des problématiques de CND relatives aux défauts éventuellement présents dans ces plaques. En particulier la propagation d'une LLW n'a jamais été caractérisée (mesure de vitesse et d'atténuation) dans une deuxième plaque parallèle immergée.

Des premiers essais de contrôle sur plusieurs plaques parallèles entièrement immergées ont été réalisés par le LMA/LCND et le CEA Cadarache, et les résultats ont été présentés dans deux conférences (Corneloup et al. 2011; Baqué et al. 2011). En particulier, des essais ont été faits sur deux et trois plaques parallèles de 2 mm d'épaisseur à 2 MHz.mm avec les modes A0 et S0, avec une entaille ouverte située dans la dernière plaque. L'entaille a été détectée dans tous les cas, mais c'est le mode A0 qui donnait le meilleur écho de retour à cette fréquence. Aucune étude n'a pour l'instant expliqué pourquoi et le potentiel des autres modes doit être établi.

L'objectif de la thèse est donc d'utiliser les LLW pour détecter et localiser un défaut plan vertical dans une  $n^{\text{ième}}$  plaque parallèle immergée. C'est le cas d'une seule plaque immergée qui est d'abord envisagé dans le chapitre suivant par l'étude de la propagation des ondes de Lamb dans cette plaque et le champ acoustique réémis dans le fluide environnant.

# CHAPITRE II - PROPAGATION ET RÉÉMISSION DES ONDES DE LAMB DANS UNE PLAQUE IMMERGÉE

---

Dans ce chapitre, nous allons étudier (théoriquement, numériquement et expérimentalement) les ondes de Lamb dans une plaque immergée : comment elles se propagent, comment elles s'atténuent et quel champ acoustique elles génèrent dans le fluide.

## II.1 PROPAGATION ET ATTÉNUATION PAR RÉÉMISSION

Nous avons vu dans le premier chapitre que les modes de Lamb dans une plaque immergée (les LLW) s'atténuent, car ils perdent de l'énergie dans le fluide au fur et à mesure de leur propagation. Dans notre cas, ce processus d'atténuation est prépondérant par rapport à l'atténuation dans le matériau solide (absorption et diffusion) qui sera négligée dans notre cas. Cette atténuation a été très tôt théorisée (Merkulov 1964), mais les validations expérimentales sont plus rares dans la littérature. Nous allons donc déterminer cette atténuation ainsi que les vitesses de phase et de groupe. Pour cela, nous validerons une modélisation par éléments finis en comparant à la théorie de référence. Puis nous utiliserons ce modèle aux éléments finis pour valider l'implémentation de nos méthodes de post-traitement fréquentielles : la transformée de Fourier 2D et la transformée de Fourier à fenêtre glissante (détaillées dans la partie I.2.7). Enfin nous appliquerons ces post-traitements sur des mesures expérimentales pour valider nos hypothèses de calcul qui sont rappelées dans la sous-partie suivante.

Cette étude constitue un passage obligé pour étudier l'atténuation dans une deuxième plaque parallèle immergée, ce qui sera fait dans le chapitre suivant. Tous les phénomènes étudiés dans ce demi-chapitre sont 2D, nous utiliserons donc cette représentation.

### II.1.1 Hypothèses et données d'entrée du modèle théorique

La théorie des ondes de Lamb dans une plaque immergée a déjà été présentée dans le

chapitre I, section I.3.2. Nous allons simplement ici rappeler les données utilisées et les principales hypothèses de travail.

La plaque est considérée comme un solide élastique linéaire homogène isotrope en acier inoxydable, défini par sa masse volumique ( $\rho = 7\,950\text{ kg/m}^3$ ) et les vitesses de ses ondes volumiques :  $c_L = 5750\text{ m/s}$  pour les ondes longitudinales et  $c_T = 3150\text{ m/s}$  pour les ondes transverses. On rappelle que les mécanismes d'atténuation due au matériau de la plaque (comme par exemple l'absorption ou la diffusion) sont négligés.

La plaque est entourée d'eau, définie par sa masse volumique  $\rho_0 = 1\,000\text{ kg/m}^3$  et sa vitesse de propagation des ondes longitudinales  $c_0 = 1\,490\text{ m/s}$ . La viscosité de l'eau est négligée.

Les différents modes de Lamb associés à ces hypothèses ont été détaillés dans les courbes de vitesses de phase et de groupe (Figure 15) et les courbes d'atténuation par réémission (Figure 16) du chapitre I. Les atténuations de ces modes de Lamb sur la Figure 16 sont uniquement dues au processus de réémission d'énergie dans le fluide environnant, car les autres mécanismes d'atténuation sont pour l'instant considérés comme négligeables. C'est en particulier la validité de cette hypothèse que nous vérifierons.

## II.1.2 Simulations par éléments finis

Nous utiliserons le logiciel COMSOL Multiphysics® pour nos simulations par éléments finis qu'on peut séparer en deux types : les simulations fréquentielles (en régime permanent ou harmonique) et les simulations temporelles (en régime transitoire).

L'interaction fluide/structure prise en compte par notre modèle sera d'abord validée par des simulations fréquentielles car leurs résultats sont facilement comparables à ceux de la théorie. Ceci nous permettra d'utiliser le même modèle en temporel pour valider nos méthodes de mesure (FFT2D et STFT) qui seront ensuite appliquées sur l'expérimentation.

### II.1.2.1 Validation du modèle par éléments finis en comparant les simulations fréquentielles à la théorie

Les simulations fréquentielles permettent de faire un calcul en régime permanent à une fréquence donnée. Le calcul à une unique fréquence est généralement plus rapide que pour une simulation temporelle potentiellement très longue. De plus, les résultats sont plus faciles à comparer à ceux de la théorie, car ils sont directement accessibles pour chaque fréquence. Nous allons donc utiliser cette fonctionnalité pour valider l'utilisation du logiciel COMSOL Multiphysics® et nos choix de modélisation.

Le domaine étudié présenté sur la Figure 22.a. Les caractéristiques mécaniques de la plaque sont définies par la masse volumique et les vitesses des ondes longitudinales (ondes L) et transverses (ondes T). La plaque a la même épaisseur que celle qui sera

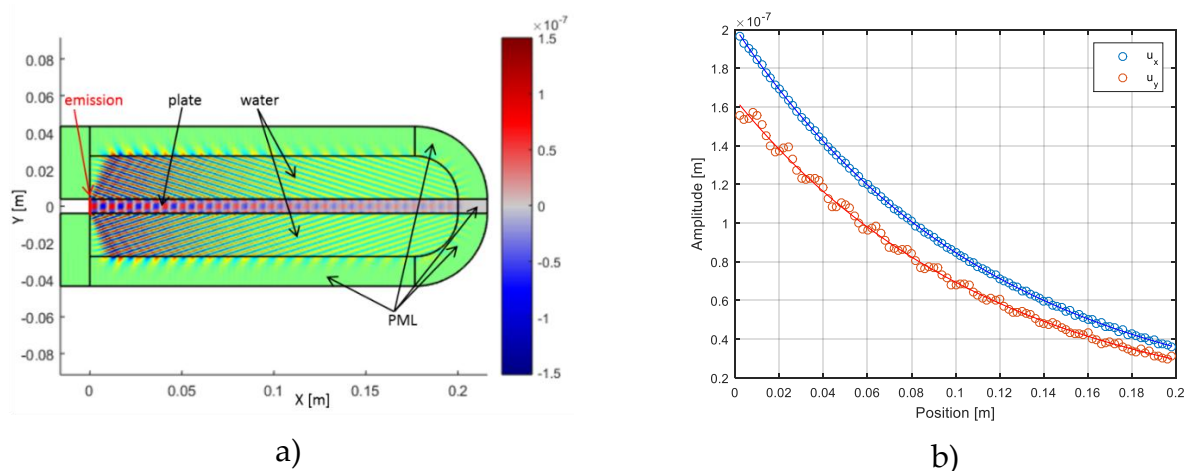
utilisée pour l'expérience, c'est-à-dire 7,8 mm. L'eau est définie par sa masse volumique et la vitesse des ondes L. Il n'y a pas d'ondes T dans l'eau puisque sa viscosité est négligée. Ces données sont identiques à celles utilisées à la section I.3.2 comme entrée du modèle théorique.

Comme indiqué sur la Figure 22.a, les ondes de Lamb sont excitées à l'extrémité gauche de la plaque ( $x = 0$ ) : les déplacements en direction de l'axe X (parallèle à la plaque) et Y (normal à la plaque) y sont imposés en chaque point de l'épaisseur. On utilise les déplacements calculés en fonction du mode et de la fréquence (voir section I.2.3).

Les réflexions sur les bords du domaine sont annulées par l'utilisation des PML (Perfectly Matched Layers) qui absorbent les ondes et évitent qu'elles soient réfléchies. Les PML sont utilisées autour des domaines en eau et à l'extrémité droite de la plaque. Elles sont maillées avec des éléments rectangulaires ordonnés, afin que le maillage soit le plus uniforme possible (recommandation aux utilisateurs de COMSOL).

En raison de sa forme rectangulaire, la plaque est également maillée avec des éléments rectangulaires ordonnés. Les éléments sont plus petits que  $\lambda/6$  dans les deux matériaux, avec  $\lambda$  la longueur d'onde dans le matériau considéré. Cette condition impose des éléments plus petits dans l'eau que dans la plaque. L'eau est donc maillée avec des éléments triangulaires libres pour s'adapter rapidement à la taille des mailles dans la plaque.

La simulation est répétée en excitant les modes A0, S0, A1 et S1 sur une large plage de fréquences. La propagation du mode A1 à 4 MHz.mm est affichée sur la Figure 22.a. On observe bien la réémission des ondes dans le fluide environnant et son atténuation au fur et à mesure de la propagation.

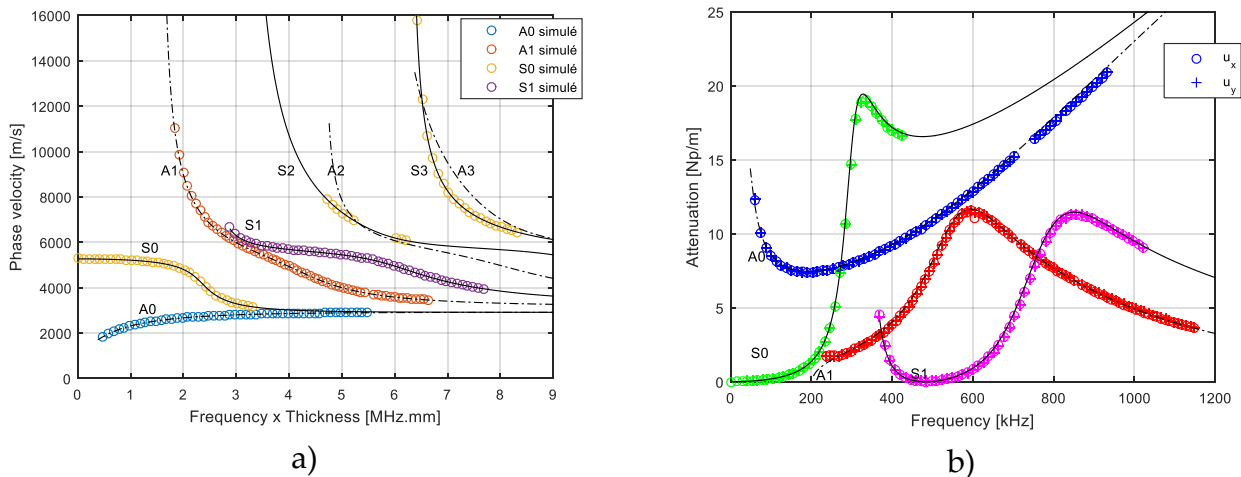


**Figure 22: Présentation du modèle par éléments finis en fréquentiel pour A1 à 4 MHz.mm (a) : la pression est affichée dans l'eau et les déplacements selon l'axe Y dans la plaque (décrits par l'échelle de couleur en mètre). L'amplitude des déplacements est affichée et ajustée par une exponentielle décroissante par la méthode des moindres carrés (b) pour mesurer l'atténuation par réémission**

Pour quantifier l'atténuation par réémission, les amplitudes à la surface de la plaque sont affichées sur la Figure 22.b et une régression exponentielle est effectuée pour mesurer l'atténuation par réémission. L'opération est faite pour les deux composantes en déplacement  $u_x$  et  $u_y$ .

La vitesse de phase est calculée par une régression linéaire sur la phase des déplacements. Les résultats (avec un  $R^2$  de régression supérieur à 0,999) sont comparés aux vitesses de phases théoriques des ondes de Lamb sur la Figure 23.a. La correspondance est parfaite quand les modes A0, A1 et S1 sont excités. En revanche, quand S0 est excité au-dessus de 4 MHz.mm, on mesure également la propagation des modes S2 et S3 : il y a propagation multimodale.

L'atténuation mesurée sur la Figure 22.b est comparée à l'atténuation par réémission théorique des ondes de Lamb sur la Figure 23.b. La superposition entre théorie et simulation est là aussi excellente pour les deux composantes de déplacements  $u_x$  et  $u_y$ .



**Figure 23: Comparaison des vitesses de phase (a) et des atténuations par réémission (b) déterminées par le modèle aux éléments finis fréquentiel superposés à la théorie (en noir). L'atténuation est valable pour une plaque d'épaisseur 7,8 mm**

Notre modélisation par éléments finis est donc bien capable de simuler la propagation des LLW. Nous allons maintenant utiliser ce résultat pour valider l'implémentation de post-traitements fréquentiels.

### II.1.2.2 Validation des méthodes de mesure en les appliquant sur des simulations temporelles

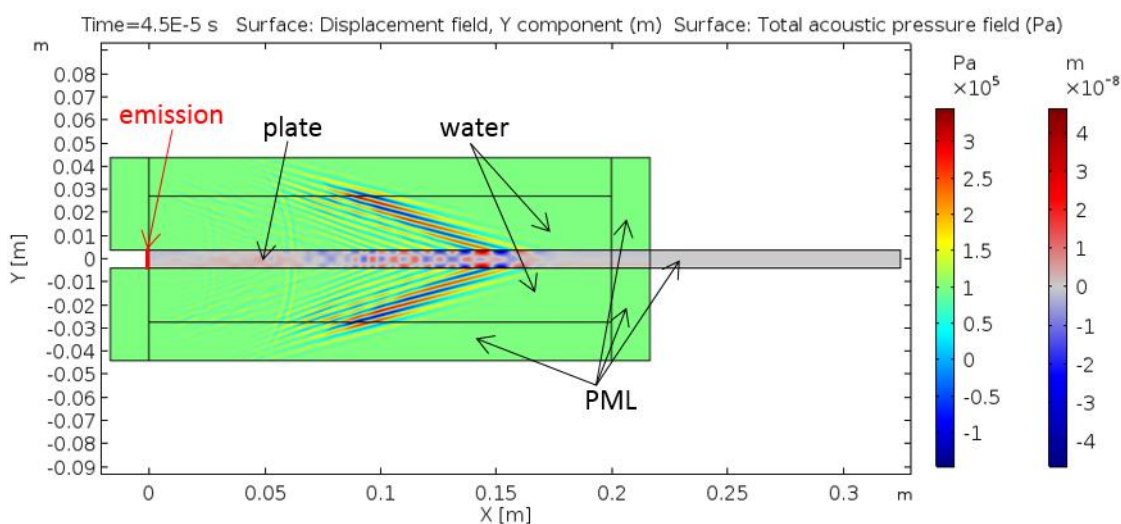
Pour les simulations temporelles, les ondes de Lamb sont toujours excitées en imposant le déplacement adéquat à l'extrémité gauche de la plaque ( $x = 0$ ). Le signal temporel envoyé est choisi avec une large bande passante pour comporter le plus d'informations possibles : trois cycles de sinusoïde sont fenêtrés temporellement par une gaussienne.

Il a été décidé de diminuer la taille des éléments dans la plaque à la taille des éléments



dans l'eau, afin d'éviter la zone de transition dans le maillage de l'eau à la frontière de la plaque. À cet endroit, on pouvait localement observer une rangée d'éléments triangulaires de taille plus grande que le critère  $\lambda/6$  dans l'eau : cette rangée était nécessaire pour pouvoir diminuer la taille des éléments sans discontinuités dans le maillage. Ainsi le modèle entier a été maillé avec des éléments rectangulaires, tous à la taille minimum (celle dans l'eau). L'extrémité droite du domaine « eau » est devenue aussi rectangulaire pour faciliter le maillage. Enfin, pour pouvoir atténuer efficacement toutes les composantes fréquentielles qui possèdent des longueurs d'onde parfois très différentes, la PML à l'extrémité droite de la plaque a été allongée. Hormis ces deux améliorations, le modèle est resté le même.

Quatre simulations sont effectuées pour A0, S0, A1 et S1. La propagation de A1 autour de 3 MHz.mm est affichée sur la Figure 24 : on observe bien l'étalement du paquet d'onde initial (3 cycles de sinusoïde) dû à une propagation très dispersive.



**Figure 24: Simulation de la propagation du mode A1 autour de 3MHz.mm. La pression est affichée dans l'eau et les déplacements verticaux dans la plaque**

Les signaux temporels sont enregistrés chaque millimètre dans la plaque et dans l'eau (les résultats sont identiques dans les deux domaines). La vitesse de phase et l'atténuation par réémission sont ensuite calculées par FFT2D. La vitesse de groupe et à nouveau l'atténuation par réémission sont calculées par transformée de Fourier à fenêtre glissante (STFT) avec les mêmes données. Les résultats finaux sont comparés à ceux de la théorie et des expériences (présentées juste après) sur les Figure 28.a et b. On verra dans le paragraphe suivant que l'accord est excellent et permet de valider l'implémentation de la FFT2D et de la STFT pour mesurer les vitesses et l'atténuation par réémission. Ces deux méthodes ont été détaillées dans le chapitre I.2.7 pour les mesures de vitesse, et on expliquera dans la section suivante comment elles sont utilisées pour calculer l'atténuation.

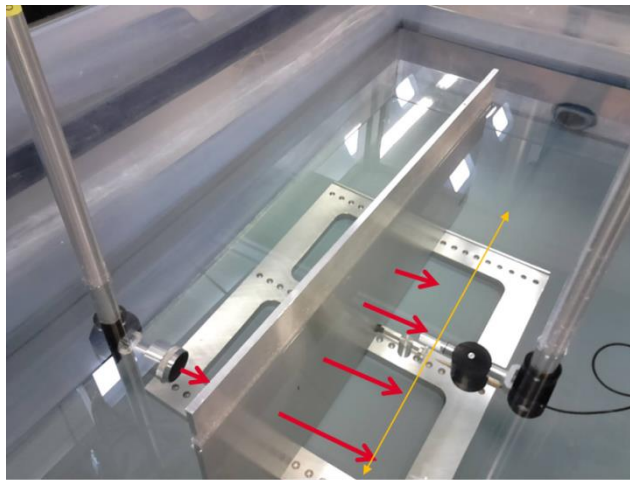
## II.1.3 Expérimentation et méthodes de mesure de l'atténuation

Le banc expérimental sera décrit dans cette partie, et l'implémentation de la FFT2D et de la STFT pour le calcul de l'atténuation sera détaillée.

### II.1.3.1 Banc expérimental

Le montage expérimental est représenté sur la Figure 25. Le transducteur émetteur ( $\varnothing$  38,1 mm et fréquence centrale de 500 kHz) et l'hydrophone récepteur ( $\varnothing$  0,5 mm) sont positionnés le long de la plaque par deux bras robotisés 5 axes. L'émetteur est incliné d'un angle choisi pour exciter un mode de Lamb selon la relation de Snell-Descartes. Le récepteur des signaux acoustiques transmis (hydrophone-aiguille) se déplace le long d'une ligne parallèle à la plaque. Les mesures sont faites du côté transmission (et non réflexion) pour ne pas enregistrer de signaux qui correspondent à une réflexion directe.

L'inclinaison du transducteur émetteur est réglée par une rotation relativement à l'incidence normale à la plaque. Cette incidence normale est préalablement réglée : le transducteur est utilisé en émission-réception, et on repère l'incidence normale qui est associée à la valeur maximale de l'écho reçu qui provient de la plaque. Toutes les positions angulaires utilisées sont ensuite obtenues à partir de ce zéro angulaire.



**Figure 25: Montage expérimental : un transducteur ultrasonore excite des modes de Lamb dans une plaque immergée (7,8 mm d'épaisseur et 700 mm de long). Le faisceau incident et la réémission sont représentés par des flèches rouges. Un hydrophone-aiguille scanne le champ transmis le long d'une ligne parallèle à la plaque (flèche orange)**

Cette expérience a été faite avec deux autres transducteurs ( $\varnothing$  45 mm et  $\varnothing$  50 mm) centrés respectivement à 250 kHz et 100 kHz. Ainsi les trois fréquences  $\times$  épaisseurs centrales investiguées sont 3,9, 1,95 et 0,86 MHz.mm. Un tir a été effectué à chaque incidence possible pour exciter au moins une fois tous les modes de Lamb à ces trois fréquences. Dans chaque cas, la distance acoustique entre l'émetteur et la plaque a été réglée pour



correspondre à la longueur en champ proche du transducteur et maximiser ainsi l'amplitude incidente sur la plaque.

La vitesse de phase a été mesurée par transformée de Fourier 2D (méthode présentée en section I.2.7.4), et la vitesse de groupe par transformée de Fourier à fenêtre glissante (méthode présentée en section I.2.7.3). Les résultats de ces mesures sont respectivement affichés sur les Figure 28.a et Figure 28.b.

### II.1.3.2 Mesure de l'atténuation

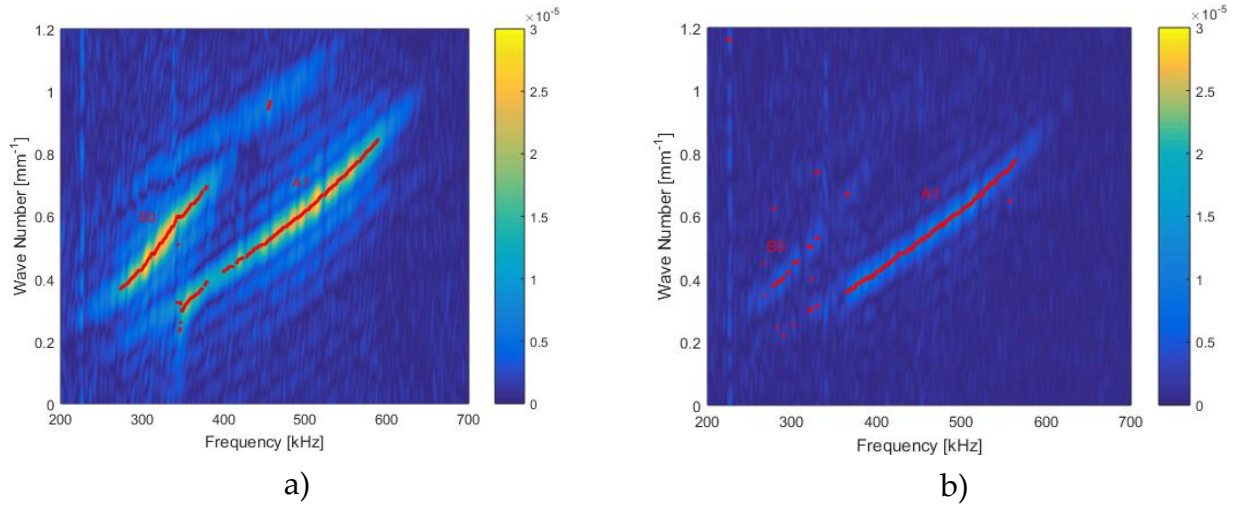
Les deux méthodes d'analyse fréquentielle employées (FFT2D et STFT) n'ont jamais été utilisées pour mesurer l'atténuation par réémission d'une plaque immergée. Elles ont donc été adaptées pour permettre cette mesure, ce que nous présenterons dans cette partie.

#### II.1.3.2.1 Transformée de Fourier 2D

La FFT2D a déjà été utilisée pour mesurer l'atténuation des ondes de Lamb due au matériau dans le cas d'une plaque composite en air (Castaings, Le Clezio, et Hosten 2002; Castaings 2002). C'est cette méthode qui a été appliquée ici pour mesurer l'atténuation par réémission de notre plaque immergée. Elle consiste à diviser les signaux acquis en deux parties égales et d'appliquer une FFT2D sur chacune des parties.

Dans nos expériences, les signaux ont été enregistrés le long de la plaque (tous les millimètres) tant que le signal n'était pas noyé dans le bruit ambiant (c'est-à-dire sur une distance variant de 100 à 300 mm selon les cas). Enfin les premiers signaux correspondant à la montée en amplitude due au faisceau incident ont aussi été retirés, car le mode de Lamb ne se propage pas encore et ils ne sont donc pas représentatifs du phénomène d'atténuation par réémission.

Pour l'expérience centrée sur A1 autour de 500 kHz (c'est-à-dire 3,9 MHz.mm), on a retenu les signaux sur 130 mm (soit 131 signaux acquis). Deux FFT2D ont donc été appliquées : une sur les 65 premiers signaux (domaine I) et une autre sur les 65 derniers (domaine II). Les résultats finaux sont présentés sur la Figure 26. On remarque que même si le mode A1 est visé, le mode S0 est aussi excité à plus basse fréquence : il y a donc propagation multimodale. Nous reviendrons sur la sélection effective des modes dans la partie suivante (II.2).



**Figure 26: Transformée de Fourier 2D appliquée au calcul de l'atténuation pour A1 autour de 4 MHz.mm : domaine de décroissance I (a) et domaine II (b).**

Les centres des deux domaines sont séparés de 65 mm, soit  $X/2$  avec  $X$  la distance d'acquisition des signaux d'intérêt. L'atténuation  $\alpha$  en fonction du mode sélectionné et de la fréquence peut donc être calculée par l'équation (2.1) :

$$\alpha(mode, f) = -\frac{2}{X} \ln \left( \frac{A_{II}(mode, f)}{A_I(mode, f)} \right), \quad (2.1)$$

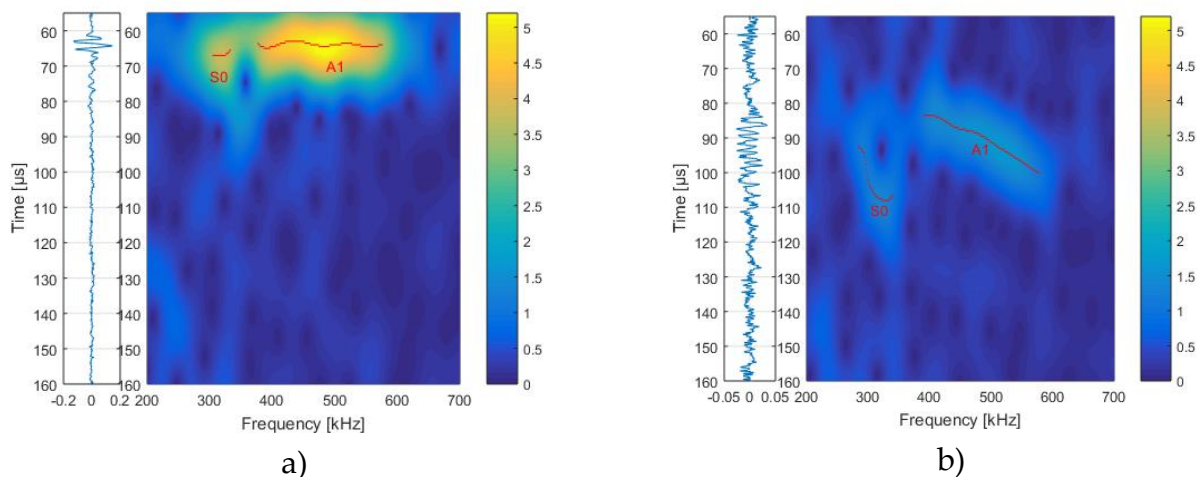
avec  $A_I$  et  $A_{II}$  les amplitudes mesurées sur les FFT2D des domaines I et II pour un mode (sélectionné par son nombre d'onde) et une fréquence donnée. Ces amplitudes sont repérées sur les Figure 26.a et b par des points rouges, et le calcul de l'atténuation est effectué pour chaque couple d'amplitude ayant le même nombre d'onde et la même fréquence dans les deux domaines.

Cette technique est particulièrement utile car elle prend en compte la propagation multimodale en séparant la contribution de chaque mode (comme c'est le cas pour cet exemple avec A1 et S0). Les atténuations mesurées par cette méthode seront affichées sur la Figure 29.a et comparées à l'atténuation par réémission théorique.

### II.1.3.2.2 Transformée de Fourier à fenêtre glissante

La transformée de Fourier à fenêtre glissante permet d'accéder à une représentation temps-fréquence du signal étudié. Nous avons utilisé une fenêtre de Blackman longue de 20% de la durée totale du signal : c'est un réglage conseillé dans un document technique CEA (Arteil 2015) et qui donne de bons résultats dans notre cas. Les représentations temps-fréquence de deux signaux extraits du même exemple que précédemment (A1 visé autour de 3,9 MHz.mm) sont affichées sur les Figure 27.a (signal en début de propagation) et b (à 80 mm). Au fur et à mesure de la propagation, d'une part le paquet d'ondes s'atténue, et d'autre part, les modes ayant des vitesses différentes, on distingue mieux les

différents modes qui se propagent (ici toujours les modes S0 et A1). Les points rouges représentent les points sélectionnés (les maxima en amplitude pour chaque fréquence). La procédure est automatisée pour tous les signaux d'intérêt enregistrés.



**Figure 27: Représentation temps-fréquence par STFT pour A1 autour de 3,9MHz.mm : le signal initial en début de propagation (a) et après une propagation de 80mm (b). Le signal temporel est affiché sur le côté gauche**

La vitesse de groupe est calculée par régression linéaire sur les temps d'arrivée des différents points sélectionnés en fonction de la distance de propagation, et le résultat sera comparé aux vitesses de groupe théoriques sur la Figure 28.a. L'atténuation est calculée par régression exponentielle sur l'amplitude des points sélectionnés en fonction de la distance de propagation, et les résultats seront comparés à l'atténuation par réémission théorique sur la Figure 29.b.

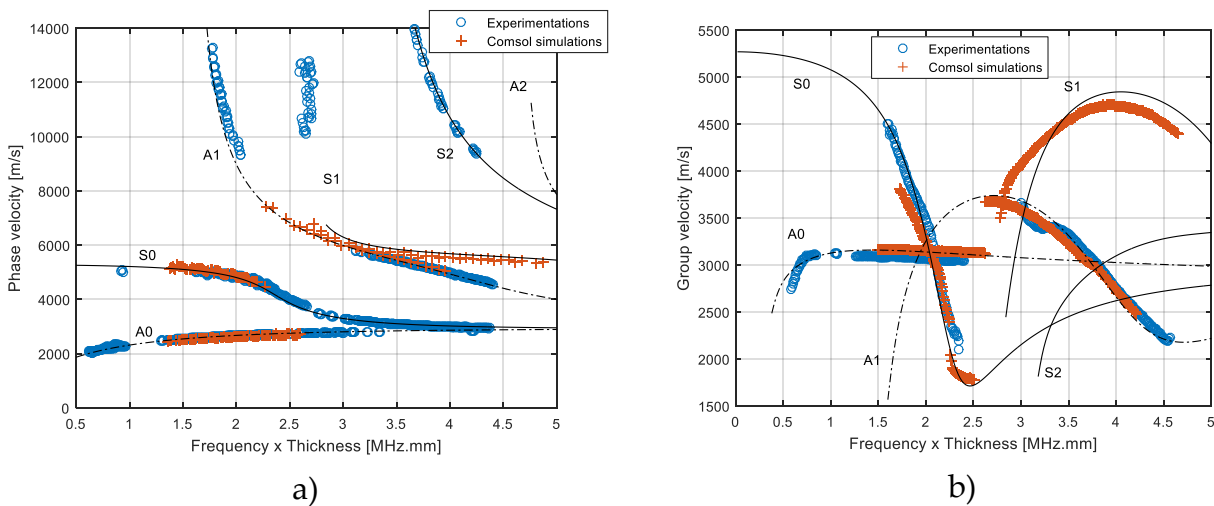
Cette méthode permet de prendre en compte la propagation multimodale uniquement si les vitesses de groupe des différents modes mis en jeu sont différentes pour la fréquence considérée. C'est la condition nécessaire pour que les différentes contributions de chaque mode puissent se séparer temporellement. Dans cet exemple, les modes A1 et S0 sont excités principalement à des fréquences différentes (comme confirmé par la FFT2D sur la Figure 26), ce qui permet à la STFT de les différencier clairement. S'ils étaient excités à la même fréquence, les échos ne seraient pas séparés temporellement, ce qui aurait rendu ce traitement non pertinent dans ce cas. La FFT2D semble donc plus robuste en cas de propagation multimodale.

## II.1.4 Validation et discussion

La Figure 28.a compare les vitesses de phase théoriques, avec les vitesses de phase mesurées par FFT2D sur les simulations par éléments finis d'une part et les expériences d'autre part. Un excellent accord est observé. Le traitement par FFT2D permet de séparer

sans ambiguïté plusieurs modes qui ne seraient pas séparés temporellement. Toutes les expériences faites ont donc été exploitables et exploitées.

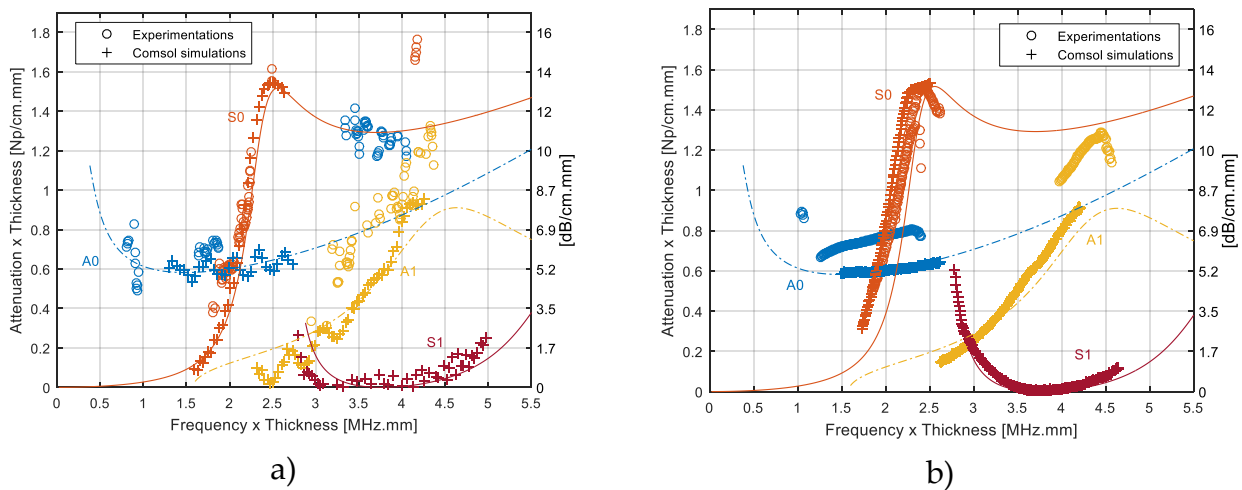
Les vitesses de groupe théoriques et mesurées par STFT sont comparées Figure 28.b. Un bon accord est observé, mais la STFT apparait moins robuste car moins de données ont été exploitables. En effet, la STFT est incapable de séparer des modes qui se propagent à la même fréquence et à une vitesse de groupe proche. La mesure serait grandement facilitée si les modes pouvaient être mesurables sur une plus grande distance, ce qui permettrait une meilleure séparation. Cela n'est toutefois pas possible car le signal est alors trop atténué et noyé dans le bruit. Néanmoins la STFT permet de tenir compte du caractère dispersif de la propagation et est capable de séparer les modes qui se propagent à des fréquences différentes.



**Figure 28: Comparaison des vitesses de phase mesurées par FFT2D (a) et des vitesses de groupe mesurées par STFT (b) avec les vitesses théoriques. Les résultats sont montrés en appliquant les post-traitements sur les simulations par éléments finis (+) et les expérimentations (o)**

Les résultats de mesure de l'atténuation sont affichés sur les Figure 29.a (pour la FFT2D) et b (pour la STFT). Chaque mode est identifié par sa vitesse de phase ou de groupe, ce qui permet d'identifier les atténuations mesurées sans ambiguïtés. Le mode S1 n'est jamais observé expérimentalement car il réémet très peu autour de 4 MHz.mm.

On remarque que l'atténuation quantifiée expérimentalement est légèrement supérieure à l'atténuation par réémission théorique et aux mesures sur les simulations par éléments finis. Cet écart a tendance à grandir avec la fréquence, notamment à partir de 3MHz.mm. Cet écart est très probablement dû à l'atténuation causée par le matériau : elle n'est pas prise en compte dans la théorie et les simulations par éléments finis et elle a tendance à augmenter avec la fréquence. Ces mesures permettent au moins de conclure que **jusqu'à environ 3 MHz.mm, le processus d'atténuation prépondérant semble être la réémission d'énergie dans le fluide**. L'hypothèse de calcul qui a été faite (négliger l'atténuation due au matériau) semble être valable en dessous de ces fréquences limites.



**Figure 29: Comparaison des atténuations mesurées par FFT2D (a) et par STFT (b) avec les atténuations leaky théoriques. Les résultats sont montrés pour les simulations éléments finis (+) et les expérimentations (o)**

Notons aussi qu'il serait possible de calculer une atténuation théorique qui tienne compte du matériau solide et de la réémission dans le fluide. Il suffirait de résoudre les équations de dispersion (1.14) et (1.15) en introduisant les nombres d'onde des ondes volumiques ( $k_L$  et  $k_T$ ) complexes, avec l'atténuation due au matériau en partie imaginaire. Cela n'a pas été fait ici car il est très difficile de mesurer l'atténuation des ondes volumiques sur des plaques de 8mm d'épaisseur à basse fréquence (entre 100 et 500 kHz). Si une mesure est faite le long de l'épaisseur de la plaque (propagation selon Y), les échos temporels se chevauchent et ne sont pas séparables. Si la mesure est faite selon une longueur de la plaque ( $x$  ou  $y$ ), des modes de Lamb sont excités et les ondes volumiques ne sont pas observables. Ainsi, l'étude de l'atténuation due au matériau n'a pas été poussée plus loin.

Avant de nous intéresser à une deuxième plaque, nous allons étudier le champ acoustique réémis par une plaque simple, et tout particulièrement lors d'une propagation multimodale. Nous avons en effet constaté qu'un mode indésirable peut être excité involontairement, en sus du mode visé.

## II.2 RÉÉMISSION EN PROPAGATION MULTIMODALE

Nous avons vu dans la partie précédente qu'un mode indésirable (ici S0) peut être excité en sus du mode visé (ici A1). Nous allons étudier la manière dont ces modes sont excités par le faisceau acoustique incident, ainsi que le champ acoustique réémis par une plaque quand il y a propagation multimodale. Pour modéliser parfaitement le champ acoustique incident généré par un transducteur circulaire, il faudrait utiliser une description 3D. La

symétrie 2D ne permet que de modéliser un traducteur rectangulaire de côté selon l'axe  $z$  très long. Cela change des choses de manière quantitative (longueur en champ proche, amplitude des lobes secondaires), mais pas de manière qualitative. Nous verrons dans la suite de ce chapitre qu'une modélisation 2D est suffisante pour modéliser correctement les différents phénomènes physiques présents.

Nous nous intéresserons tout d'abord à une méthode analytique pour calculer le champ réémis par une plaque en fonction de l'excitation par un faisceau acoustique incident. Nous modifierons le modèle de Bertoni et Tamir présenté en section I.3.4 pour l'adapter aux caractéristiques de notre faisceau incident. Nous allons aussi faire la même étude en utilisant des simulations par éléments finis dans le domaine fréquentiel. Cela nous permettra de valider les différentes hypothèses faites pour la modélisation analytique et de vérifier que les principaux phénomènes physiques sont tous pris en compte. Enfin nous comparerons les différents résultats obtenus avec ceux de l'expérience. Les résultats de ces trois approches seront comparés et commentés dans la quatrième partie.

Nous étudierons ici la même configuration que celle détaillée dans les mesures d'atténuation de la section précédente : il s'agit d'une plaque en acier inoxydable de 7,8 mm d'épaisseur plongée dans l'eau, excitée par un faisceau acoustique incident à  $17,3^\circ$  qui vise à produire le mode A1 et qui génère également le mode S0.

### II.2.1 Théorie : modification du modèle de Bertoni et Tamir

Dans cette partie, nous allons adapter le modèle de Bertoni et Tamir présenté dans le chapitre I (section I.3.4) en modélisant plus finement le faisceau incident sur la plaque. Nous utiliserons les mêmes notations que dans l'article (Ngoc et Mayer 1980) à deux exceptions près : la demi-largeur du faisceau incident et sa projection sur la plaque qui seront notés respectivement  $r$  et  $r_0$  (au lieu de  $w$  et  $w_0$ ), et le demi-angle de divergence du faisceau qui sera noté  $\theta_{HW}$  (au lieu de  $W_v$ ).

Le système de coordonnées utilisé est présenté sur la Figure 30. Les axes  $X$  et  $Y$  sont définis par la plaque et sont les mêmes que précédemment. L'axe  $\xi$  est perpendiculaire au faisceau acoustique. Ce dernier a une incidence centrée sur  $\theta_i$  avec un demi-angle de divergence noté de manière générale  $\theta$ .



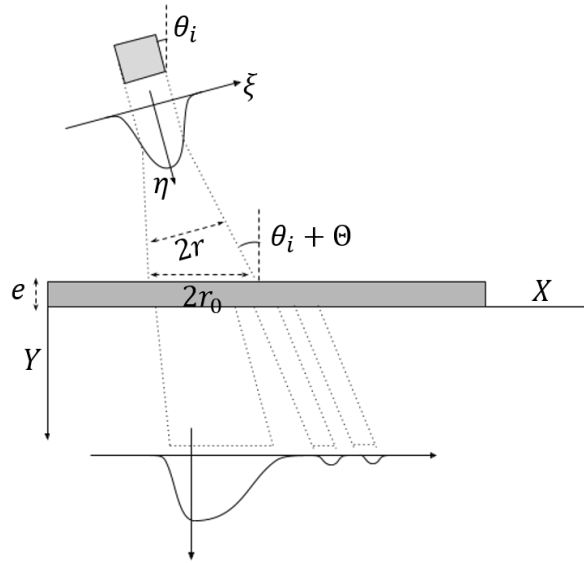


Figure 30: Exemple de faisceau transmis par une plaque immergée avec représentation de la divergence du faisceau incident

La définition de  $\theta$  varie dans la littérature. Nous utiliserons deux définitions :  $\theta_{HW}$  qui est défini et utilisé dans (Ngoc et Mayer 1980) et défini dans l'équation (1.18) ainsi que  $\theta_0$  qui est défini par l'équation (1.19) et qui donne la direction du premier zéro en amplitude du faisceau principal théorique (Norme A09-325 1987).

Le faisceau acoustique incident est modélisé dans (Ngoc et Mayer 1980) par un profil en amplitude gaussien incident à l'angle  $\theta_i$ . La formulation utilisée a été détaillée dans l'équation (1.22) qui est rappelée ici :

$$U_{inc}(x, 0) = e^{-\left(\frac{x}{r_0}\right)^2 + ix.k_i}, \quad (1.22)$$

avec  $U_{inc}(x, -e)$  l'amplitude incidente à la surface de la plaque,  $r_0 = r/\cos(\theta_i)$  la projection de la demi-largeur du faisceau incident comme illustré sur la Figure 30,  $k_i = k_0 \cdot \sin(\theta_i)$  la projection sur la plaque du nombre d'onde dans le fluide  $k_0$ .

Le champ acoustique généré par notre transducteur (500kHz,  $\varnothing$  38,1mm) a été scanné expérimentalement avec un hydrophone-aiguille ( $\varnothing$  0,5mm). Le signal temporel utilisé est le même que celui qui sera utilisé pour l'expérience avec une plaque : un train d'onde de 40 cycles de sinus à 500kHz. Le Cscan du champ acoustique est affiché sur la Figure 31 avec la ligne verticale rouge qui symbolise la position moyenne de la plaque par rapport au transducteur. L'amplitude mesurée sur cette ligne est affichée en Figure 32. Les lobes secondaires du faisceau ont une amplitude d'environ -20dB. Les directions prises par ces lobes sont mesurées sur le Cscan de la Figure 31 et valent respectivement  $14^\circ$ ,  $20^\circ$  et  $25^\circ$  pour le premier, deuxième et troisième lobe secondaire. Nous allons intégrer ces lobes secondaires dans le modèle de Bertoni et Tamir et modéliser le plus fidèlement possible leur amplitude et leur direction.

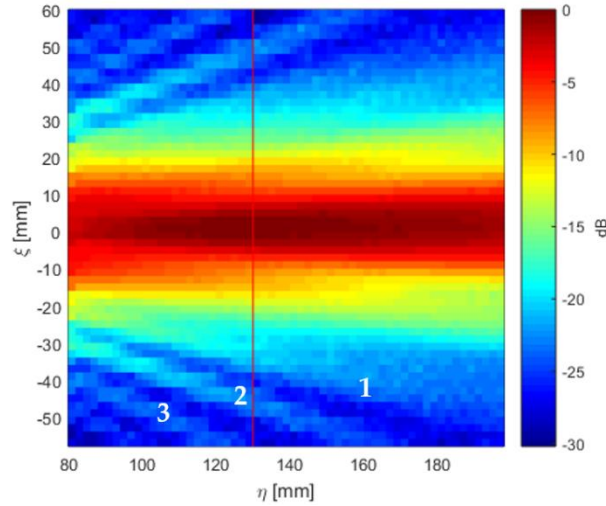


Figure 31: Caractérisation expérimentale du faisceau acoustique incident. La ligne rouge représente la longueur en champ proche ainsi que la position moyenne de la plaque par rapport au traducteur

### II.2.1.1 Prise en compte de l'amplitude des lobes secondaires

Nous allons d'abord modéliser l'amplitude des lobes secondaire qui est mathématiquement définie par le module de  $U_{inc}(x, -e)$ . La Figure 32 montre que la modélisation utilisée par Bertoni et Tamir (une gaussienne) ne prend pas en compte l'amplitude de ces lobes situés à environ 40 mm sur l'axe  $\xi$ , même si elle modélise bien le faisceau principal. Nous allons donc tester deux autres fonctions pour prendre en compte l'amplitude des lobes secondaires :

- la fonction de Bessel cardinal de première espèce qui est explicitée dans l'équation (2.2). C'est la fonction qui décrit théoriquement le profil d'un faisceau acoustique (Norme A09-325 1987; Moudjed 2013) :

$$|U_{inc}(x, -e)| = \left| 2 \frac{J_1\left(\frac{x}{\beta}\right)}{\frac{x}{\beta}} \right|, \quad (2.2)$$

avec  $J_1$  la fonction de Bessel de première espèce, et  $\beta$  le paramètre d'optimisation qui dépend du traducteur, de la fréquence et de la distance au traducteur.

- la fonction de Lorentz qui est donnée dans l'équation (2.3). Elle a été sélectionnée car elle rend bien compte de l'amplitude moyenne des lobes secondaires (voir Figure 32).

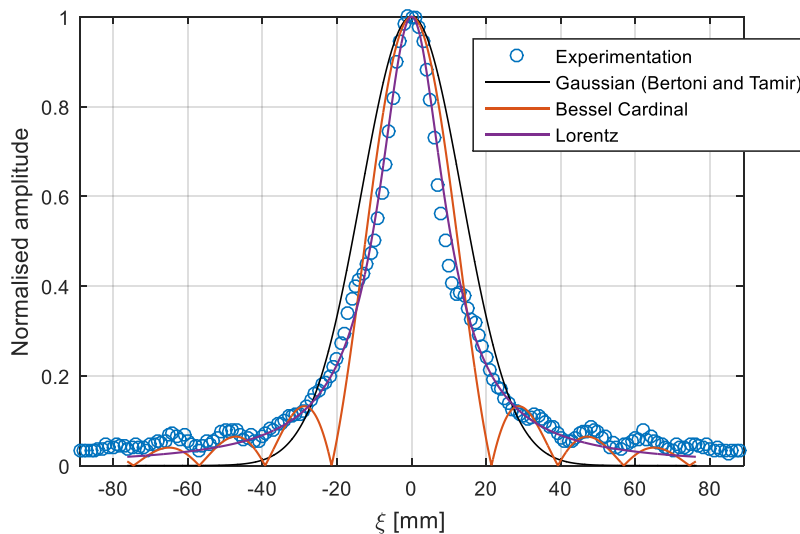
$$|U_{inc}(x, -e)| = \frac{1}{1 + \left(\frac{x}{\gamma}\right)^2}, \quad (2.3)$$

avec  $\gamma$  le paramètre d'optimisation qui dépend du traducteur, de la fréquence et de la distance au traducteur.

Les paramètres  $\beta$  et  $\gamma$  de ces deux fonctions sont optimisés sur le profil expérimental par la



méthode des moindres carrés pour se rapprocher le plus possible des conditions réelles (voir Figure 31).



**Figure 32: Profil du faisceau acoustique expérimental avec superposition des différentes modélisations: celle utilisée par Bertoni et Tamir (Gaussienne), et les modèles optimisés par moindres carrés (Bessel cardinale et fonction de Lorentz)**

La fonction de Bessel cardinal permet de localiser l'emplacement des lobes secondaires. Cependant cette fonction introduit des passages à zéro qui ne sont pas mesurés expérimentalement. La fonction de Lorentz ne différencie pas les différents lobes, mais prend bien en compte leur amplitude moyenne et le faisceau principal est bien modélisé. C'est pour ces raisons que nous avons choisi la fonction de Lorentz.

### II.2.1.2 Prise en compte de la direction des lobes secondaires

Il reste encore à modéliser la direction des lobes secondaires, car nous avons constaté qu'elle est différente de celle du faisceau principal. Ces directions seront mathématiquement définies dans la phase de  $U_{inc}(x, -e)$ . Pour ce faire, nous allons introduire la fonction  $\theta_n$  définie par partie. Cette fonction donnera la direction du lobe mesurée expérimentalement sur la Figure 31 en fonction de la position sur l'axe  $\xi$  (ou sur l'axe  $X$  après projection pour tenir compte de l'incidence  $\theta_i$ ). Le lobe considéré est identifié en considérant la position des zéros de la fonction de Bessel, car nous avons vu que cette fonction rendait bien compte de la position des lobes (voir Figure 32). Les positions des zéros sont données dans la Table 1. On affecte ensuite à chaque lobe un unique angle d'incidence, donné dans la deuxième colonne du tableau.

$x/\beta_0$	$\theta_n(\frac{x}{\beta_0})$ [°]
$ x/\beta_0  < 3.83$	$\theta_i$
$3.83 \leq x/\beta_0 < 7.02$	$\theta_i + 14.2^\circ$
$7.02 \leq x/\beta_0 < 10.17$	$\theta_i + 20^\circ$
$10.17 \leq x/\beta_0 < 13.32$	$\theta_i + 25^\circ$

**Table 1: Définition par partie de  $\theta_n$  pour les  $x$  positifs. La définition pour les  $x$  négatifs est basée sur le même principe avec les directions qui sont affectées symétriquement par rapport à  $\theta_i$**

Le paramètre  $\beta_0 = \beta/\cos(\theta_i)$  permet de prendre en compte la projection du faisceau sur la surface de la plaque (illustré sur la Figure 30 avec  $r$  et  $r_0$ ) et  $\beta$  est le paramètre optimisé précédemment par régression des moindres carrés sur le profil expérimental.

La formulation complète du champ acoustique incident telle qu'implémentée dans le modèle est donnée par l'équation (2.4) :

$$U_{inc}(x, -e) = \frac{1}{1 + \left(\frac{x}{\gamma_0}\right)^2} \cdot \exp \left[ i \cdot x \cdot k \cdot \sin \left( \theta_n \left( \frac{x}{\beta_0} \right) \right) \right], \quad (2.4)$$

avec  $\gamma_0 = \gamma/\cos(\theta_i)$  et  $\beta_0$  les paramètres optimisés qui dépendent du traducteur, de la fréquence, de la distance à la plaque et de l'angle d'incidence.

Les équations utilisées ensuite ont été décrites dans le premier chapitre (section I.3.5). Elles ont été numériquement résolues, et tous les résultats seront comparés sur la Figure 36 avec le résultat du modèle non modifié.

## II.2.2 Simulations par éléments finis

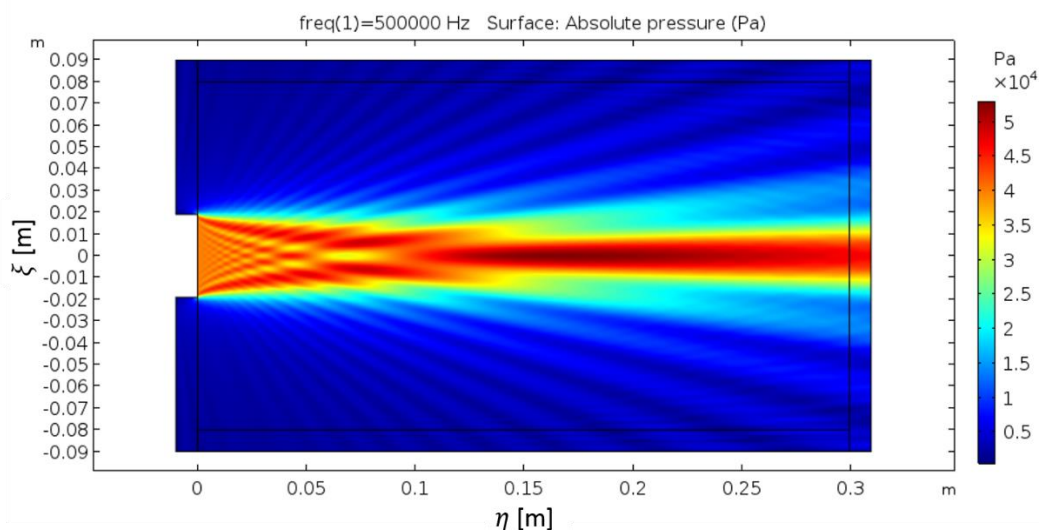
Les lobes secondaires ont été pris en compte de manière analytique dans la partie précédente. Mais le champ incident n'a pas été modélisé en entier : nous n'avons modélisé qu'une ligne du champ acoustique incident sur la plaque. Pour être certain de ne pas négliger d'autres effets, une simulation 2D du champ acoustique complet a été effectuée par éléments finis dans le domaine fréquentiel.

Le traducteur a été modélisé en imposant une pression de  $4 \cdot 10^4$  Pa le long de la face avant du traducteur de diamètre 38.1 mm (pression constante représentant un piston parfait). Cette valeur de pression a été choisie car elle induira des déplacements dans la plaque suffisamment petits (quelques nanomètres) pour être physiquement acceptables (limite élastique atteinte à environ  $7 \mu\text{m}$ ).

Pour simuler un domaine en eau infini, une condition de radiation cylindrique a été

appliquée sur tous les bords du modèle. Ceci permet de se passer des réflexions du champ acoustique sur les bords de la simulation. La Figure 33 montre le champ acoustique calculé à 500kHz dans l'eau.

La distance en champ proche calculée par cette simulation (160 mm) est supérieure à celle mesurée expérimentalement (130 mm) : le modèle de transducteur peut donc encore être amélioré. Pour gagner en fidélité, on pourrait penser à modéliser un transducteur circulaire en 3D ou à fenêtrer spatialement la pression imposée par le transducteur (c'est-à-dire abandonner le piston parfait). Mais en passant au 3D, les temps de calcul explosent lorsque l'on rajoute les plaques parallèles. En fenêtrant le transducteur, l'amplitude des lobes secondaires diminue car les bords du transducteur sont moins excités. Or les lobes secondaires sont bien modélisés (en termes d'amplitude et de direction) par le choix du modèle actuel. Nous allons donc conserver cette modélisation simple mais qui rend bien compte des lobes secondaires.

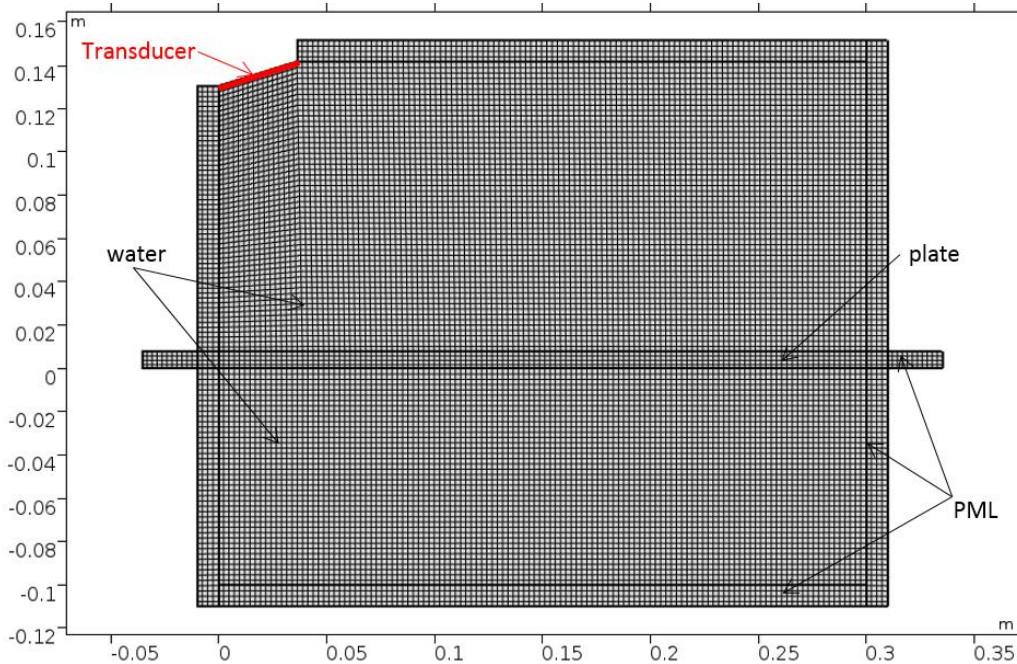


**Figure 33: Simulation fréquentielle par éléments finis du faisceau acoustique utilisé (500kHz, diamètre 38,1 mm)**

Comme montré dans la Figure 34, une plaque de 7,8 mm a ensuite été ajoutée dans le modèle et le transducteur a été incliné de manière à générer un faisceau avec un angle moyen d'incidence de  $17,3^\circ$ . Le maillage a été fait avec des éléments quadratiques ordonnés, car cela correspond bien à la géométrie de la plaque. Le critère de taille de maille maximum est fixé à  $\lambda/6$ , avec  $\lambda$  la plus petite longueur d'onde comprise dans le modèle (environ 0,5 mm dans l'eau). Le maillage affiché sur la Figure 34 présente une taille de maille cinq fois plus grande que celle associée au critère, afin de faciliter la visualisation de l'agencement des éléments.

Pour simuler un domaine en eau infini et éviter des réflexions sur les bords du modèle, des PML (Perfectly Matched Layers) ont été mises en place sur tous les côtés du domaine

(à l'exception de la zone utilisée pour simuler le traducteur). Les PML ont été choisies dans ce cas-là car le champ acoustique à absorber n'est plus cylindrique comme sur la Figure 33, ce qui rend la condition de radiation cylindrique utilisée à ce moment-là inefficace.



**Figure 34: Maillage du modèle éléments finis complet avec le traducteur émetteur, la plaque et les PML autour des domaines eau et plaque. La taille des éléments a été multipliée par 5 pour une meilleure visualisation**

Les champs réfléchis et transmis par la plaque seront affichés sur la Figure 37.

## II.2.3 Expérimentation

### II.2.3.1 Conditions expérimentales

Le montage expérimental utilisé est le même qu'en Figure 25, avec l'hydrophone-aiguille qui scanne cette fois-ci le champ transmis complet et non plus une simple ligne parallèle à la plaque. Le scan le long d'une ligne est suffisant pour mesurer vitesse et atténuation, mais pour visualiser la direction du champ réémis il faut faire des mesures sur une surface.

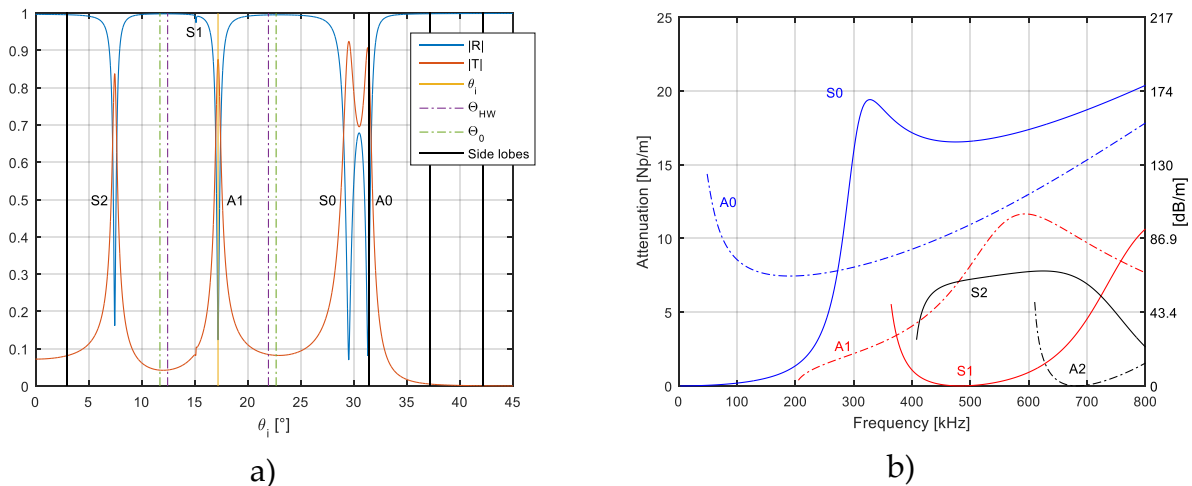
Le signal envoyé est un train d'onde sinusoïdal de 40 cycles à 500 kHz (c'est-à-dire 3,9 MHz.mm). Nous considérerons en première approche que l'amplitude temporelle mesurée avec ce signal à bande étroite est suffisamment représentatif du régime permanent à 500 kHz. Ceci nous permettra de comparer directement les résultats des modèles (analytique et par éléments finis) qui sont calculés en régime permanent.

### II.2.3.2 Détails sur le cas étudié

Les coefficients de réflexion et transmission théoriques sont rappelés sur la Figure 35.a en

fonction de l'angle d'incidence (voir chapitre I.3.5). La configuration étudiée implique une excitation de deux modes de Lamb par le faisceau principal : A1 et S1 (l'ouverture du faisceau principale est quantifiée par  $\theta_{HW}$  et  $\theta_0$  entre  $12^\circ$  et  $22^\circ$ ). Mais S1 n'a quasiment pas d'influence à cause de sa réémission leaky qui est presque nulle à 500 kHz (les coefficients d'atténuation par réémission théoriques sont rappelés sur la Figure 35.b) : cela a été confirmé précédemment par les mesures de vitesse et d'atténuation détaillées sur les Figure 26 et Figure 27. Nous allons donc négliger l'influence du mode S1 dans ce qui va suivre.

Les directions d'incidence des lobes secondaires sont aussi affichées sur la Figure 35.a : le premier lobe gauche est incident aux environs de  $4^\circ$ , et le premier lobe droit autour de  $31^\circ$ . Ce dernier est donc incident près des modes A0 et S0 qui peuvent donc potentiellement être excités. Notons que c'est le mode S0 qui a la plus forte atténuation par réémission à cette fréquence, c'est donc le mode le plus couplé à l'eau : il est le plus excitable et c'est aussi celui qui réémettra le plus facilement dans l'eau.



**Figure 35: a) Coefficients de transmission et de réflexion d'une plaque immergée à 500 kHz en fonction de l'angle d'incidence, avec visualisation de l'angle d'incidence utilisé, de l'ouverture du faisceau et de l'incidence des lobes secondaires. b) Coefficients d'atténuation par réémission théoriques pour une plaque en acier inoxydable de 7,8 mm d'épaisseur immergée en eau**

## II.2.4 Validation et discussion sur les champs acoustiques réémis

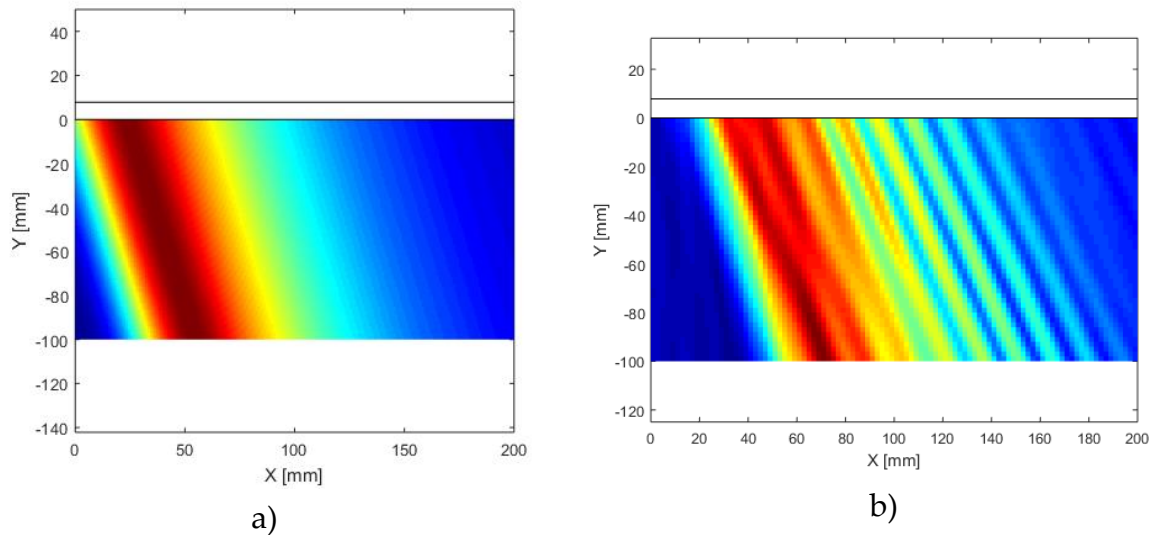
Les résultats des différents champs réémis sont présentés sur la Figure 36 (modèle de Bertoni et Tamir initial et modifié), sur la Figure 37 (simulation par éléments finis) et sur la Figure 38 (Cscan expérimental).

Le modèle de Bertoni et Tamir initial (Figure 36.a) prévoit un unique champ acoustique réémis avec un angle de  $17^\circ$  et qui décroît exponentiellement selon le coefficient



d'atténuation par réémission théorique de A1 à 500 kHz. Il prend donc uniquement en compte le mode A1 qui est excité par le faisceau incident principal.

Le modèle modifié qui prend en compte l'incidence des lobes secondaires donne un résultat fondamentalement différent : le champ réémis est zébré de plusieurs franges d'interférences. Les champs acoustiques calculés par éléments finis et mesurés expérimentalement présentent les mêmes interférences, ce qui justifie la nécessité de cette étude.



**Figure 36: Comparaison du champ acoustique transmis dans notre configuration: calculé avec le modèle de Bertoni et Tamir initial (a) et avec le même modèle modifié pour prendre en compte l'effet des lobes secondaires (b). La plaque est schématisée par deux traits noirs horizontaux et est immergée des deux côtés même si le côté supérieur (réflexion) ne fait pas l'objet de simulation**

La simulation par élément finis sur la Figure 37 révèle les mêmes franges d'interférences. Au tout début du champ acoustique (vers  $X = 0$ ), on constate l'existence d'un premier faisceau de faible amplitude (noté 1) dirigé autour de  $9^\circ$ . C'est compatible avec une réémission du mode S2 excité par le lobe secondaire situé à gauche du faisceau principal. La principale réémission (notée 2) est dirigée autour de  $18^\circ$ , ce qui est compatible avec le mode A1 excité par le faisceau principal. Après le paquet principal, il a des interférences qui sont orientées entre  $23^\circ$  et  $25^\circ$  (notées 3). Cette direction est compatible avec des interférences entre les modes A1 et A0 ou S0 (direction d'interférence calculée par l'équation (1.17) donnée page 43). Les modes A0 et/ou S0 sont excités ici par un lobe secondaire ayant  $1/10^{\text{ème}}$  de l'amplitude du faisceau principal qui excite A1, mais ces deux modes possèdent un coefficient d'atténuation supérieur à celui de A1 (Figure 35.b). Ils sont donc mieux couplés au fluide que A1 et cet effet compense la faible amplitude d'excitation, ce qui cause des interférences non négligeables dans le champ réémis.

Entre les numéros 2 et 3 de la Figure 37, les interférences ne sont pas toujours rectilignes. Ceci indique probablement que plus de deux modes de Lamb réémettent ensemble à cet endroit. Ce serait compatible avec les modes S2 (excité par le lobe de gauche), A1 (excité

par le faisceau principal) et A0 ou S0 (excités par le lobe de droite).

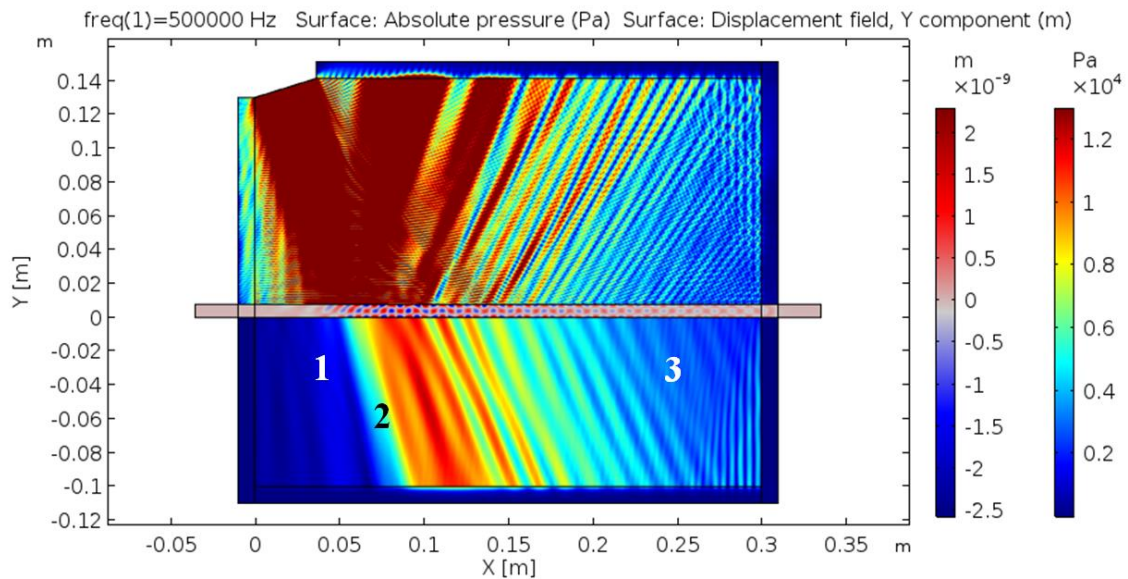


Figure 37: Champ acoustique transmis calculé par éléments finis: le module de la pression est affiché dans l'eau et les déplacements verticaux  $u_y$  dans la plaque

Les mêmes numéros sont indiqués sur le Cscan expérimental Figure 38 qui est en excellent accord avec les résultats précédents.

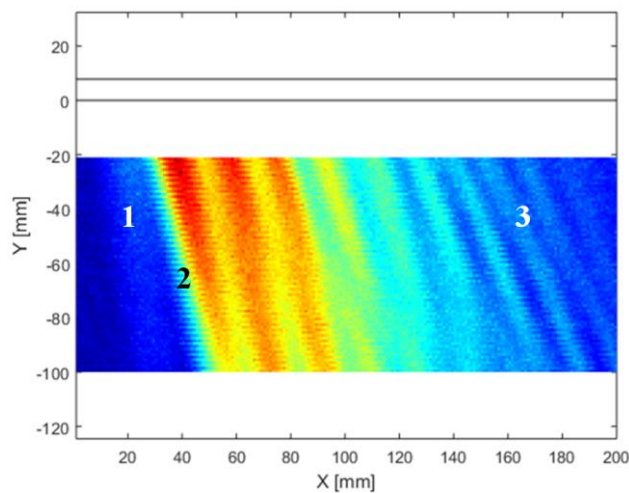
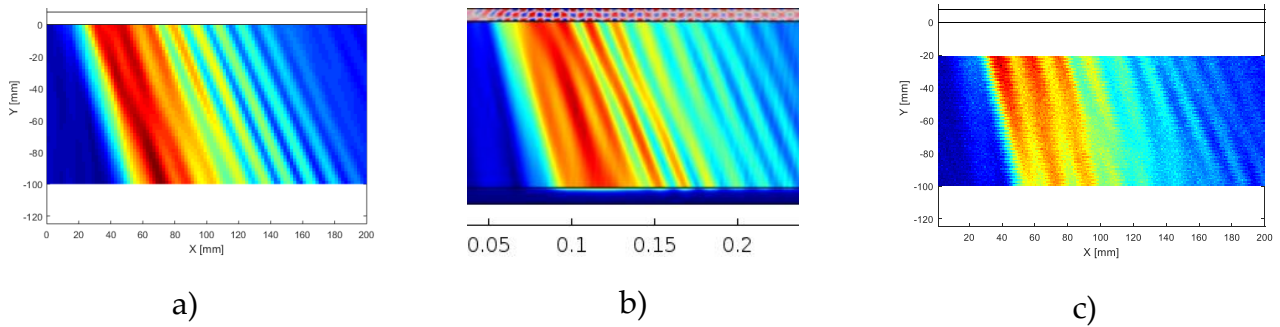


Figure 38: Cscan expérimental du champ acoustique transmis en eau. La plaque est schématisée par deux traits noirs horizontaux

Enfin, les trois champs acoustiques sont cadrés et mis à la même échelle sur la Figure 39 pour faciliter leur comparaison. On constate que les directions des interférences sur les trois champs acoustiques sont en excellent accord. Nous pouvons donc en conclure que les lobes secondaires excitent localement les modes S2 et A0 ou S0.



**Figure 39: Comparaison du champ acoustique transmis par la plaque: modèle analytique de Bertoni et Tamir modifié (a), simulation éléments finis (b) et Cscan expérimental (c)**

## II.3 CONCLUSIONS

Dans ce chapitre, nous avons étudié la propagation, l'atténuation et la réémission des ondes de Lamb dans le cas d'une plaque immergée.

La mesure de la vitesse de propagation et de l'atténuation est compliquée par deux facteurs différents: le fait que plusieurs modes de Lamb soient parfois excités simultanément et le fait qu'ils s'atténuent rapidement, ce qui diminue la taille de la zone où la mesure est possible. Nous avons détaillé l'utilisation de deux techniques de post-traitement fréquentielles, qui n'avaient jamais été appliquées à la mesure de l'atténuation par réémission: la transformée de Fourier 2D (FFT2D) et la transformée de Fourier à fenêtre glissante (STFT). Les mesures d'atténuation ont en particulier validé la faible contribution de l'atténuation due au matériau en dessous de 5 MHz.mm par rapport à la réémission d'énergie dans le fluide.

Le champ acoustique réémis a été étudié dans le cas d'une propagation multimodale. La modélisation des lobes secondaires du champ acoustique incident a permis de montrer qu'ils réussissent à exciter d'autres modes de Lamb que celui qui est visé avec le faisceau incident principal. Ceci illustre parfaitement les différents niveaux d'excitabilité des modes de Lamb avec un faisceau incident et leur capacité à réémettre dans le fluide.

Pour contrôler une plaque, il est préférable d'exciter un unique mode de Lamb pour limiter les différents échos reçus. Pour cela, il faut choisir le mode de Lamb le mieux couplé à l'eau à la fréquence utilisée, c'est-à-dire celui qui a le plus grand coefficient d'atténuation par réémission. Ainsi les lobes secondaires exciteront des modes de Lamb plus difficiles à générer, qui seront donc excités de manière négligeable. Cette règle simple (non respectée ici) est illustrée de manière spectaculaire dans la structure du champ acoustique réémis.



# CHAPITRE III - ETUDE DE LA TRANSMISSION D'UNE ONDE DE LAMB DE PLAQUE EN PLAQUE ET INTERFÉRENCES ASSOCIÉES

---

La propagation des ondes de Lamb dans une plaque immergée a été étudiée, et nous avons validé les moyens de mesurer ses caractéristiques. Nous allons maintenant nous intéresser au cas de deux plaques parallèles immergées, de même épaisseur.

Dans une première partie, nous étudierons de manière fine l'alimentation en énergie acoustique de la seconde plaque par la première. Cette alimentation a une conséquence immédiate : l'onde qui se propage dans la seconde plaque semble s'atténuer moins vite que la même onde dans le cas d'une seule plaque. Ce comportement impacte donc la mesure de l'atténuation par réémission par la seconde plaque, que nous appellerons atténuation apparente. Un modèle analytique sera développé et ses résultats confrontés à ceux des simulations par éléments finis ainsi que ceux des expériences.

Dans une deuxième partie, nous nous intéresserons à notre système de deux plaques de manière plus globale, en prenant en compte les différentes réémissions entre les deux plaques qui ont déjà été observées par (Schmitt et al. 2013) (voir Figure 21 page 49). Nous nous placerons dans le cas d'une propagation uni-modale et nous montrerons que ces réémissions successives peuvent induire des interférences constructives ou destructives dans les plaques. Ces interférences seront étudiées théoriquement avant d'être observées sur des simulations par éléments finis et confirmées par des expériences.

## III.1 PROPAGATION ET ATTENUATION DANS LA DEUXIÈME PLAQUE

La bibliographie a montré que la propagation d'une onde de Lamb dans une deuxième plaque immergée n'a jamais été étudiée en détail. Nous allons en particulier nous attacher ici à caractériser son atténuation par réémission, qui diffère du cas d'une plaque simple.

### III.1.1 Théorie : modélisation basée sur l'énergie

Le système étudié est composé de deux plaques parallèles immergées de même épaisseur. Une schématisation est proposée sur la Figure 40.a. Un unique mode de Lamb se propage en régime permanent dans la première plaque, et nous voulons caractériser l'onde de Lamb qui se propage dans la deuxième plaque en termes de vitesse de phase et d'atténuation.

Les quelques publications disponibles sur un tel système (Schmitt et al. 2013; Schmitt et Olfert 2013; Corneloup et al. 2011) semblent montrer qu'un mode de Lamb qui se propage dans la première plaque est transmis dans la deuxième plaque sans changement de mode. Ceci paraît logique puisque le champ acoustique réémis par la première plaque est réémis à l'angle qui a été utilisé pour sélectionner ce mode avec un traducteur incliné (donné par la relation de Snell-Descartes équation (1.16) page 41). Le même mode est donc excité dans la deuxième plaque (si elle est de même épaisseur). Ce point sera confirmé par des simulations par éléments finis et des mesures expérimentales dont les résultats en vitesse sont affichés sur la Figure 44. La vitesse des ondes de Lamb dans la deuxième plaque est donc la même que dans une seule plaque. Nous allons donc nous intéresser maintenant à l'atténuation dans la deuxième plaque.

Nous devons prendre en compte la manière dont la seconde plaque est alimentée pour étudier l'atténuation des ondes dans cette plaque. Elle est alimentée par la première plaque, qui réémet un faisceau plus large que le faisceau du traducteur (surtout si l'atténuation par réémission est faible). Pour étudier l'influence de ce faisceau élargi, nous allons négliger les phénomènes d'atténuation dus au matériau (absorption et diffusion) et considérer uniquement l'atténuation par réémission. Dans le chapitre précédent, des mesures d'atténuation sur une seule plaque ont permis de valider cette hypothèse en dessous de 5 MHz.mm.

Dans la première plaque, l'amplitude des déplacements mécaniques  $U_1$  induits par l'onde de Lamb est décrite par l'équation (3.1) en fonction de la propagation le long de l'axe  $x$  :

$$U_1(x) = U_0 \exp[-\alpha_1 \cdot x], \quad (3.1)$$

avec  $U_0$  l'amplitude initiale de l'onde de Lamb, et  $\alpha_1$  le coefficient d'atténuation par réémission de la première plaque.

L'énergie mécanique est proportionnelle au carré de l'amplitude. Nous pouvons donc décrire l'évolution de l'énergie mécanique dans la première plaque  $E_1$  par l'équation (3.2) :

$$E_1(x) = E_0 \exp[-2 \cdot \alpha_1 \cdot x], \quad (3.2)$$

avec  $E_0$  l'énergie mécanique initiale. Cette équation traduit simplement le fait que l'énergie mécanique de l'onde de Lamb est réémise dans l'eau au fur et à mesure de sa propagation.

En isolant une petite portion de la première plaque entre  $x$  et  $x + dx$  comme illustré par la Figure 40.a, nous pouvons lui appliquer un bilan d'énergie transcrit dans l'équation (3.3) :

$$E1(x) = E1(x + dx) + E_L1(x), \quad (3.3)$$

avec  $E_L1$  l'énergie perdue dans le fluide des deux côtés de la plaque. En combinant ce bilan d'énergie avec l'équation (3.2), nous pouvons quantifier cette énergie perdue en fonction de l'abscisse  $x$  et du pas de discrétisation  $dx$  dans l'équation (3.4) :

$$E_L1(x) = E1(x)(1 - \exp[-2. \alpha_1. dx]). \quad (3.4)$$

Une hypothèse supplémentaire est faite ici : la plaque réémet la même quantité d'énergie de chaque côté. Cette hypothèse semble confirmée par les travaux de (Hayashi et Inoue 2014) qui ont comparé l'atténuation par réémission dans une plaque entièrement immergée puis immergée sur une seule face : les LLW dans cette dernière configuration sont deux fois moins atténuées que les ondes de Lamb dans la même plaque entièrement immergée.

Nous supposons aussi que toute l'énergie qui arrive sur la deuxième plaque alimente l'onde de Lamb qui s'y propage, sans réflexion ou transmission directe dans l'eau. C'est une hypothèse très forte, car nous savons qu'il y a toujours un peu de réflexion directe. En effet lorsqu'un faisceau est incident et excite un mode de Lamb, le champ réfléchi n'est pas réfléchi spéculairement (ou géométriquement) car il présente un passage à zéro et un changement de phase de  $\pi$  autour de ce point. Ce phénomène est causé par des interférences entre une partie de l'onde incidente réfléchie « géométriquement » (ou spéculairement) et une autre partie réémise par l'onde guidée. Une analyse détaillée est disponible dans (Bertoni et Tamir 1973a) et ce phénomène est visible dans nos simulations par éléments finis (voir Figure 42.a et Figure 49) : il est la preuve qu'une partie de l'onde incidente est directement réfléchie. Négliger cette réflexion est donc une hypothèse très simplificatrice et les résultats obtenus seront comparés avec des simulations par éléments finis (faites sans cette hypothèse) pour évaluer sa pertinence.

En négligeant la réflexion et transmission directe, nous pouvons quantifier simplement le transfert d'énergie entre les deux plaques. Un bilan d'énergie est ainsi fait dans la deuxième plaque (équation (3.5)), en quantifiant l'énergie qui arrive de la première par  $\frac{1}{2} E_L1$ .

$$E2(x) + \frac{1}{2} E_L1(x) = E2(x + dx) + E_L2(x), \quad (3.5)$$

avec  $E2$  l'énergie mécanique de l'onde de Lamb créée dans la deuxième plaque, et  $E_L2$  l'énergie réémise dans le fluide par cette même onde. Ce processus de réémission d'énergie est le même que dans la première plaque, ce qui permet de quantifier  $E_L2$  par l'équation (3.6) :

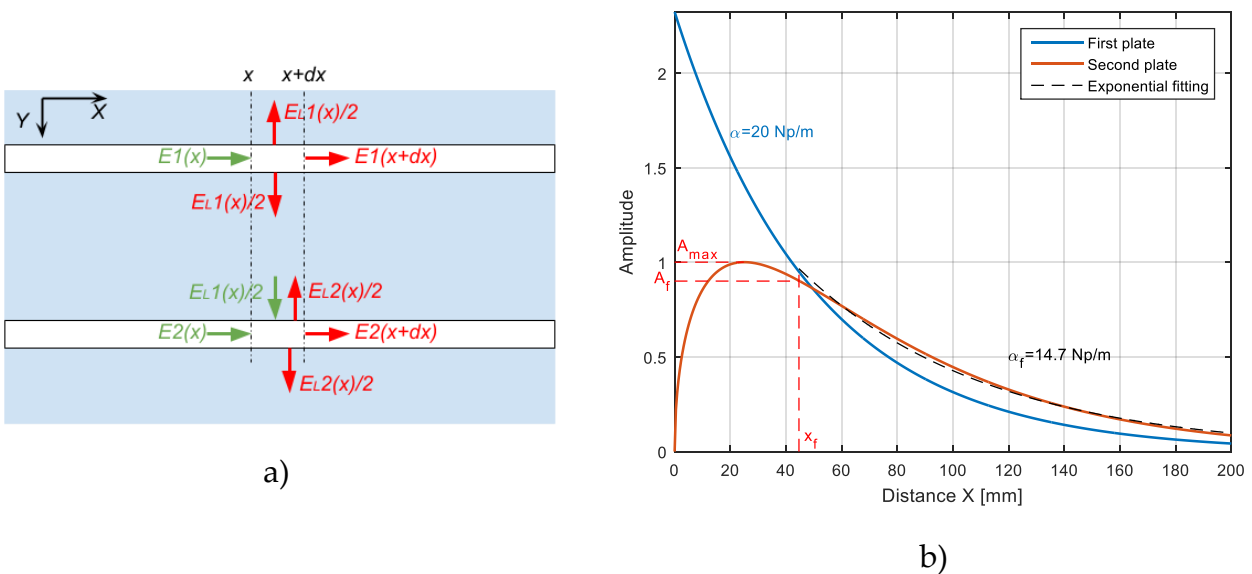
$$E_{L2}(x) = E_2(x)(1 - \exp[-2 \cdot \alpha_2 \cdot dx]), \tag{3.6}$$

avec  $\alpha_2$  le coefficient d'atténuation par réémission dans la seconde plaque.

Quelques manipulations supplémentaires permettent d'obtenir rapidement une expression explicite de l'énergie mécanique de l'onde de Lamb dans la deuxième plaque donnée dans l'équation (3.7) :

$$E_2(x + dx) = E_2(x) + \frac{1}{2}E_{L1}(x) - E_{L2}(x). \tag{3.7}$$

Étudions le cas où une LLW se propage dans la première plaque en  $x = 0$  (soit  $E_1(0) = 1$ ) avec la seconde plaque initialement au repos (soit  $E_2(x) = 0$ ). Nous avons calculé numériquement  $E_2(x)$  en nous servant des équations précédentes, puis nous en avons déduit l'amplitude des déplacements dans la seconde plaque en prenant la racine carrée de  $E_2(x)$ . Les résultats sont affichés sur la Figure 40.b pour le cas où  $\alpha_1 = \alpha_2 = 20 \text{ Np/m} = \alpha$ , ce qui correspond à la propagation du mode S0 à 2.4 MHz.mm dans deux plaques d'épaisseur 7,8 mm.

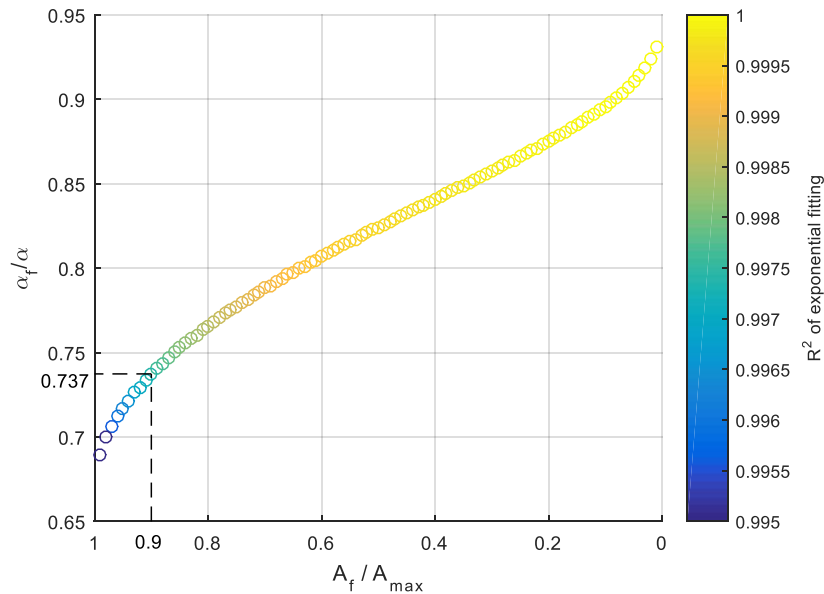


**Figure 40: Schématisation du bilan d'énergie sur la portion de plaque avec les gains en vert et les pertes en rouge (a). Amplitude théorique donnée par ce modèle avec la décroissance dans la deuxième plaque approximée par une exponentielle décroissante (b) : la régression exponentielle commence à 90% du maximum d'amplitude de la seconde plaque**

L'amplitude dans la première plaque calculée par cette méthode correspond bien à ce qui est prévue par la théorie des LLW : une décroissance exponentielle de coefficient  $\alpha$ . L'amplitude dans la seconde plaque augmente au fur et à mesure de l'alimentation jusqu'à atteindre un maximum et commencer à décroître. Mais la décroissance est plus lente qu'une exponentielle de coefficient  $\alpha$  car la première plaque continue à l'alimenter en énergie. **La décroissance n'est plus exponentielle.** Ce point peut être potentiellement problématique car nos mesures d'atténuation par réémission effectuées en partie II.1

s'appuient sur la décroissance exponentielle de l'amplitude pour en calculer le coefficient. Pour pouvoir comparer les résultats obtenus avec l'expérience, nous avons approximé la décroissance dans la deuxième plaque par une exponentielle décroissante. Un exemple est donné sur la Figure 40.b : une régression exponentielle est effectuée sur une certaine partie de la courbe, ce qui permet d'estimer un coefficient d'atténuation  $\alpha_f$  que nous appellerons atténuation apparente. Des calculs lancés sur une large plage d'atténuation par réémission (de 0,1 à 100 Np/m) ont montré que **l'atténuation apparente observée dans la deuxième plaque est systématiquement inférieure et proportionnelle à l'atténuation par réémission de chaque plaque  $\alpha$ .**

Cependant, la valeur de l'atténuation apparente est fortement dépendante de la portion de courbe choisie pour effectuer la régression exponentielle. Sur l'exemple de la Figure 40.b, l'atténuation apparente a été mesurée après une perte d'amplitude de 10% par rapport au maximum dans la deuxième plaque (c'est-à-dire à partir de  $A_f = 0,9.A_{max}$ ). Avec ce critère, l'atténuation apparente est mesurée à 14,7 Np/m avec un coefficient  $R^2$  de 0,997. Avec un critère différent, par exemple une perte d'amplitude de 50%, l'atténuation apparente est mesurée à 16,5 Np/m. Ces variations de mesure en fonction de la portion considérée sont quantifiées sur la Figure 41 : plus la mesure commence loin, plus l'atténuation apparente mesurée se rapproche de la valeur d'atténuation par réémission classique et meilleure est l'approximation par une exponentielle. Cela traduit le fait que plus la mesure est faite loin, moins la première plaque ne peut alimenter la seconde car la LLW initiale est déjà fortement atténué : l'atténuation dans la seconde plaque se rapproche ainsi du cas sans alimentation (atténuation par réémission classique). **Ces fluctuations ne sont pas négligeables : elles varient de  $0,68\alpha$  à  $0,94\alpha$ . Ceci peut devenir un biais systématique pour toutes nos mesures expérimentales d'atténuation pour un système de deux plaques (ou plus).**



**Figure 41: Atténuation par réémission apparente théorique dans la seconde plaque en fonction de l'amplitude dans la deuxième plaque qui délimite le début de la régression exponentielle. L'atténuation apparente est normalisée par l'atténuation dans une plaque seule, et l'amplitude de début de régression est normalisée par l'amplitude maximum dans la seconde plaque**

Nous avons donc choisi un critère pour pouvoir comparer nos mesures d'atténuation apparente avec les résultats de notre modèle : la mesure commencera après une perte d'amplitude de 10% dans la deuxième plaque. C'est un critère arbitraire, mais il semble constituer un compromis acceptable entre le domaine de validité de notre approximation et la qualité de la mesure. Avec ce critère, nous nous attendons donc à mesurer des valeurs d'atténuation apparente qui valent  $0,737\alpha$  (voir sur la Figure 41), quel que soit le mode de Lamb étudié. Ce sera notre référence théorique affichée sur la Figure 45.

Maintenant que le comportement théorique d'un système de deux plaques est étudié, nous allons présenter les simulations par éléments finis ainsi que les expériences faites pour valider (ou infirmer) cette théorie.

### III.1.2 Validation avec simulations par éléments finis

Nous avons utilisé des simulations par éléments finis dans le cas d'une plaque immergée pour valider l'implémentation de nos méthodes de traitement (FFT2D et STFT) et pour calculer le champ acoustique réémis par la plaque. Nous allons maintenant rajouter une seconde plaque parallèle et investiguer la création et l'atténuation d'une seconde onde de Lamb à l'intérieur de cette seconde plaque. Pour limiter le temps de calcul et faciliter la comparaison à la théorie, nous ferons nos simulations dans le domaine fréquentiel (régime permanent harmonique). Un des objectifs est d'évaluer la pertinence d'une hypothèse forte faite lors de l'élaboration du modèle analytique dans la section précédente et qui n'est pas faite lors des calculs par éléments finis : le fait que le faisceau acoustique incident

soit entièrement converti en onde de Lamb, sans réflexion ni transmission directe.

Nous détaillerons ici le même cas que dans les parties précédentes : le mode A1 excité à 500 kHz dans une plaque d'épaisseur 7,8 mm.

Nous avons vu dans les parties précédentes (II.1 et II.2) qu'un faisceau incident sur une plaque peut exciter plusieurs modes de Lamb selon son ouverture angulaire et même les directions de ses lobes secondaires. Cela pose problème dans le cas des simulations fréquentielles, car elles sont inexploitable en cas de propagation multimodale : les modes de Lamb s'additionnent avec des vitesses de phases différentes, ce qui entraîne souvent la création d'interférences. Nous allons donc nous attacher à optimiser la création d'un unique mode de Lamb dans la première plaque pour pouvoir conclure sur le comportement dans la deuxième plaque.

L'idée est de jouer sur deux paramètres différents du faisceau incident sur la première plaque : sa directivité (qu'on veut la meilleure possible) et ses lobes secondaires (qu'on souhaite éviter). Pour la directivité, nous avons choisi d'augmenter le diamètre du traducteur. En effet, selon l'équation (1.19) rappelée ci-dessous, le demi-angle de divergence  $\theta_0$  défini dans (Norme A09-325 1987) est environ inversement proportionnel au diamètre du traducteur  $2r$  dans le cas de petits angles.

$$\theta_0 = \arcsin\left(1.22 \frac{c_0}{2rf}\right). \quad (1.19)$$

Ainsi avec un diamètre de 200 mm, nous pouvons espérer une demi-ouverture maximale de seulement 1°. Ce n'est pas parfait mais c'est un net progrès par rapport au cas expérimental détaillé section II.2.3 et ses 6° de demi-ouverture. C'est en tout cas suffisant pour discriminer les deux modes les plus proches dans notre cas : A1 (à 17°) et S1 (à 15°) (voir Figure 35.a page 69).

Les lobes secondaires sont entre autres provoqués par des interférences entre l'onde plane émise par le traducteur et les ondes toriques émises par ses bords. Nous avons donc fenêtré spatialement l'excitation du traducteur numérique par une gaussienne afin de diminuer l'amplitude de vibration de ses bords (rapport de 20 entre l'amplitude au centre du traducteur et à ses bords). Si des voies existent pour réaliser l'équivalent expérimentalement, par exemple en utilisant un traducteur multiéléments ou un traducteur classique apodisé par un élément absorbant positionné devant qui masque en partie le faisceau (Alain Lhémery 2000) ou bien un traducteur spécial dont les électrodes sont mises en forme de manière à apodiser naturellement la surface d'émission (A. Lhémery et De Vadder 1992; De Vadder, Lhémery, et Gengembre 1996), nous avons choisi d'étudier les conséquences de ces lobes secondaires plutôt que de les éliminer (voir chapitre II.2). Nous verrons par la suite que l'influence des lobes secondaires est



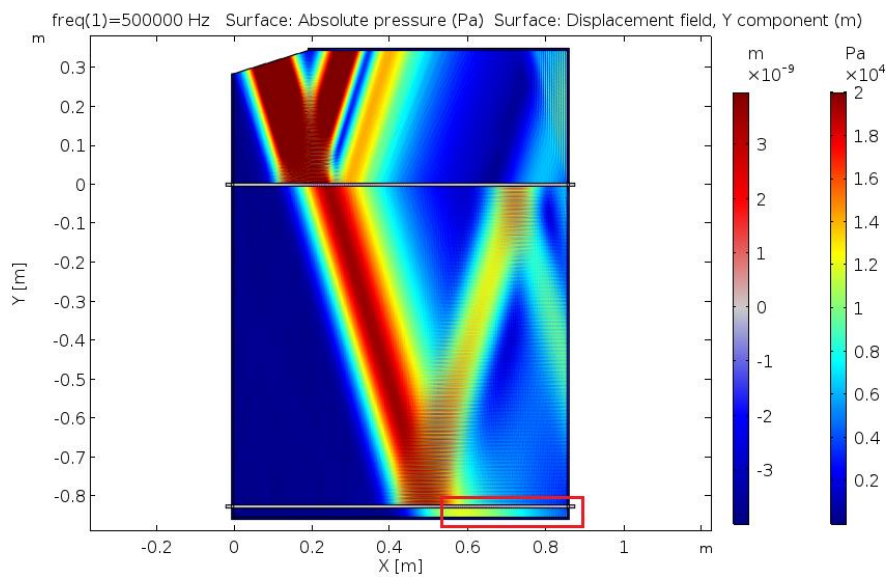
négligeable dans le cas des 4 couples {fréquence, mode} sélectionnés pour notre application CND (voir chapitre IV).

Ce faisceau acoustique est utilisé pour sélectionner les modes de Lamb recherchés dans deux plaques parallèles. La simulation a été faite pour une trentaine de fréquences sur les 4 premiers modes de Lamb : A0, S0, A1 et S1. La distance entre le traducteur et la première plaque est prise suffisamment grande pour que le champ réémis par la plaque en début de propagation soit absorbé par une PML et non réfléchi sur le traducteur. De même, la distance entre les plaques  $d_p$  est suffisamment grande pour observer l'alimentation et l'atténuation de l'onde de Lamb dans la deuxième plaque sur au moins 200 mm. Toutes ces distances sont fonctions de  $\theta_i$  et ont été automatiquement calculées pour chaque simulation.

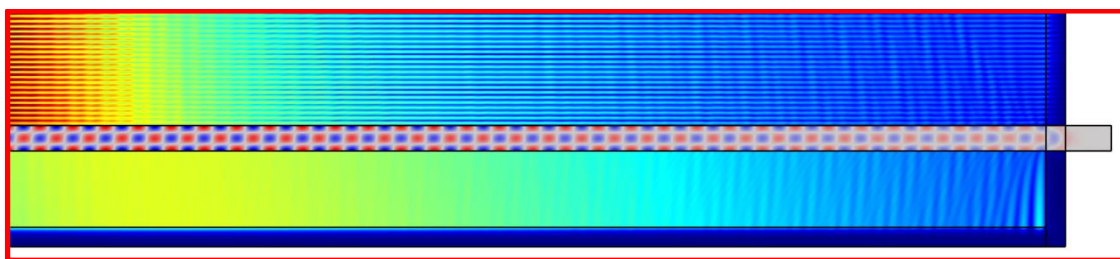
Le résultat obtenu pour le cas de A1 à 3,9 MHz.mm est affiché sur la Figure 42. On remarque que le champ acoustique qui est incident sur la première plaque a une excellente directivité et qu'aucun lobe secondaire n'est observé. Ce faisceau excite donc théoriquement uniquement le mode A1. La propagation uni-modale est confirmée immédiatement par le champ acoustique réémis par la première plaque : il n'y a pas d'interférence observable. La différence par rapport au champ acoustique calculé pour le même mode et même fréquence dans le cas d'une propagation multimodale (Figure 37) est flagrante. La structure des déplacements verticaux ainsi qu'une mesure de la vitesse de phase par régression linéaire confirment l'excitation du mode A1 dans la première deuxième plaque.

De même sur la deuxième plaque, la propagation du mode A1 est validée par la structure en déplacement (zoom sur la Figure 42.b) et la mesure de sa vitesse de phase. Les vitesses de phases mesurées dans la seconde plaque pour toutes les simulations sont affichées sur la Figure 44 et sont en bon accord avec la théorie.





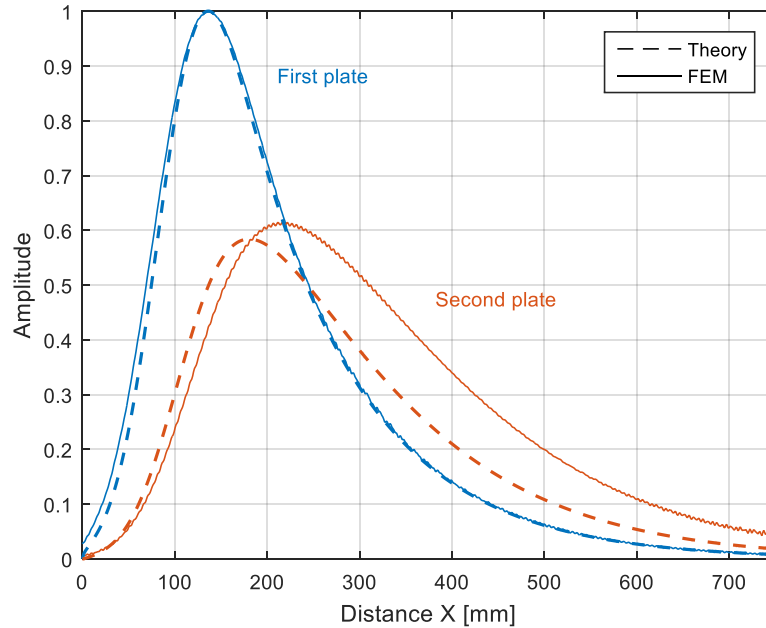
a)



b)

**Figure 42: Simulation par éléments finis fréquentielle de deux plaques parallèles immergées excitées par un faisceau acoustique optimisé pour sélectionner un unique mode (a), ainsi qu'un zoom sur la deuxième plaque montrant les déplacements verticaux du mode A1 à 3,9MHz.mm**

Les amplitudes des LLW selon  $u_y$  dans les deux plaques ont été extraites à la surface et comparées sur la Figure 43 avec les prévisions du modèle basé sur les transferts d'énergie. L'amplitude calculée par éléments finis dans la première plaque a été mise à l'échelle pour être comparée à la théorie, et l'amplitude dans la deuxième plaque mise à l'échelle en utilisant le même coefficient. L'échelle des abscisses de l'amplitude dans la deuxième plaque a été décalée d'une valeur qui tient compte du décalage géométrique provoqué par une émission inclinée de  $\theta_i$ , qui vaut  $d_p \cdot \tan(\theta_i)$  (avec  $d_p$  la distance normale entre les deux plaques). Ainsi l'énergie émise à l'abscisse  $x$  de la première plaque impacte la deuxième plaque à la même abscisse, et non à l'abscisse  $x + d_p \cdot \tan(\theta_i)$  comme c'est le cas en réalité. Nous avons choisi cette représentation ici car elle facilite la visualisation de l'effet d'alimentation entre les deux plaques.



**Figure 43: Comparaison entre les amplitudes des LLW dans deux plaques parallèles immergées données par le modèle basé sur l'énergie (théorie) et la simulation par éléments finis (Finite Element Model)**

Le modèle basé sur l'énergie a été adapté pour que la première plaque soit excitée par le même faisceau incident gaussien qui est utilisé pour la simulation par éléments finis. Pour cela, la même hypothèse a été faite que pour l'entrée dans la seconde plaque : toute l'énergie incidente alimente l'onde de Lamb (il n'y a pas de réflexion ou de transmission directe). L'effet de ce mode d'excitation a tendance à diminuer la mesure de l'atténuation par rapport à une onde de Lamb qui se propage déjà ou qui est excitée de manière ponctuelle (comme c'est le cas sur la Figure 40.b page 76). L'usage d'un profil incident gaussien n'a quasiment pas d'impact dans notre cas : l'atténuation dans la première plaque vaut 8,163 Np/m sans excitation gaussienne (on retrouve l'atténuation par réémission théorique  $\alpha$ ), et 8,157 Np/m avec excitation gaussienne (voir Figure 43).

Dans la première plaque sur la Figure 43, l'accord entre la théorie et la simulation par éléments finis est excellent, ce qui semble valider notre hypothèse qui semblait forte. Dans la seconde plaque, la modélisation basée sur les transferts d'énergie commence à s'écarter de la modélisation par élément fini (notre référence ici) mais décrit bien ses tendances. L'amplitude maximale dans la seconde plaque est prédite avec une erreur de 5%, ce qui est remarquable au regard de l'hypothèse forte de non réflexion ou transmission directe. La mesure de l'atténuation apparente dans la seconde plaque est faite après une décroissance de 10%, comme expliqué dans la partie précédente. Le modèle basé sur l'énergie donne alors une assez bonne approximation : 6,0 Np/m contre 5,0 Np/m pour la simulation par éléments finis, à comparer avec l'atténuation dans le cas d'une plaque qui vaut 8,2 Np/m.

Nous pouvons donc conclure que les échanges d'énergie entre les deux plaques tels que

nous les avons modélisés sont prédominants par rapport à d'autres effets qui ne sont pas pris en compte dans notre modèle (par exemple la réflexion et la transmission directe lors de l'excitation). Par la suite nous utiliserons donc cette modélisation basée sur l'énergie.

Les autres cas calculés par éléments finis (A0, S0, A1 et S1 entre 1 et 9 MHz.mm) sont aussi traités. La phase de leurs déplacements est « déroulée » (pour supprimer les discontinuités  $2\pi$  périodiques) en fonction de la distance de propagation et la vitesse de phase est calculée par régression linéaire. La qualité de régression est excellente, avec un coefficient  $R^2$  supérieur à 0,999. L'atténuation par réémission est calculée dans la deuxième plaque avec une régression exponentielle sur les amplitudes situées après une décroissance de 10%. Les vitesses de phase et atténuations obtenues seront respectivement affichées sur les Figure 44 et Figure 45.

### III.1.3 Expérimentation

Les expériences ont été faites dans les mêmes conditions que pour le cas d'une seule plaque (voir section II.1.3.1 page 56).

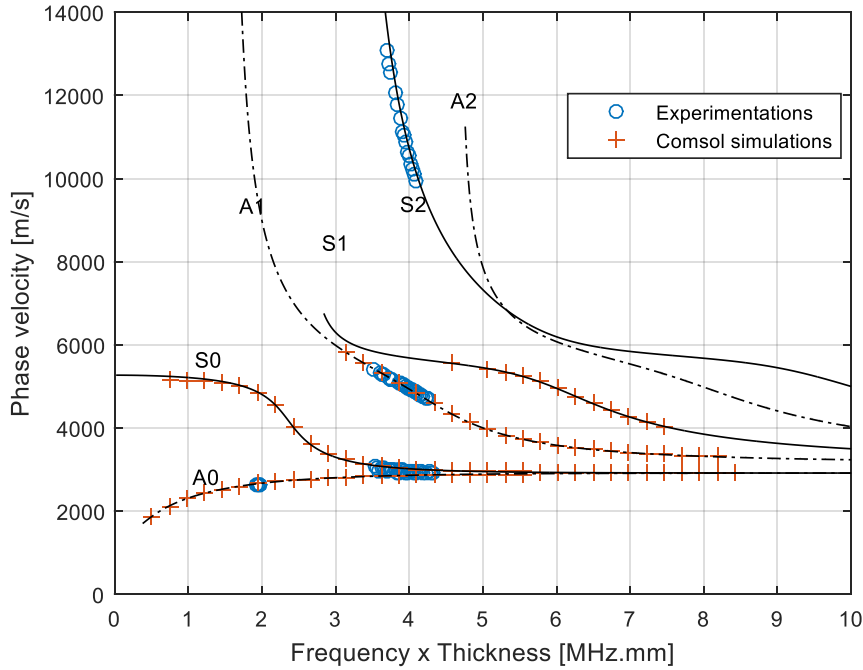
L'hydrophone scanne maintenant le champ réémis par la deuxième plaque. Cette seconde plaque a la même épaisseur que la première (7,8 mm) et est positionnée parallèlement à elle avec une distance inter-plaque  $d_p$  de 152,5 mm.

La vitesse de phase a été calculée par FFT2D, car nous avons vu dans le précédent chapitre que c'est la méthode la plus robuste. **L'atténuation a elle été mesurée par STFT, avec la régression exponentielle qui commence après une perte de 10% d'amplitude. L'atténuation n'a pas été mesurée par FFT2D, car nous avons vu que cette mesure se base sur deux amplitudes moyennes et calcule l'atténuation en prenant le logarithme du rapport de ces deux amplitudes. Étant donné que la décroissance mesurée n'est plus exponentielle, cette méthode n'est plus applicable ici.**

Les résultats seront comparés à ceux de la théorie et des simulations par éléments finis sur les Figure 44 et Figure 45.

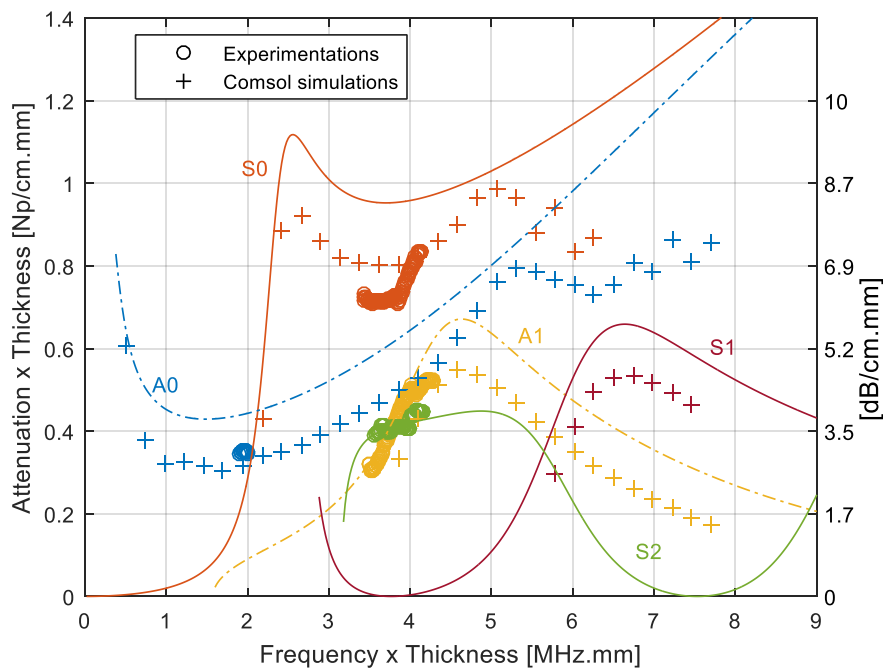
### III.1.4 Comparaison des mesures de vitesse et d'atténuation dans la deuxième plaque

Les mesures des vitesses dans la deuxième plaque sont présentées sur la Figure 44. Les vitesses mesurées coïncident parfaitement avec celles des modes de Lamb dans le cas une plaque. **Les modes de Lamb qui se propagent dans une plaque sont donc bien transmis dans une deuxième plaque parallèle et de même épaisseur.**



**Figure 44: Vitesses de phase mesurées dans la deuxième plaque : théorie pour une plaque immergée (lignes noires), simulations par éléments finis avec régression linéaire sur la phase des déplacements (+), et expérimentation avec FFT2D (o)**

Les atténuations apparentes de ces modes dans la deuxième plaque sont affichées sur la Figure 45. Du fait de l'alimentation continue depuis la première plaque, on mesure bien une atténuation inférieure au cas d'une plaque seule (voir Figure 29 page 61). Pour quantifier cette diminution, les valeurs données par notre modélisation basée sur les transferts d'énergie sont visualisées par des lignes qui représentent  $0,737\alpha$  (pour une mesure après 10% de décroissance, voir Figure 41). Les atténuations apparentes mesurées expérimentalement sur les simulations par éléments finis sont généralement inférieures à ces valeurs mais confirment l'ordre de grandeur de la diminution. La raison de cet écart ne peut pas être l'atténuation due à l'eau (par absorption), car elle n'est pas modélisée dans les simulations par éléments finis.



**Figure 45: Mesure de l'atténuation apparente des LLW dans la deuxième plaque: comparaison entre la théorie basée sur les transferts d'énergie (lignes), les simulations par éléments finis (+) et les expérimentations mesurées par STFT (o). L'atténuation est exprimée en Np/cm multipliée par l'épaisseur de la plaque en mm**

### III.2 INTERFÉRENCES D'UNE PLAQUE SUR L'AUTRE EN RÉGIME PERMANENT

Nous avons vu dans le chapitre I (en particulier sur la Figure 21 page 49) que, dans un système de deux plaques, les LLW réémettent successivement d'une plaque à une autre. Cette propriété a même été exploitée par (Lindner et al. 2006) pour évaluer le niveau d'eau entre deux plaques en comptant combien d'allers-retours le pulse temporel envoyé a effectué entre les deux plaques. En régime permanent, des interférences entre les différents trajets acoustiques peuvent avoir lieu. Nous allons donc les étudier et évaluer s'il y a un potentiel pour aider à l'insonification de la deuxième plaque et donc à son contrôle.

Nous allons étudier le cas de deux plaques d'épaisseur 7,8 mm immergées dans l'eau et écartées d'une distance normale  $d_p$ . L'étude théorique se fera dans le cas général, mais nous nous placerons à 250 kHz pour les simulations et les expériences. Le produit fréquence-épaisseur ainsi choisi (1,95 MHz.mm) autorise la propagation de trois modes de Lamb : A0, S0 et A1. Nous travaillerons avec A0 car il est le plus facilement excitable (il a le coefficient d'atténuation par réémission le plus élevé comme vu dans le chapitre II) et sa

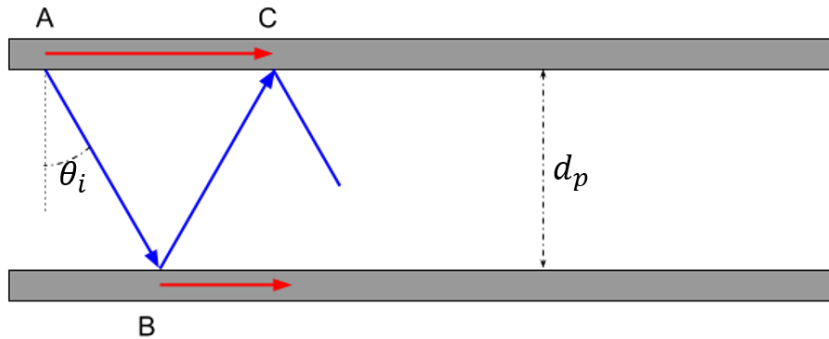
propagation est peu dispersive (une vitesse de groupe assez stable avec la fréquence, comme vu au chapitre I).

### III.2.1 Calcul des déphasages théoriques

Nous allons étudier les différentes configurations qui permettent d'observer des interférences lors des réémissions successives d'une plaque vers l'autre. Nous développerons tout d'abord la théorie sur un cas simplifié, qui ne prend pas en compte la propagation dans la deuxième plaque. Puis nous élargirons le résultat obtenu au cas global, en prenant en compte une propagation quelconque dans la deuxième plaque. Enfin nous détaillerons les conditions nécessaires pour observer ces interférences.

#### III.2.1.1 Cas simplifié de la réflexion directe entre plaques

Intéressons-nous dans un premier temps au trajet schématisé sur la Figure 46 : l'onde acoustique est réémise par la première plaque au point A, est réfléchi sur la deuxième plaque au point B et retourne sur la première plaque au point C où elle peut interférer avec l'onde de Lamb initiale qui s'est propagée dans la première plaque (trajet AC). Nous n'introduisons pas encore de propagation dans la seconde plaque. Ce trajet acoustique spécifique est théorique, il permettra d'accéder facilement à une loi généralisable au cas général.



**Figure 46: Schématisation simplifiée des trajets acoustiques dans le cas de deux plaques : les LLW (flèches rouges) se propagent dans les deux plaques et l'onde de volume dans l'eau (flèches bleues) est réfléchi entre les plaques**

Le déphasage  $\Phi_{AC}$  qui se produit lors du trajet de la LLW de A vers C dans la première plaque est exprimé dans l'équation (3.8) :

$$\Phi_{AC} = 2 \cdot d_p \cdot \tan(\theta_i) \frac{2\pi f}{c_p}, \quad (3.8)$$

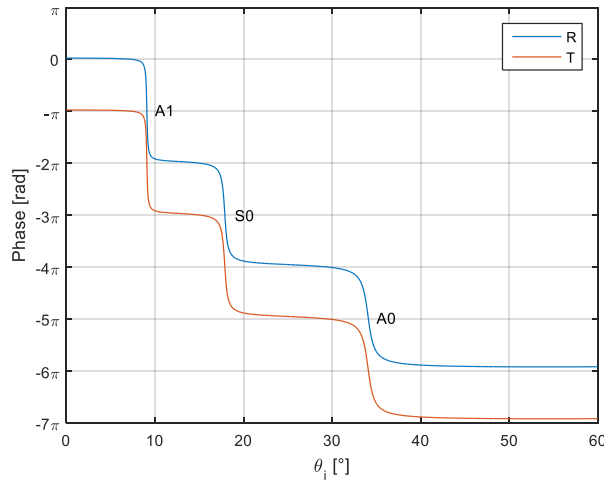
avec  $d_p$  la distance normale entre les plaques,  $\theta_i$  l'angle de réémission défini par la relation de Snell-Descartes dans l'équation (1.16),  $f$  la fréquence et  $c_p$  la vitesse de phase du mode de Lamb considéré.

De même, on peut calculer le déphasage  $\Phi_{ABC}$  induit lors du trajet ABC dans l'eau. Ce

déphasage est explicité dans l'équation (3.9) :

$$\Phi_{ABC} = \Phi_{AB} + \Phi_R + \Phi_{BC} = \Phi_R + \frac{2 \cdot d_p}{\cos(\theta_i)} \cdot \frac{2\pi f}{c_0}, \quad (3.9)$$

avec  $c_0$  la vitesse de phase dans l'eau, et  $\Phi_R$  le déphasage lors de la réflexion sur la plaque au point B. Ce déphasage est accessible en étudiant la phase du coefficient de réflexion d'une plaque immergée, coefficient qui a déjà été utilisé dans le modèle de Bertoni et Tamir (sections I.3.5 et II.2.1). Ce calcul de phase a déjà été publié dans (Ngoc et Mayer 1980) et son résultat est affiché sur la Figure 47 pour une plaque d'épaisseur 7,8 mm à 250 kHz. Pour chacun des modes de Lamb, on observe que le déphasage à la réflexion est de  $\pi [2\pi]$  ( $\pi$  radians modulo  $2\pi$ ).



**Figure 47: Phase des coefficients de réflexion et de transmission des modes de Lamb pour une plaque d'épaisseur 7,8 mm à 250 kHz**

Nous avons donc  $\Phi_R$  égal à  $\pi$ .

Il est donc possible de poser une condition d'interférence constructive ou destructive au point C en fonction de la différence de phase entre le trajet AC et ABC. Cette condition est donnée dans l'équation (3.10) :

$$\Phi_{ABC} = \Phi_{AC} + n \cdot \pi, \quad (3.10)$$

avec  $n$  un entier naturel qui décrit une interférence constructive si  $n$  est pair, destructive si  $n$  est impair.

En injectant dans l'équation (3.10) les expressions de  $\Phi_{ABC}$  et  $\Phi_{AC}$  détaillées dans les équations (3.8) et (3.9), nous arrivons à une équation reliant tous les paramètres influant sur cette interférence. Nous avons choisi d'étudier l'influence de l'écartement des plaques, car c'est le paramètre le plus facilement contrôlable expérimentalement. L'écartement des plaques  $d_p$  est donc exprimé de manière à faire apparaître le caractère constructif ou destructif d'une interférence au point C (équation (3.11)) :



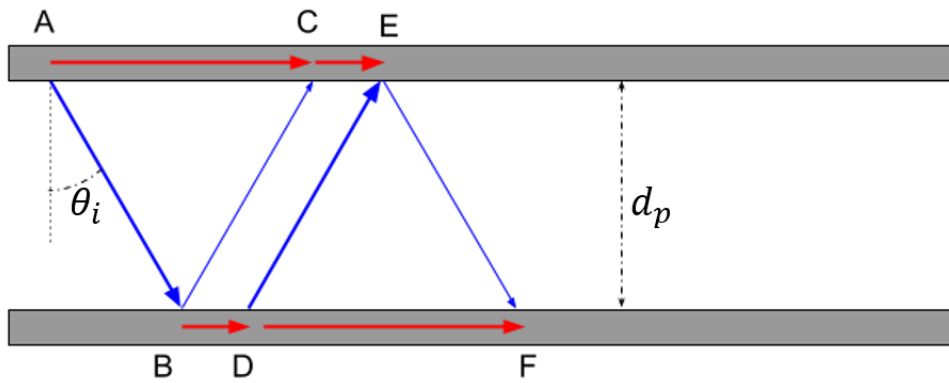
$$d_p = \frac{n - 1}{4f \left( \frac{1}{\cos(\theta_i) \cdot c_0} - \frac{\tan(\theta_i)}{c_p} \right)} \quad (3.11)$$

avec une interférence constructive au point C si  $n$  pair, destructive si  $n$  impair. Ainsi quand  $n$  passe de 3 à 4, la différence de phase entre les deux trajets acoustiques augmente de  $\pi$ , et l'interférence en C qui était destructive devient constructive. À titre indicatif, pour le mode A0 à 1,95 MHz.mm ce changement correspond à une variation de l'inter-plaque  $d_p$  de 1,798 mm (1,566 mm pour le mode S0). Le caractère constructif (ou destructif) revient donc périodiquement tous les double de cette variation, soit tous les 3,596 mm pour A0 (3,132 mm pour S0). Les distances en cause sont donc relativement faibles, mais encore contrôlables avec les moyens expérimentaux disponibles.

Intéressons-nous maintenant au cas général en considérant la propagation dans la deuxième plaque.

### III.2.1.2 Cas général

On retrouve sur la Figure 48 les mêmes chemins acoustiques déjà étudiés (trajets AC dans la première plaque et ABC dans le fluide), mais nous considérons cette fois-ci une propagation du même mode sur une longueur quelconque dans la deuxième plaque (trajet BD). Nous allons donc étudier les trajets ACE et ABDE.



**Figure 48: Schématisation générale des trajets acoustiques dans le cas de deux plaques: prise en compte d'une propagation sur une distance quelconque dans la deuxième plaque (trajet BD) avant réémission en D et impact sur la première plaque en E**

L'équation (3.10) appliquée à ce cas donne :

$$\Phi_{AB} + \Phi_{BD} + \Phi_R + \Phi_{DE} = \Phi_{AC} + \Phi_{CE} + n \cdot \pi, \quad (3.12)$$

avec  $n$  pair pour une interférence constructive au point E, et  $n$  impair pour une destructive.

Nous avons vu dans la section III.1 qu'un mode qui se propage dans la première plaque est transmis dans la deuxième plaque sans changement de mode, avec la même vitesse de phase. Le déphasage entre B et D est donc le même qu'entre C et E, soit  $\Phi_{BD} = \Phi_{CE}$ .

De plus les deux plaques sont parallèles et le fluide homogène : le trajet B vers C entre les deux plaques est donc le même à n'importe quelle abscisse considérée, soit  $\Phi_{BC} = \Phi_{DE}$ .

Ces deux simplifications appliquées à l'équation (3.12) permettent de se ramener au cas simplifié décrit par l'équation (3.11) étudié précédemment. **Autrement dit l'équation (3.11) reste valable quelle que soit la propagation dans la seconde plaque, car elle sera compensée par la même propagation dans la première plaque.**

Nous avons donc étudié théoriquement le cas de la seconde plaque qui interfère sur la première plaque. Néanmoins le but recherché serait plutôt de provoquer des interférences constructives dans la seconde plaque (par exemple au point F de la Figure 48) pour améliorer son insonification. Cette étude est maintenant possible : il suffit de répéter le raisonnement fait précédemment avec cette fois-ci la deuxième plaque qui émet une onde au point D, onde qui est réfléchiée sur la première plaque au point E et retourne sur la seconde plaque au point F.

Il est important de noter que le déphasage de  $\pi$  lors de la réflexion sur une plaque impose alors un changement de caractère constructif/destructif : **si une interférence est constructive sur la première plaque au point C ou E, elle sera destructive sur la deuxième plaque au point F et vice versa.**

### III.2.1.3 Conditions d'observation

Les interférences ne sont pas observables dans toutes les configurations.

Parlons tout d'abord de l'atténuation dans la première plaque : la réémission des LLW permet de transmettre un mode de Lamb à une autre plaque, mais c'est au prix d'une forte atténuation dans la première plaque. Il faut donc que l'onde de Lamb initiale ne s'atténue pas trop entre le point A et C pour espérer pouvoir interférer à partir du point C avec l'onde réfléchiée. En fixant le mode de Lamb et la fréquence, cela se traduit par une condition sur la distance inter-plaque  $d_p$  donnée dans l'équation (3.13) :

$$d_p \leq \frac{\ln(w)}{2\alpha \cdot \tan(\theta_i)} \quad (3.13)$$

avec  $\alpha$  le coefficient d'atténuation par réémission du mode en Np/m, et  $w$  le rapport d'amplitude considéré comme suffisant pour que la LLW initiale soit négligeable au point C. Par exemple avec  $w = 10$ , l'amplitude de l'onde de Lamb sera divisée par 10 entre le point A et C.

En pratique, nous choisirons  $d_p$  en jouant sur le caractère constructif ou destructif recherché (tel que défini par l'équation (3.11)) tout en prenant sa valeur suffisamment petite pour pouvoir observer les interférences. Nous choisirons donc  $d_p$  de telle manière que l'onde initiale soit atténuée d'uniquement 6 dB au point C, soit  $w = 2$ . Ce critère est

intégré dans l'équation (3.14), qui inclut aussi un nouveau terme pour tenir compte du diamètre  $2r$  du faisceau incident :

$$d_p \approx \frac{\ln(2)}{2\alpha \cdot \tan(\theta_i)} + \frac{r}{2 \sin(\theta_i)}. \quad (3.14)$$

Notons qu'il n'est pas souhaitable de choisir  $d_p$  le plus petit possible, car sinon les différents trajets acoustiques sont superposés et ne sont plus différenciables.

Enfin, toutes ces considérations ont été faites sous l'hypothèse de régime permanent. Expérimentalement, il faudra donc choisir un train d'onde de durée  $\tau$  suffisamment longue pour s'approcher du régime permanent. Plus précisément, il faut que le train d'onde soit suffisamment long pour que le trajet le plus lent (ABC) s'effectue avant que l'onde initiale n'ait complètement dépassé le point C. La limite minimum de  $\tau$  est donnée par l'équation (3.15) :

$$\tau \geq 2d_p \left( \frac{1}{\cos(\theta_i) \cdot c_0} - \frac{\tan(\theta_i)}{c_g} \right), \quad (3.15)$$

avec  $c_g$  la vitesse de groupe du mode de Lamb utilisé. En pratique, nous choisirons  $\tau$  afin que le paquet d'ondes initiales soit à la moitié de sa distance de propagation quand l'onde réfléchie par la deuxième plaque impactera au point C. Ce qui fournit la condition exprimée dans l'équation (3.16) suivante :

$$\tau = 4d_p \left( \frac{1}{\cos(\theta_i) \cdot c_0} - \frac{\tan(\theta_i)}{c_g} \right). \quad (3.16)$$

À titre indicatif, le Tableau 2 donne les valeurs numériques de la distance entre les plaques et de la durée du train d'onde choisies respectivement par les équations (3.14) et (3.16). La vitesse dans l'eau  $c_0$  utilisée est prise à 1490 m/s, et le faisceau incident a un diamètre de 200 mm (utilisé section III.2.2.1).

	$c_p$ [m/s]	$c_g$ [m/s]	$\alpha$ [Np/m]	$\theta_i$ [°]	$d_p$ [mm]	$\tau$ [ $\mu$ s]
A0	2 662	3 142	7,66	34	156	372
S0	4 850	3 516	4,15	17,9	421	1 034

**Tableau 2: Valeurs numériques choisies pour la distance entre les plaques et la durée du paquet d'onde dans le cas des modes A0 et S0 à 250 kHz dans deux plaques d'épaisseur 7,8 mm**

Avec les critères choisis, la durée du train d'onde dans le cas de S0 est 3 fois supérieure au cas de A0. Ceci est dû au fait qu'à cette fréquence, le mode S0 est moins atténué que A0, ce qui nécessite un plus grand écartement entre les plaques pour que l'onde initiale s'atténue de 6 dB entre A et C.

### III.2.2 Simulations par éléments finis

Les simulations par éléments finis dans le domaine fréquentiel (c'est-à-dire en régime permanent) se révèlent constituer un excellent outil pour confirmer et illustrer les interférences étudiées jusqu'ici théoriquement. Nous les observerons d'abord avec un unique mode excité, ce qui nous permettra aussi de vérifier la périodicité prédite par l'équation (3.11). Enfin, nous nous placerons dans les conditions de l'expérience qui sera effectuée dans la section suivante.

### III.2.2.1 Excitation d'un unique mode de Lamb

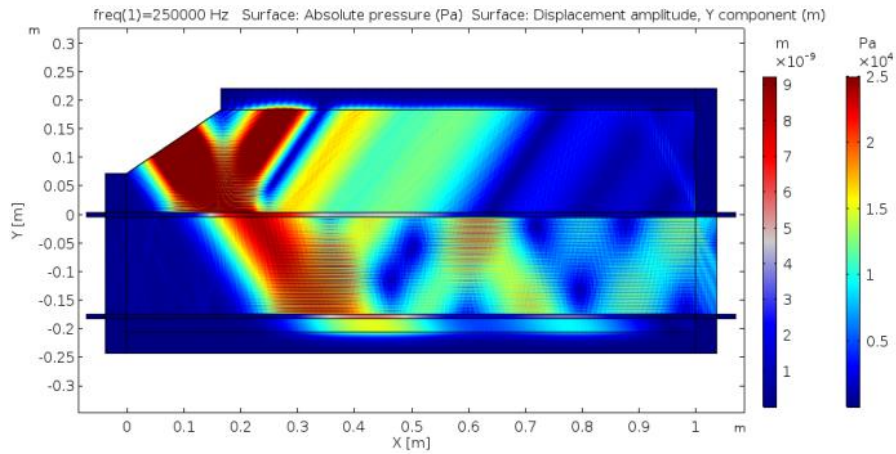
Nous avons vu dans le chapitre II qu'un faisceau incident peut exciter plusieurs modes de Lamb, que ce soit dû à son ouverture angulaire ou à ses lobes secondaires. Nous avons aussi vu, dans la section III.1.2, comment limiter cet effet dans des simulations par éléments finis en optimisant le traducteur utilisé. Dans un premier temps, nous allons donc utiliser ce traducteur optimisé afin de s'affranchir des effets d'interférences dus à une propagation multimodale.

#### III.2.2.1.1 Visualisation des interférences constructives et destructives

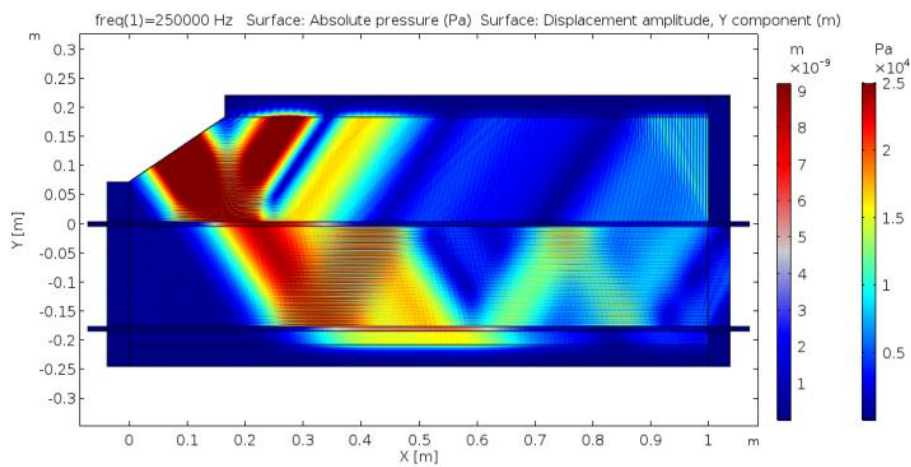
Le modèle par éléments finis utilisé est le même qu'en section III.1.2. Nous l'avons appliqué ici à l'excitation du mode  $A_0$  à 250 kHz avec une incidence de  $34^\circ$ .

Nous avons vu précédemment (section III.2.1) que la distance inter-plaque  $d_p$  était cruciale, aussi bien pour définir le caractère constructif ou destructif par l'équation (3.11) que pour se placer aux environs d'un cas où l'interférence est possible (équation (3.14)). L'équation (3.14) appliquée au cas étudié indique d'utiliser une distance inter-plaque  $d_p$  d'environ 158 mm (voir Tableau 2). Une distance légèrement supérieure a été choisie ( $d_p \approx 170$  mm) pour faciliter la visualisation des différents chemins acoustiques. Enfin nous n'avons donc pas besoin de régler la durée  $\tau$  du train d'onde envoyé par l'équation (3.16), car les simulations sont réalisées en régime permanent.

Les simulations sont présentées sur la Figure 49 pour deux distances inter-plaques différentes : 170,8 mm qui correspond à des interférences destructives dans la deuxième plaque (donc constructives dans la première), et 172,6 mm pour des interférences constructives dans la deuxième plaque.



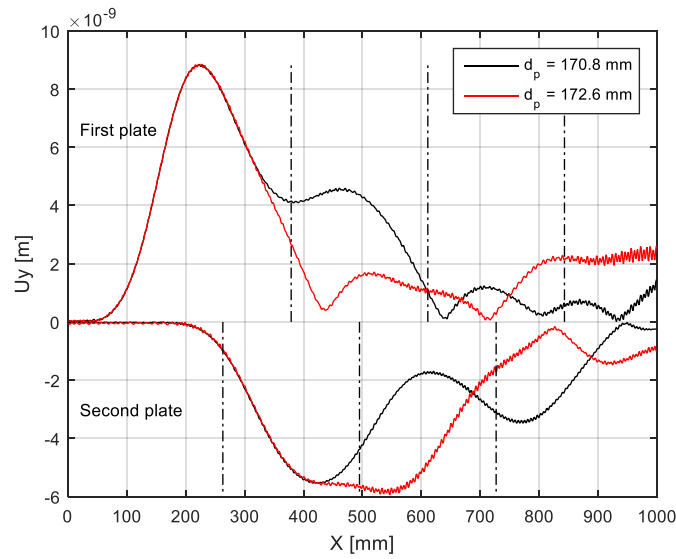
a)



b)

**Figure 49: Simulations par éléments finis de deux plaques avec le mode A0 à 1,95 MHz.mm excité par un faisceau acoustique optimisé : distance inter-plaque de 170,8 mm (a) et de 172,6 mm (b)**

Le comportement prévu est bien observé, et particulièrement visible à travers les champs acoustiques réémis. Les amplitudes relevées dans les deux plaques sont fournies sur la Figure 50. Pour faciliter la visualisation, les amplitudes dans la première plaque sont affichées dans la partie positive, et les amplitudes dans la deuxième plaque dans la partie négative. Les emplacements théoriques des différentes réflexions du faisceau dans l'inter-plaque sont repérés par des traits verticaux.

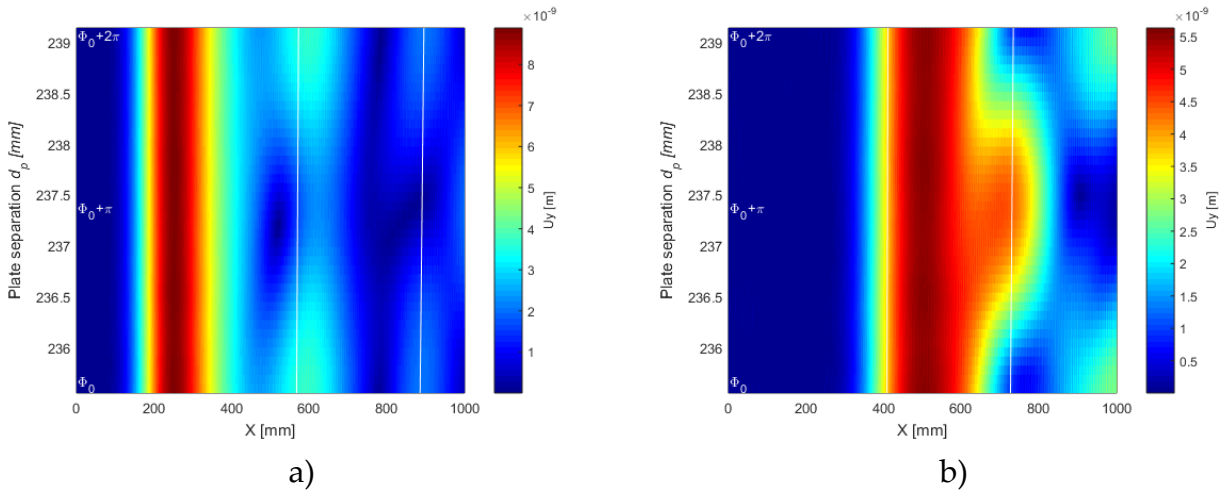


**Figure 50: Amplitude dans les plaques de la simulation de la Figure 49 : les amplitudes dans la première plaque sont affichées positivement, et celles dans la seconde plaque sont affichées dans la portion négative du graphique. Les abscisses théoriques d'arrivées du premier seuil à -6dB du faisceau sur les plaques sont indiquées par des traits verticaux**

On observe bien les différents caractères constructifs et destructifs aux emplacements prévus, c'est-à-dire aux abscisses où le faisceau qui se réfléchit entre les deux plaques impacte chacune des plaques. On retrouve bien que pour une même configuration, une interférence constructive dans la première plaque correspond à une interférence destructive dans la deuxième plaque (et vice versa).

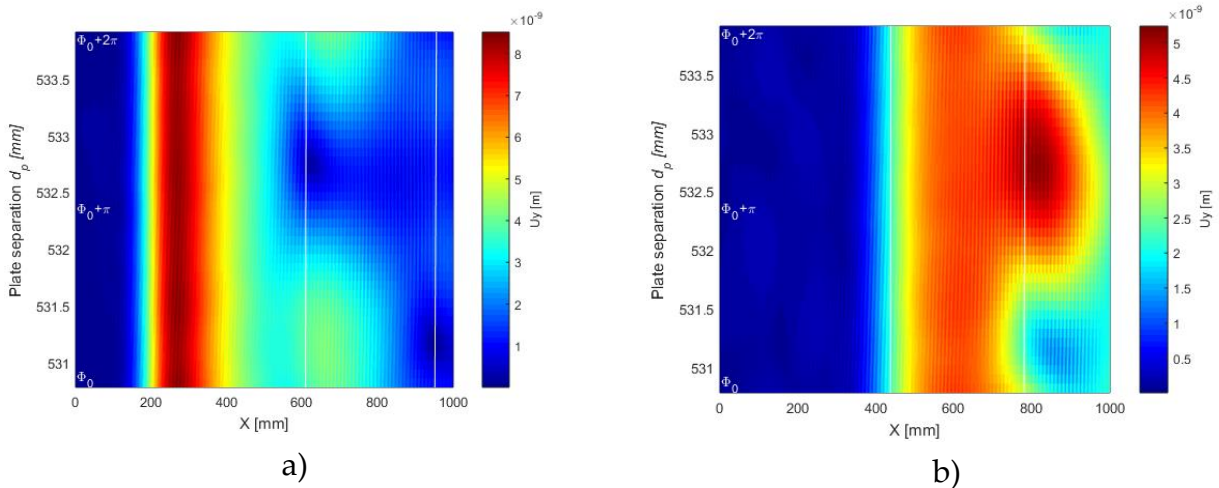
#### III.2.2.1.2 Périodicité des interférences en fonction de la distance inter-plaque

Nos prévisions théoriques sont jusqu'ici confirmées. Nous allons maintenant vérifier qu'il n'y a pas d'autres interférences entre les valeurs d'inter-plaques prévues par l'équation (3.11). Nous avons donc effectué 40 simulations pour différentes valeurs d'inter-plaques pour couvrir un déphasage théorique de  $2\pi$  entre deux interférences constructives dans la première plaque. Les amplitudes observées sont affichées en code couleur sur la Figure 51.a pour la première plaque, et celles observées dans la seconde plaque sur la Figure 51.b. Afin de mieux séparer les différents faisceaux et améliorer la visualisation par le code couleur, la distance inter-plaque a été augmentée d'environ 70 mm par rapport à la Figure 49 et à la Figure 50. Les arrivées théoriques des faisceaux sont indiquées par des traits blancs quasiment verticaux (« quasiment » car le temps de vol entre les deux plaques augmente avec la valeur de l'inter-plaque). La variation de phase entre  $\Phi_0$  et  $\Phi_0 + 2\pi$  est indiquée parallèlement à l'échelle des ordonnées (qui représente la distance inter-plaque). On observe bien la périodicité attendue.



**Figure 51: Périodicité des interférences en fonction de la distance entre les deux plaques pour le mode A0 à 1,95 MHz.mm : amplitude dans la première plaque (a), et amplitude dans la seconde (b). Les distances inter-plaques sont choisies pour couvrir un déphasage théorique de  $2\pi$**

Le même principe a été appliqué avec le mode S0, et les résultats sont présentés de la même manière sur la Figure 52. La même périodicité est observée, mais cette fois-ci la fenêtre d’observation est légèrement décalée : on commence ( $\Phi_0$ ) et on termine ( $\Phi_0 + 2\pi$ ) un peu avant une interférence, alors qu’on devrait être théoriquement parfaitement dessus (comme sur la Figure 51). Une incertitude de moins d’un mètre par seconde sur la vitesse de phase explique ce léger décalage. Or la vitesse de phase de S0 varie très fortement avec la fréquence à 1,95 MHz.mm, une telle incertitude est tout à fait plausible.



**Figure 52: Périodicité des interférences en fonction de la distance entre les deux plaques pour le mode S0 à 1,95 MHz.mm : amplitude dans la première plaque (a), et amplitude dans la seconde (b)**

Ceci permet de souligner que la prévision de la position absolue de ces interférences (par rapport à  $d_p$ ) par l’équation (3.11) est uniquement possible si la vitesse de phase est parfaitement connue. Le moindre écart est multiplié par la valeur de  $n$  choisie. En revanche la prévision de ces interférences de manière relative (leur périodicité) est bien plus facile. C’est donc ce que nous ferons expérimentalement : deux expériences seront

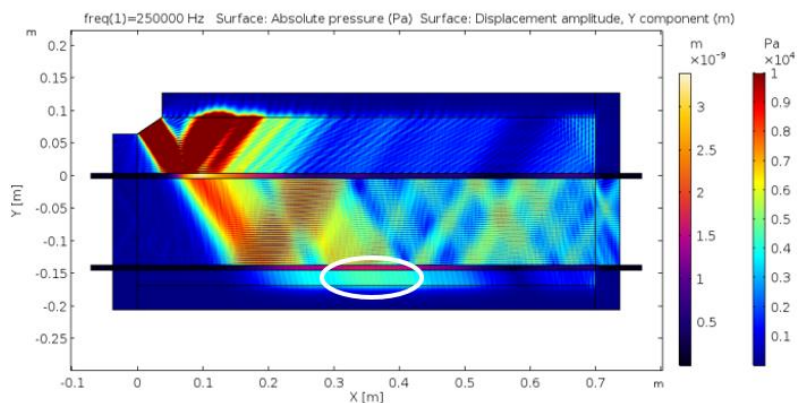


réalisées en faisant varier la distance inter-plaque de manière à augmenter la différence de phase de  $\pi$ .

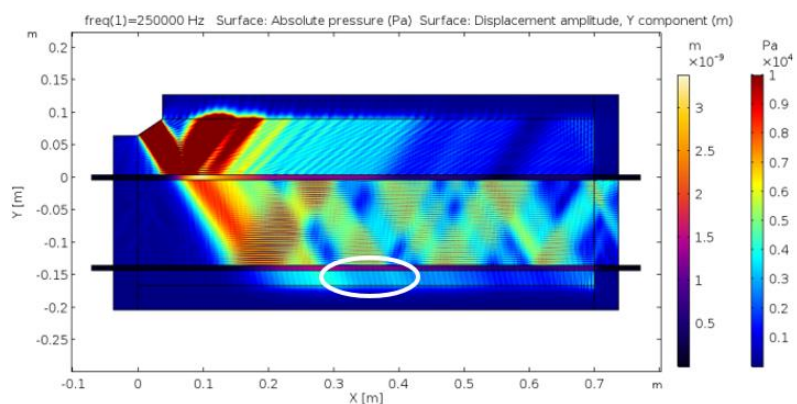
### III.2.2.2 Avec faisceau incident expérimental

Enfin des simulations ont été faites dans les futures conditions expérimentales. Le traducteur optimisé de 200 mm de diamètre a donc été remplacé par un traducteur plus proche de celui utilisé expérimentalement (diamètre de 46 mm). Même en choisissant d'exciter le mode le plus facilement excitable (A0), il est possible que le mode S0 soit légèrement excité par un lobe secondaire. Nous voulons donc nous assurer qu'une propagation indésirable du mode S0 ne couvre pas les interférences que nous étudions.

Les simulations sont présentées sur la Figure 53. On observe dans le champ réfléchi par la première plaque de légères interférences typiques d'une propagation multimodale, car orientées dans une direction différente de la réémission de A0. Néanmoins, ces interférences sont de faible amplitude par rapport au champ acoustique principal réémis par le seul mode A0.



a)



b)

Figure 53: Simulations par éléments finis des interférences dans deux plaques en configuration expérimentale : inter-plaque de 132,8 mm (a) et 131,2 mm (b). La zone d'intérêt est indiquée par une ellipse blanche

Les interférences dues aux réémissions successives entre les plaques sont clairement visibles dans le champ acoustique transmis par les deux plaques (zone indiquée par une ellipse blanche). Ces simulations valident donc la configuration expérimentale.

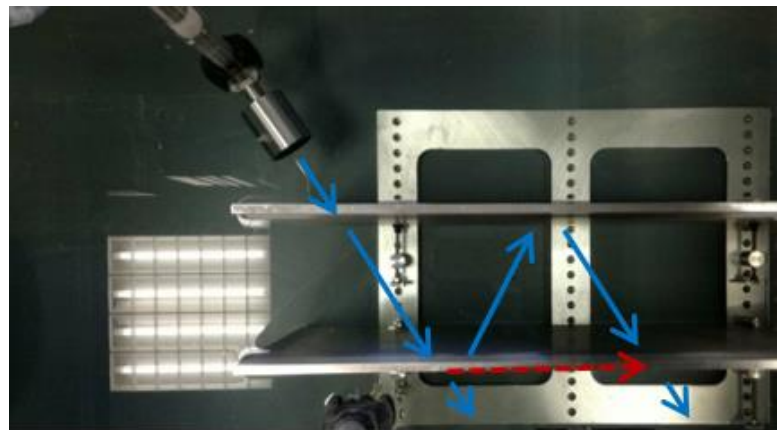
### III.2.3 Expérimentation

Deux expériences ont été conduites de manière à observer une interférence constructive puis une interférence destructive dans la deuxième plaque. L'équation (3.11) prévoit 1,798 mm comme plus petite différence de distance inter-plaque entre ces deux configurations. **Le principal défi technique de ces expérimentations a donc été de maîtriser le positionnement des plaques au 1/10<sup>ème</sup> de millimètre près.**

Comme montré sur la Figure 54.a, nous avons donc intercalé des rondelles en acier et des morceaux de feuilles plastifiées entre une plaque et ses plots de positionnement. Ce système devait théoriquement permettre d'écarter les plaques de 1,8 mm supplémentaire.



a)



b)

**Figure 54: Insertion de rondelles entre la plaque et les plots de maintien pour modifier la distance inter-plaque de 1,6 mm (a). Schématisation des trajets acoustiques dans l'eau (flèches bleue) et dans la deuxième plaque (flèche rouge) : les interférences étudiées sont situées au bout de la flèche rouge (b)**

Nous avons mesuré les différentes distances inter-plaques sur le système en air avec un pied à coulisse intégrant un Vernier. Ces distances ont été mesurées à sept endroits différents situés sur le contour des plaques, et nous avons retenu la moyenne (écart-type de 0,18 mm). Après différents ajustements (notamment sur le nombre de couches de feuilles plastifiées), nous sommes parvenus à une différence de distance inter-plaque moyenne de 1,6 mm. Même si cette différence est inférieure aux 1,789 mm théoriques, elle devrait être suffisante pour observer un changement d'interférences (d'après les simulations présentées sur la Figure 51). De plus, il était difficile de se rapprocher plus près de la valeur théorique avec les moyens expérimentaux disponibles. Nous avons donc conduit les expériences avec ces configurations, avec des distances inter-plaques de 131,2

mm (interférences destructives dans la deuxième plaque) et 132,8 mm (interférences constructives dans la deuxième plaque).

La Figure 54.b montre une photographie du montage immergé avec une schématisation des différents trajets acoustiques qui nous intéressent. Nous utilisons le mode A0 à 1,95 MHz.mm (angle d'incidence de 34°). Un hydrophone aiguille permet de scanner le champ acoustique transmis par les deux plaques, et devrait être à même de détecter les interférences dans le champ réémis par la deuxième plaque.

Le signal envoyé est une sinusoïde à 250 kHz de durée  $\tau$  définie par l'équation (3.16) pour les distances inter-plaques considérées. La Figure 55 montre les deux Bscans expérimentaux obtenus. Afin de faciliter la visualisation des signaux, ce sont les enveloppes des signaux (et non les signaux temporels bruts) qui sont représentées par l'échelle de couleur. Les endroits d'arrivée théoriques des différents signaux sont affichés avec des traits pointillés blancs : le signal direct arrive aux environs de 180 mm à 200  $\mu$ s, et le faisceau réfléchi à 350 mm et 400  $\mu$ s. **Une interférence destructive (pour  $d_p = 131,2$  mm) et une interférence constructive ( $d_p = 132,8$  mm) sont bien observées à l'emplacement d'incidence du faisceau réfléchi.**

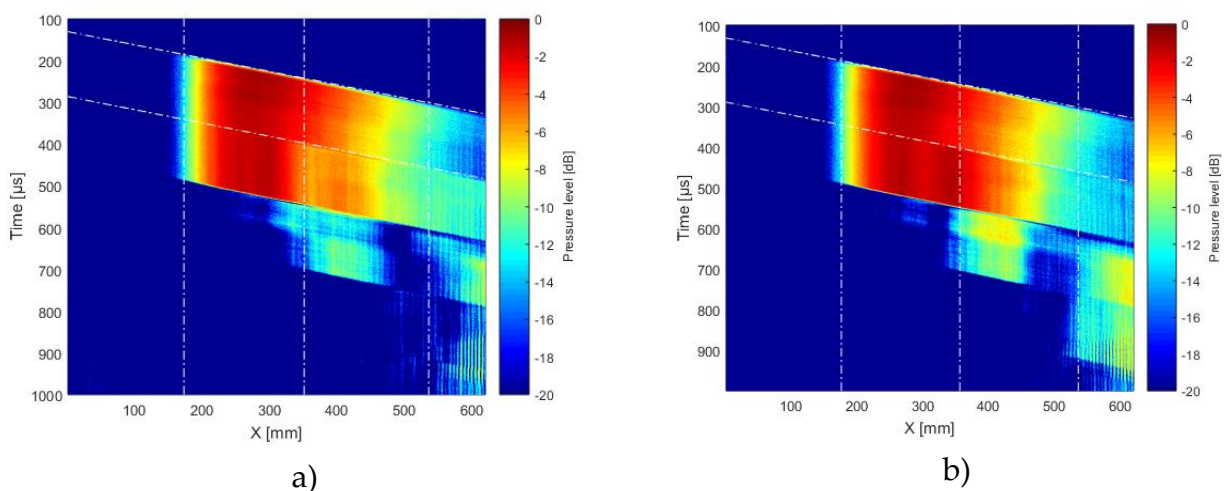
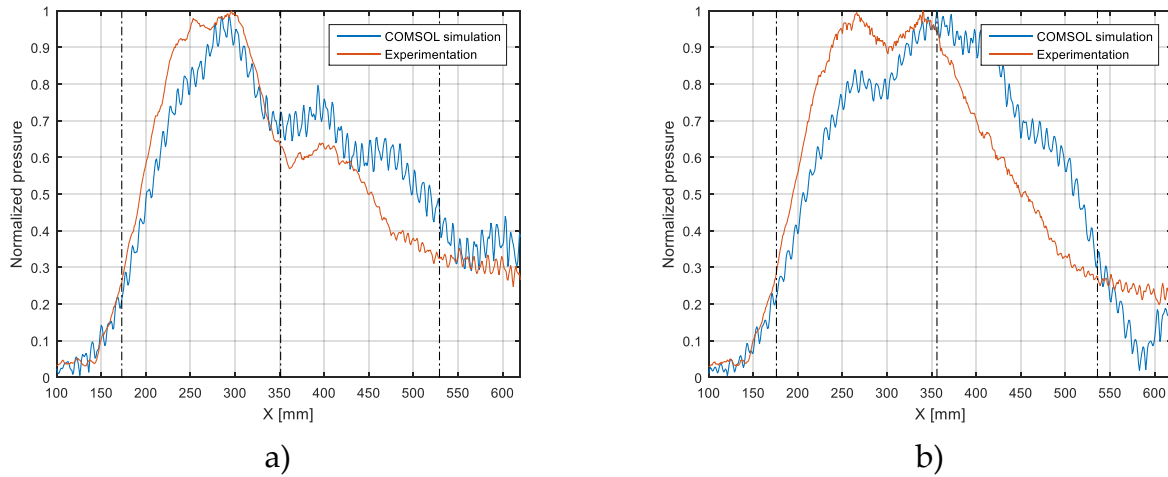


Figure 55: Bscan de l'enveloppe des signaux reçus : inter-plaque à 131,2 mm (a) et 132,8 mm (b)

Nous avons ensuite sélectionné l'amplitude des signaux reçus dans la bande temporelle où l'interférence peut avoir lieu. Sur la Figure 56, cette amplitude est comparée aux prévisions des calculs par éléments finis (qui ont été présentées sur la Figure 53). Notons que ces simulations ont été refaites après l'expérience, en prenant en compte la vitesse dans l'eau, mesurée par intercorrélation lors de l'expérience ( $c_0 = 1492,9$  m/s pour l'inter-plaque de 132,8 mm, et 1495,1 m/s pour l'inter-plaque de 131,2 mm). **La correspondance entre expérience et simulation est bonne et rend bien compte des interférences (destructives ou constructives).**



**Figure 56: Comparaison des pressions normalisées réémises par la deuxième plaque, obtenues par les simulations présentées sur la Figure 53 et les expériences pour les inter-plaques de 131,2 mm (a) et 132,8 mm (b). Les endroits d'arrivée théoriques des différents faisceaux sont indiqués par des traits verticaux pointillés**

Ainsi, une différence de 1,6 mm dans l'inter-plaque peut modifier le champ réémis par la deuxième plaque de manière significative.

### III.3 CONCLUSIONS

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons étudié la génération et l'alimentation d'une onde de Lamb dans une deuxième plaque par trois manières différentes : une modélisation basée sur l'échange d'énergie entre les deux plaques (basée sur une hypothèse simplificatrice), des simulations par éléments finis et des expériences.

Les simulations par éléments finis et les expériences confirment qu'un mode de Lamb qui se propage dans la première plaque peut être effectivement transmis sans changement de mode dans la deuxième plaque si elle est de même épaisseur.

L'étude de l'atténuation dans la deuxième plaque a montré que notre modélisation basée sur les transferts d'énergie fournit un bon ordre de grandeur pour l'atténuation apparente. De même, l'amplitude observée dans les deux plaques semble assez bien modélisée. Notons qu'une autre méthodologie serait possible pour mieux déterminer les limites de validité de ce modèle : il faudrait repartir de la formulation analytique de l'effet d'une force harmonique normale à la surface d'une plaque décrit dans (Viktorov 2013, p.84). Il serait alors possible de calculer analytiquement la propagation d'une LLW dans une plaque immergée sans faire d'hypothèse sur la réflexion spéculaire et la transmission directe : ceci a déjà été validé dans (Castaings et Cawley 1996) par comparaison avec des simulations par éléments finis. Il faudrait ensuite adapter cette modélisation au cas de plusieurs plaques parallèles immergées. Néanmoins, les travaux présentés dans ce chapitre ont montré que les réflexions et transmissions « directes » d'un faisceau incident

sur une plaque n'ont pas une incidence majeure sur l'insonification des plaques. L'échange d'énergie entre les plaques tel que modélisé est prépondérant. Nous allons donc continuer à utiliser ce modèle dans le chapitre suivant.

Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous avons étudié comment les ondes de volume se propagent entre les deux plaques, et avons vérifié que ces ondes peuvent interférer de manière non négligeable avec les ondes de Lamb qui se propagent dans les deux plaques. Les interférences présentées sont difficilement exploitables pour améliorer l'insonification (et donc le contrôle) de la deuxième plaque pour différentes raisons. Tout d'abord, pour maîtriser le caractère constructif ou destructif de ces interférences, il faut connaître la distance inter-plaque au  $1/10^{\text{ème}}$  de millimètre près. C'est une résolution qui sera a priori trop élevée pour le cas d'ASTRID car la distance inter-plaque serait susceptible de varier d'une dizaine de millimètres selon les endroits. De plus il faudrait que cette distance inter-plaque respecte l'équation (3.13) qui interdit une trop grande valeur. Dans l'état actuel du développement du projet ASTRID, la puissance du réacteur (et donc sa taille) n'est pas encore définitivement arrêtée, nous ne pouvons donc pas statuer sur cette question. Sans oublier qu'avec la configuration visée (traducteur émetteur et récepteur), l'utilisation de train d'onde aussi long que ceux qui seront demandés par l'équation (3.15) augmentera d'autant la zone morte en réception. Ceci pourrait interdire le contrôle de tout un pan du système à proximité du traducteur.

Même si ces interférences ne semblent pas applicables au contrôle d'ASTRID, on peut imaginer qu'elles soient à la base d'un capteur (de type interféromètre) qui permettrait de vérifier l'évolution de paramètres tels que la distance entre les plaques, la vitesse dans le fluide, la vitesse de phase dans les plaques... Mais ceci sortant du cadre de cette thèse, nous n'avons pas plus détaillé l'étude dans cette direction.



# CHAPITRE IV - APPLICATION AU CONTRÔLE NON DESTRUCTIF

---

Nous avons vu dans le chapitre précédent comment modéliser la transmission et la propagation d'une onde de Lamb dans plusieurs plaques parallèles par des bilans d'énergie successifs. Nous allons maintenant nous intéresser à la réflexion d'une onde de Lamb sur un défaut et à son trajet retour pour évaluer le potentiel du contrôle de la plaque la plus éloignée du traducteur par cette méthode. Comme dans les chapitres précédents, nous nous limiterons à la modélisation 2D qui décrit bien les phénomènes physiques étudiés ici.

Nous présenterons tout d'abord quelques éléments de bibliographie sur la réflexion d'une onde de Lamb par un défaut. Puis nous chercherons à optimiser les paramètres de réglage possible (mode et fréquence) pour le contrôle de plusieurs plaques immergées de même épaisseur. Le cas plus réaliste de plaques d'épaisseurs différentes sera aussi abordé. Ensuite, nous modéliserons le trajet complet d'une onde qui se réfléchit sur un défaut en utilisant une nouvelle fois le modèle basé sur l'énergie développé dans le chapitre précédent et les résultats de simulations par éléments finis pour la réflexion. Cette modélisation sera validée expérimentalement pour des défauts plans traversants, puis débouchants (deux types de rainures usinées). Les expérimentations se feront sur des plaques de 7,8 mm et 20 mm d'épaisseur.

Avant toute chose, précisons que la réflexion d'une onde de Lamb sur un défaut est une thématique de recherche à part entière, et que la traiter de manière exhaustive dans un unique chapitre de thèse est utopique. Nous proposons dans ce chapitre une méthodologie pour calculer le coefficient de réflexion d'une LLW sur un défaut en détaillant ses points forts et ses limites. Mais nous n'avons pas pu confirmer expérimentalement ces résultats.

## IV.1 RÉFLEXION D'UNE ONDE DE LAMB SUR UN DÉFAUT

La réflexion et la transmission d'une onde de Lamb sur un défaut ont fait l'objet de nombreuses publications. Néanmoins, aucune à notre connaissance n'a traité du problème de façon quantitative pour une plaque couplée avec un fluide.



Dans le cas d'une plaque en eau, on peut citer (Declercq, Degrieck, et Leroy 2005; Zhu, Ruf, et Mayer 1991) qui étudient de manière qualitative les conversions de mode sur le bord d'une plaque immergée. Mais ces études ne quantifient pas ces créations de mode et restent centrées sur la réémission des modes de Lamb dans le fluide.

Nous donnerons donc ici quelques éléments de bibliographie sur les interactions entre une onde de Lamb et un défaut dans une plaque non immergée.

### IV.1.1 Conversion de modes sur un défaut

Lorsqu'un mode de Lamb est incident sur un défaut, il y a très souvent création de nouveaux modes à l'emplacement du défaut, aussi bien en réflexion qu'en transmission. Tous les modes peuvent potentiellement être créés dans les deux sens de propagation, ce qui oblige à considérer toutes les solutions des équations de dispersion des modes de Lamb.

#### IV.1.1.1 Modes de Lamb inhomogènes et évanescents

Lors de la résolution numérique des équations de dispersion (1.1) et (1.2), nous avons dans un premier temps considéré uniquement les modes propagatifs, c'est-à-dire ceux dont les nombres d'onde sont réels. Mais **il existe d'autres modes qui sont tous potentiellement générés lors d'une réflexion sur un défaut quelconque** et que nous devons maintenant prendre en compte. **Il s'agit des modes dits inhomogènes dont les nombres d'onde sont complexes et des modes dits évanescents (ou non propagatifs) dont les nombres d'onde sont imaginaires purs.** L'ensemble de ces modes a été calculé dans (Castaings, Le Clezio, et Hosten 2002; Diligent et al. 2003; Morvan 2003; Santhanam et Demirli 2012; Torvik 1967) et leurs nombres d'onde sont affichés en Figure 57. On retrouve les courbes de dispersion calculées dans la partie I.2.2 pour les modes propagatifs. Les modes inhomogènes sont présentés selon leur partie réelle et leur partie imaginaire, et les modes évanescents uniquement selon leur partie imaginaire (car ce sont des nombres imaginaires purs).

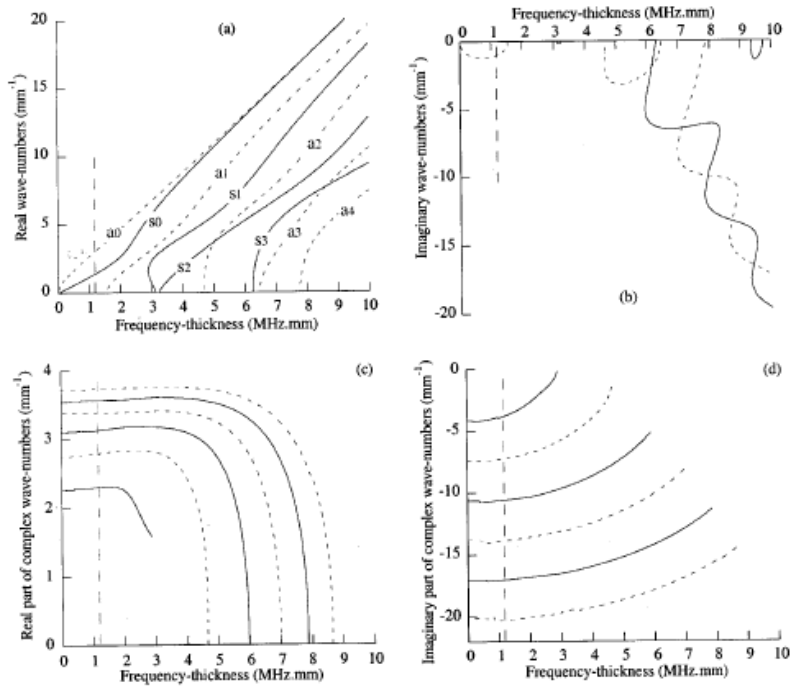


FIG. 2. Dispersion curves for anti-symmetric (---) and symmetric (—) modes in an aluminum plate: (a) propagating modes; (b) nonpropagating modes; (c) real parts of inhomogeneous modes; (d) imaginary parts of inhomogeneous modes; Vertical large-dashed line indicates the frequency-thickness product considered in the whole study for the interaction of propagating  $a_0$  or  $s_0$  modes with cracks.

**Figure 57: Modes de Lamb propagatifs (a), évanescents ou non propagatifs (b) et inhomogènes (c et d) calculés pour une plaque libre en aluminium (Castaings, Le Clezio, et Hosten 2002)**

La Figure 58 extraite de (Diligent et al. 2003) donne une illustration du type de vibrations provoquées par ces modes au bout d'une plaque : le mode évanescent fait vibrer le bout de la plaque sans se propager et le mode inhomogène se propage depuis le bout de la plaque mais s'atténue plus ou moins rapidement (selon la valeur de sa partie imaginaire).

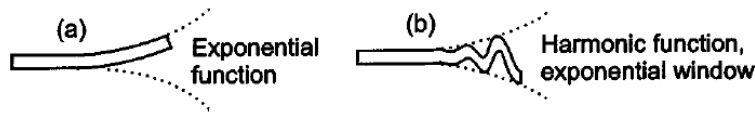


FIG. 4. Illustration of the shapes of the nonpropagating modes at the end of the plate: (a) imaginary modes, (b) complex modes.

**Figure 58: Illustration de l'effet d'un mode évanescent (a) et inhomogène (b) sur le bord d'une plaque (Diligent et al. 2003)**

Les modes de Lamb inhomogènes ont été expérimentalement observés par (Deschamps et Poncelet 2000) et les modes évanescents par (Le Clezio et al. 2003).

Enfin, notons que pour chaque fréquence, il existe un nombre fini de modes propagatifs et évanescents, alors qu'il existe un nombre infini de modes inhomogènes. L'ensemble de ces modes forment un espace complet qui permet de décrire toutes les vibrations et propagations possibles dans une plaque (Kirmann 1994).

### IV.1.1.2 Cas du défaut symétrique par rapport au plan médian

Quand un mode de Lamb est réfléchi par un défaut quelconque, tous les modes sont plus ou moins excités en fonction de la géométrie du défaut, du mode de Lamb incident et de la fréquence. Il existe cependant un cas particulier important : **si le défaut est symétrique par rapport au plan médian de la plaque** (comme en Figure 59.a), **la réflexion et la transmission se feront sans changement de symétrie des modes** (Castaings, Le Clezio, et Hosten 2002; Elallami, Rhimini, et Sidki 2010). C'est-à-dire qu'un mode incident symétrique (par exemple S2) ne pourra générer que des modes symétriques au niveau du défaut (par exemple S0, S1 et S2).

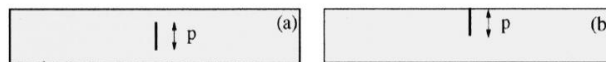


Figure 59: Illustration de défaut symétrique par rapport au plan médian de la plaque (a) et de défaut non symétrique (b) (Castaings, Le Clezio, et Hosten 2002)

## IV.1.2 Coefficients de réflexion mode par mode

Non seulement il est nécessaire d'étudier chaque configuration de défaut au cas par cas, mais il est aussi nécessaire de le faire pour chacun des modes incidents utilisés. Le nombre d'essais augmente donc très vite avec la complexité du problème. Il est donc important de disposer de modèles performants pour diminuer le nombre d'essais nécessaire. Nous allons présenter ici deux démarches théoriques qui paraissent les plus robustes à la lecture de la littérature disponible : la méthode de décomposition modale et les simulations par éléments finis.

### IV.1.2.1 Décomposition modale

Cette méthode semi-analytique permet de calculer les coefficients de réflexion et de transmission des différentes ondes et de modéliser les déplacements des surfaces de défaut soumis à un mode incident quelconque. Ce modèle semi-analytique est entièrement décrit dans (Castaings, Le Clezio, et Hosten 2002; Le Clézio 2001).

Comme le montre la Figure 60, l'idée est de discrétiser le défaut par une vingtaine de points sur toute l'épaisseur de la plaque. Les équations de continuité des contraintes et des vitesses particulières sont ensuite résolues numériquement à chacun de ces points. La contrainte à la surface de la fissure est nulle, aussi bien du côté de l'onde réfléchie que transmise. En dehors de la fissure, les champs de contraintes et vitesses sont considérés comme continus.

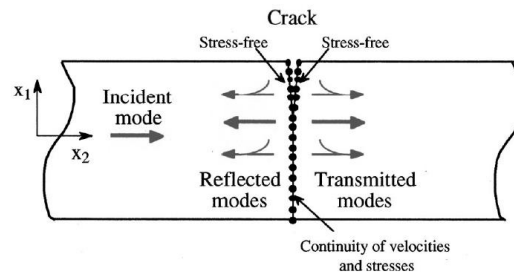


FIG. 5. Schematic of the modal decomposition method with an opening crack.

**Figure 60: Schématisation du modèle de décomposition modale (Castaings, Le Clezio, et Hosten 2002)**

La résolution numérique se fait en décomposant les champs de contraintes et de vitesses sur la base des modes de Lamb calculés précédemment. Une fois cette décomposition faite, l'énergie incidente est comparée à l'énergie réfléchie et transmise. Si la correspondance n'est pas satisfaisante, la résolution est faite à nouveau avec plus de points ou plus de modes inhomogènes pris en compte. Cette méthode de décomposition modale a été validée après confrontation à l'expérimentation et à des simulations par éléments finis dans (Castaings, Le Clezio, et Hosten 2002; Le Clézio 2001; Diligent et al. 2002; Castaings 2002).

C'est une méthode rapide et efficace. Néanmoins, nous ne l'appliquerons pas dans notre cas, car cette méthode n'est pas facilement transposable dans le cas immergé. Dans ce cas, il faudrait résoudre les équations de dispersion dans le cas immergé (équations (1.14) et (1.15)) en tenant compte des modes inhomogènes et évanescents. Nous pourrions nous appuyer sur la méthodologie de résolution mise en œuvre dans (Le Clézio 2001) pour converger vers les solutions du cas libre (voir Figure 57) en nous servant de ces solutions pour initialiser la recherche du cas immergé. Mais dans ce cas, les nombres d'onde des modes propagatifs sont complexes, comme pour les modes inhomogènes. Nous pensons que la convergence vers ces deux solutions a priori différentes (modes propagatifs atténués par réémission et modes inhomogènes) nécessite plus de temps que cette partie de thèse ne serait capable d'y consacrer. Nous avons donc axé l'étude de la réflexion sur un défaut en utilisant des simulations par éléments finis.

#### IV.1.2.2 Simulations par éléments finis

Comme montré sur la Figure 61 tirée de (Lowe et Diligent 2002), la méthode des éléments finis discrétise la géométrie proposée en petits éléments et résout les équations considérées aux nœuds de chaque élément. Pour une simulation temporelle, la résolution est répétée à chaque pas de temps. Cette méthode est très utilisée dans la littérature pour simuler des ondes de Lamb (Lowe et al. 2002; Castaings, Le Clezio, et Hosten 2002; H. Xu et al. 2011; Diligent et al. 2003; Lowe et Diligent 2002; Le Clezio et al. 2003; Hosten et Castaings 2006) et sert souvent de méthode de référence (Elallami, Rhimini, et Sidki 2010; Le Clézio 2001).

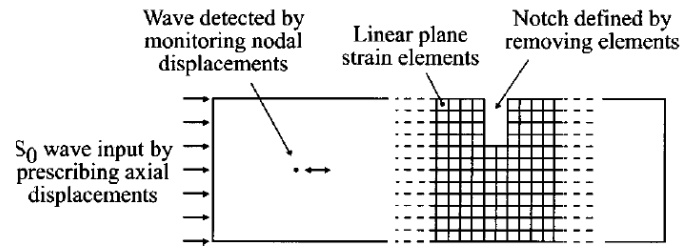


FIG. 3. Schematic illustration of finite element spatial discretization.

**Figure 61: Schématisation de la discrétisation par éléments finis d'une plaque avec rainure (Lowe et Diligent 2002)**

Ces simulations permettent de connaître l'ensemble des variables : aussi bien à l'intérieur de la plaque (les déplacements, les vitesses, les contraintes...) que dans le fluide (la pression, l'accélération...). De plus cette manière de mailler le matériau peut être facilement adaptée à la géométrie et il est aisé de coupler la plaque à un fluide environnant (Aanes et al. 2017) ou à un autre matériau (comme du ciment dans (Wang, Tao, et Shang 2016) qui maillent plusieurs plaques parallèles et appliquent la méthode des différences finies).

Néanmoins, les temps de calcul peuvent devenir extrêmement longs si les éléments et les pas de temps considérés sont petits.

Les éléments doivent être suffisamment petits pour pouvoir décrire correctement la propagation d'une onde. Un critère communément utilisé (Hosten et Castaings 2006; Le Clézio 2001) est donné en équation (4.1) et donne une taille de maille maximum  $\Delta x$  :

$$\Delta x \leq \frac{\lambda_{min}}{6}, \quad (4.1)$$

avec  $\lambda_{min}$  la plus petite longueur d'onde présente dans la zone maillée.

Pour les simulations temporelles, le pas de temps doit aussi être suffisamment petit. Pour choisir  $\Delta t$ , on retiendra la condition de Courant, Friedrichs et Lewy (CFL) détaillée par exemple dans (Manet 2016) et appliquée à la propagation des ondes dans l'équation (4.2).

$$\Delta t \leq 0,2 \frac{\Delta x}{c_{p_{max}}}, \quad (4.2)$$

avec  $\Delta x$  la taille de maille et  $c_{p_{max}}$  la vitesse de phase maximum présente dans la simulation.

La mise au point d'un modèle par éléments finis demande donc une idée assez précise des modes de Lamb qui vont s'y propager.

### IV.1.2.3 Résultats

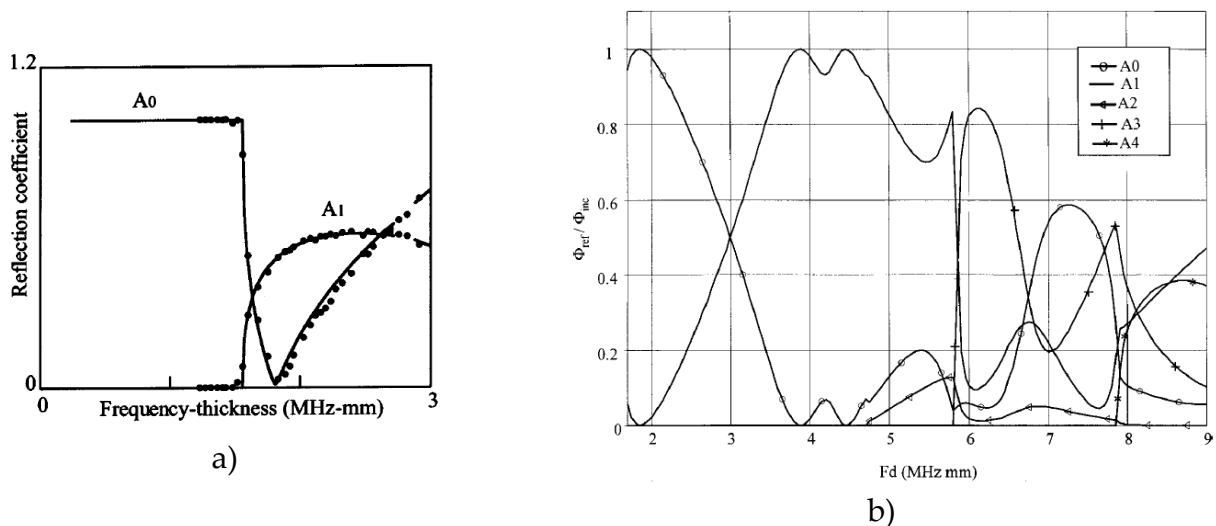
Les coefficients de réflexion peuvent être donnés en énergie ou en amplitude. Lorsqu'ils sont donnés en amplitude, il faut préciser selon quel axe (normal ou parallèle à la plaque)

et à quel endroit la mesure est effectuée dans l'épaisseur. Les structures des modes de Lamb sont très changeantes (selon la composante et l'emplacement dans l'épaisseur) et influent sur les résultats de manière significative (voir Figure 63). Les coefficients de réflexion exprimés en énergie n'ont a priori pas cette dépendance car toutes les composantes sont prises en compte dans l'épaisseur de la plaque. Ils sont en revanche plus délicats à calculer et ne sont pas directement observables expérimentalement. Nous présenterons dans cette partie quelques résultats de manière non exhaustive dans les deux formalismes afin de donner une première idée du comportement des ondes de Lamb.

#### IV.1.2.3.1 Défaut plan traversant

L'incidence d'une onde de Lamb sur un défaut plan traversant a été beaucoup étudiée à travers la réflexion sur le bord d'une plaque (Ces et al. 2011; Cho et Rose 1996; Declercq, Degrieck, et Leroy 2005; Diligent et al. 2003; Le Clezio et al. 2003; Morvan 2003; Pagneux 2006; Torvik 1967). On peut aussi citer (Santhanam et Demirli 2012) qui prennent en compte l'aspect 3D pour étudier l'influence d'une incidence non normale et (Ahmad et Gabbert 2012) qui ont étudié la réflexion sur un bord de plaque biseauté. Enfin la réflexion sur un trou circulaire traversant est étudiée dans (Diligent et al. 2002) : notons qu'ils prennent en compte un mode purement transverse SH0 (Shear Horizontal) que nous n'aborderons pas ici car ce mode n'est pas réémis dans le fluide environnant et donc non transmis à une autre plaque.

La Figure 62 présente deux coefficients de réflexion pour les modes A0 (a) et A1 (b) incidents sur un bord de plaque. C'est un défaut symétrique par rapport au plan médian, il n'y a donc pas de création de modes symétriques.



**Figure 62: a) Coefficient de réflexion en amplitude (normale à la plaque mesuré à la surface) pour A0 incident sur un bord de plaque (Diligent et al. 2003): les lignes sont calculées par décomposition modale et les points par simulation éléments finis. b) Coefficient de réflexion théorique en énergie pour A1 incident sur un bord de plaque (Morvan 2003)**

## IV.1.2.3.2 Défaut débouchant (non traversant)

La réflexion par une fissure a été étudiée en détail par (Castaings, Le Clezio, et Hosten 2002; Le Clézio 2001). Toutefois il est difficile d'usiner une fissure contrairement à une rainure. On trouve donc un certain nombre d'études concernant le cas d'une rainure usinée.

Dans les deux cas, la réflexion et la transmission dépendent de la fréquence et du mode considéré (comme pour le bord de plaque), mais aussi de la profondeur du défaut : plus il est profond, plus la réflexion est importante. Cet aspect est montré dans la Figure 63 où le mode  $S_0$  est incident sur une fissure de profondeur variable. Le mode  $A_0$  est créé car le défaut n'est pas symétrique par rapport au plan médian. Le coefficient de réflexion est calculé en divisant l'amplitude du mode  $S_0$  réfléchi (ou du mode  $A_0$  créé) par l'amplitude du mode  $S_0$  incident. On remarque que le coefficient de réflexion du mode  $S_0$  vers  $A_0$  varie selon que l'on mesure son amplitude normale ou parallèle à la plaque.

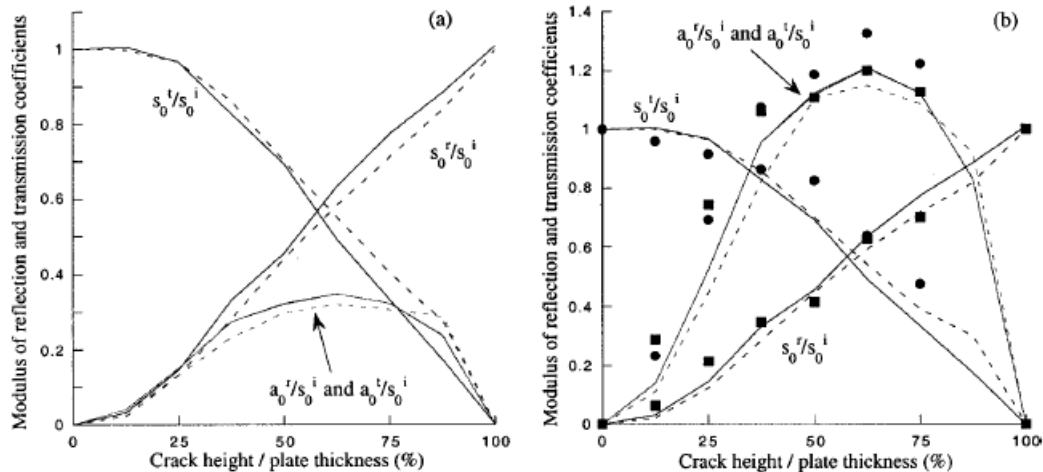


FIG. 13. Predicted and measured reflection and transmission coefficients for  $s_0$  incident on single opening cracks as a function of crack-height-to-plate-thickness ratio; (a) in-plane surface displacement; (b) out-of-plane surface displacement; (- - -) finite element; (—) modal analysis, (●●●) measured transmission, (■ ■ ■) measured reflection.

**Figure 63: Coefficient de réflexion en amplitude normale à la plaque (a) et parallèle à la plaque (b) mesurée à la surface pour  $S_0$  incident sur une fissure verticale de profondeur variable à 1,12 MHz.mm (Castaings, Le Clezio, et Hosten 2002)**

Pour finir, notons que nous exciterons le mode de Lamb incident avec un transducteur immergé orienté à l'angle correspondant. Les réémissions des autres modes seront plus difficiles à mesurer car ils réémettront à un autre angle, qui ne correspond pas à l'orientation du transducteur. Pour le Contrôle Non Destructif de nos plaques parallèles, nous nous focaliserons donc sur la réflexion du mode incident.

## IV.1.3 Méthodes d'inversion pour évaluer l'état d'une plaque

## IV.1.3.1 Pour l'évaluation des caractéristiques de la plaque

Des essais ont été réalisés pour caractériser les constantes d'élasticité d'une plaque



(module d'Young dans le cas isotrope) par une méthode inverse appliquée sur la propagation des ondes de Lamb (Castaings 2002; Hosten et Castaings 2003). L'idée est de mesurer les vitesses de propagation de modes de Lamb et d'appliquer une méthode inverse pour remonter aux constantes d'élasticité qui correspondent le mieux aux vitesses mesurées. La méthode inverse consiste ici à itérer le calcul des courbes de dispersion : après chaque calcul, une nouvelle estimation des constantes d'élasticité (qui servent de données d'entrée) est faite. Puis un nouveau calcul se basant sur ces estimations est fait pour comparer les nouvelles vitesses théoriques à l'expérience. L'itération s'arrête quand la correspondance est jugée suffisamment bonne, et les dernières constantes d'élasticité estimées correspondent aux constantes d'élasticité du matériau.

On peut aussi citer (Grünsteidl et al. 2018) qui a récemment réussi à calculer l'épaisseur de la plaque et les vitesses des ondes de volumes (longitudinales et transverses) à partir de trois mesures sur la propagation des ondes de Lamb. Dans ce cas, la partie inversion a été faite de manière semi-analytique en utilisant le logiciel de calcul formel Mathematica®.

#### IV.1.3.2 Pour dimensionner un défaut non volumique

Un axe de recherche actuel est d'appliquer une méthode inverse sur les différents modes convertis par un défaut pour pouvoir caractériser la géométrie du défaut (Castaings 2002; Le Clézio 2001). Cet objectif sous-entend d'avoir une méthode théorique de prévision des conversions de modes en fonction de la géométrie du défaut et ceci de manière rapide, robuste, pour s'intégrer dans une boucle itérative. La méthode de décomposition modale exposée en partie IV.1.2.1 représente un pas dans ce sens.

Nous pouvons aussi citer (Atashipour et al. 2013) qui utilisent un réseau de neurones par apprentissage pour dimensionner le défaut. Les premiers résultats exposés semblent bons, mais l'étape d'apprentissage est indispensable. Pour que l'utilisation du réseau de neurones soit légitime pour un cas donné, il faut qu'il ait appris sur un cas qui y ressemble, ce qui sous-entend la réalisation d'un grand nombre d'expériences ou de simulations. L'objectif de bénéficier d'une méthode de simulation performante se traduit donc ici par un apprentissage assez exhaustif du réseau de neurones, ce qui est en pratique très restrictif car il est très difficile de fabriquer des défauts réels ou de les simuler...

Les méthodes d'inversion ont donc du potentiel pour dimensionner un défaut en mesurant la réflexion et la conversion des modes de Lamb.

#### IV.1.4 Conséquences et choix pour notre étude

L'étude bibliographique nous a permis d'orienter nos travaux de recherche vers une **modélisation par éléments finis de l'interaction entre une LLW et un défaut**. Ces simulations devront être faites au cas par cas, c'est-à-dire en fonction de la géométrie du

défaut et du mode de Lamb incident.

Nous allons maintenant détailler nos critères de choix pour optimiser le contrôle de plusieurs plaques parallèles et immergées.

## IV.2 CHOIX DU MODE ET DE LA FRÉQUENCE POUR LE CONTRÔLE DE PLUSIEURS PLAQUES

Nous avons vu dans les chapitres précédents que les modes de Lamb sont nombreux et ont des comportements différents selon la fréquence choisie (réémission, dispersion...). Se pose alors la question du meilleur choix de couple {mode, fréquence} pour contrôler plusieurs plaques parallèles et immergées.

Nous évaluerons ici la pertinence de deux critères de choix : maximiser l'insonification de la dernière plaque et maximiser l'amplitude réfléchi sur le défaut. Ces deux critères sont différents, car si le défaut interfère très peu avec la LLW envoyée (donc faible réflexion), l'écho de retour sera faible même si c'est la LLW qui se propage le mieux jusqu'à la plaque concernée. Le cas plus réaliste de plaques d'épaisseurs différentes sera aussi abordé.

### IV.2.1 Premier critère : optimisation de la transmission dans la $n^{\text{ième}}$ plaque

Ce critère se base sur une première hypothèse générale : le défaut potentiel sera d'autant mieux observé que l'amplitude des LLW qui arrivent et se propagent dans la dernière plaque sera importante. Ce n'est pas toujours le cas : par exemple dans les milieux où il y a une forte diffusion (soudure, acier à gros grain, béton), le bruit ambiant augmente également avec l'amplitude initiale des ondes. C'est pourquoi on définit la notion de rapport signal à bruit (RSB) qui doit être maximal sur le défaut. Mais s'il intègre l'ensemble des paramètres de propagation, le RSB est plus difficile à appréhender. Donc, dans un premier temps, nous avons opté pour cette hypothèse simplificatrice.

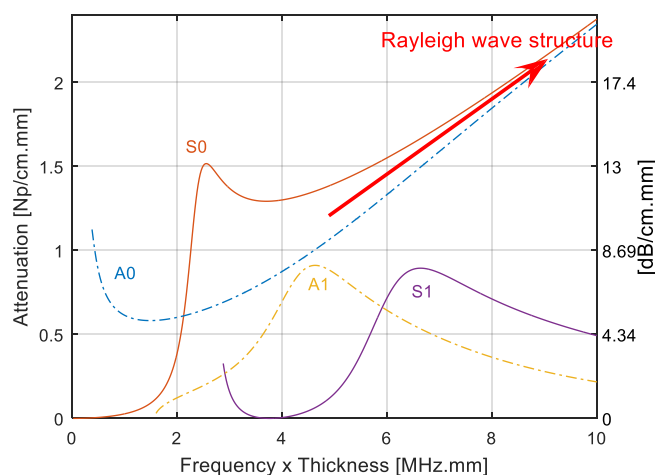
Nous nous appuyerons donc sur des simulations par éléments finis et sur notre modélisation basée sur l'énergie pour cartographier et analyser les portions de plaques insonifiées, c'est-à-dire les endroits où les ondes de Lamb se propagent et où un contrôle est envisageable. Nous étudierons aussi l'influence des différents paramètres sur l'insonification d'une deuxième plaque dans un système de deux plaques. Les tendances constatées seront les mêmes pour l'insonification de la dernière plaque d'un système de  $n$  plaques.

#### IV.2.1.1 Rappels sur les simulations par éléments finis utilisées

Nous allons réutiliser ici les simulations par éléments finis en régime harmonique

présentées sur la Figure 42 (page 81). Elles ont été faites pour deux plaques parallèles de même épaisseur, et pour les quatre premiers modes (A0, S0, A1 et S1) sur une large bande de fréquence (0 à 8 MHz.mm) avec une distance inter-plaque suffisamment grande pour que les résultats ne soient pas faussés par les interférences entre plaques étudiées au chapitre III.2. Nous avons donc relevé l'amplitude maximale des différents modes dans la première et la deuxième plaque. Nous avons effectué la mesure au milieu de la seconde plaque, en mesurant les déplacements  $u_x$  pour les modes symétriques et  $u_y$  pour les modes antisymétriques. Le choix de la composante mesurée est adapté en fonction de la symétrie du mode car leur structure en déplacement varie fortement. À cause de leurs symétries respectives, les déplacements au milieu de plaque sont nuls selon  $u_x$  pour les modes antisymétriques et de même selon  $u_y$  pour les modes symétriques (voir chapitre I.2.3). Nous ferons donc des mesures relatives sur ces amplitudes, par exemple relever la position du maximum ou faire des mesures à -6dB par rapport au maximum (détails dans la section suivante).

Les résultats pour **les modes A0 et S0 au-dessus de 4MHz.mm ne seront pas étudiés** : en effet, à 4MHz.mm, la longueur d'onde  $\lambda$  des modes A0 et S0 est plus petite que l'épaisseur de la plaque ( $\lambda \approx 0,75e$ ) et devient de plus en plus petite pour de plus hautes fréquences. Ces modes tendent vers deux ondes de Rayleigh qui se propagent sur chacune des surfaces de la plaque, c'est-à-dire en insonifiant de moins en moins le milieu de la plaque. Le contrôle de l'intégralité de l'épaisseur de la plaque n'est alors plus assuré. Les coefficients d'atténuation par réémission des modes étudiés sont rappelés dans la Figure 64 avec l'indication de ce phénomène : l'augmentation de l'atténuation des modes au delà de 4MHz.mm confirme cette transformation vers des ondes de Rayleigh..



**Figure 64: Rappel des coefficients d'atténuation par réémission des quatre premiers modes de Lamb avec indication du comportement en onde de Rayleigh**

#### IV.2.1.2 Localisation des zones d'insonification

Les deux plaques ne sont pas uniformément insonifiées au cours de la propagation. Le

faisceau incident fournit l'excitation initiale, mais l'amplitude des ondes de Lamb décroît rapidement à cause de la réémission d'énergie. Il y a donc un maximum d'insonification dans chaque plaque. Cet effet est déjà illustré dans les simulations par éléments finis présentées dans le chapitre III (par exemple sur les Figure 42 et Figure 49). Les portions de plaques considérées comme insonifiées sont schématisées sur la Figure 65. La longueur mesurée à  $-6\text{dB}$  pour la  $n^{\text{ième}}$  plaque est notée  $L_{n-6\text{dB}}$ , et le décalage des maxima entre les plaques est décomposé en deux parties : le décalage géométrique ( $d_p \tan \theta_i$ ) qui est dû à l'angle de réémission (ou d'incidence) et le reste qui est dû à l'action conjuguée de l'alimentation et de la réémission dans la deuxième plaque (noté  $\Delta X$ ) que nous appellerons par la suite « décalage d'alimentation ».

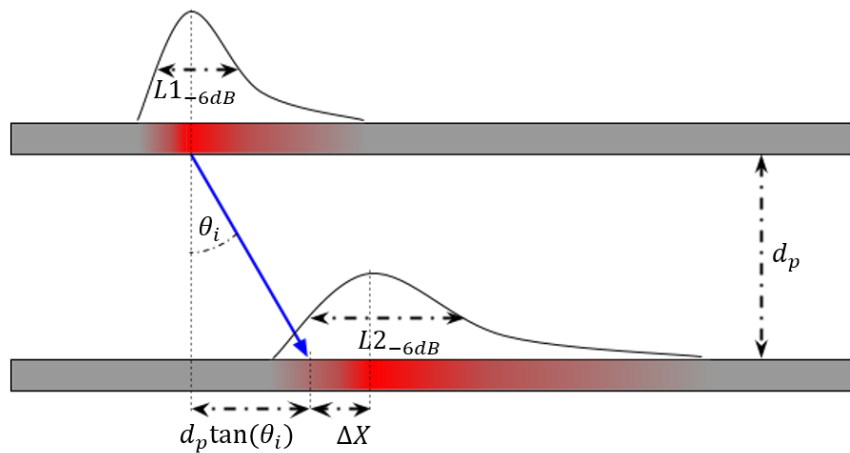


Figure 65: Schématisation de l'insonification de deux plaques et notations utilisées

Le décalage d'alimentation  $\Delta X$  dépend du faisceau incident (profil en amplitude et angle d'incidence) et de l'atténuation par réémission dans les deux plaques : celui de la première plaque définit la structure du faisceau transmis, et celui de la deuxième plaque caractérise la réémission de l'énergie (qui commence avant le maximum). Ces paramètres ont été injectés dans le modèle basé sur l'énergie et choisis identiques à ceux utilisés dans les simulations par éléments finis des quatre premiers modes de Lamb. La comparaison des  $\Delta X$  obtenus par les deux approches est faite sur la Figure 66.a. Le calcul quantitatif du décalage d'alimentation  $\Delta X$  avec le modèle basé sur l'énergie n'est pas exacte : par exemple pour A1 à  $4\text{MHz}\cdot\text{mm}$ , le décalage d'alimentation est mesuré à  $40\text{ mm}$  sur les simulations par éléments finis, et évalué à  $80\text{ mm}$  par le modèle basé sur l'énergie. Cependant les allures des variations sont en bon accord. En comparant avec les coefficients d'atténuation par réémissions (voir Figure 64), nous pouvons établir que le **décalage d'alimentation augmente fortement quand l'atténuation par réémission diminue**. En effet, une atténuation par réémission plus faible signifie des variations d'amplitudes plus lentes, ce qui explique cette tendance. Pour mieux visualiser cet effet, les mêmes données sont affichées sur la Figure 66.b en fonction de l'atténuation par réémission de chaque mode.

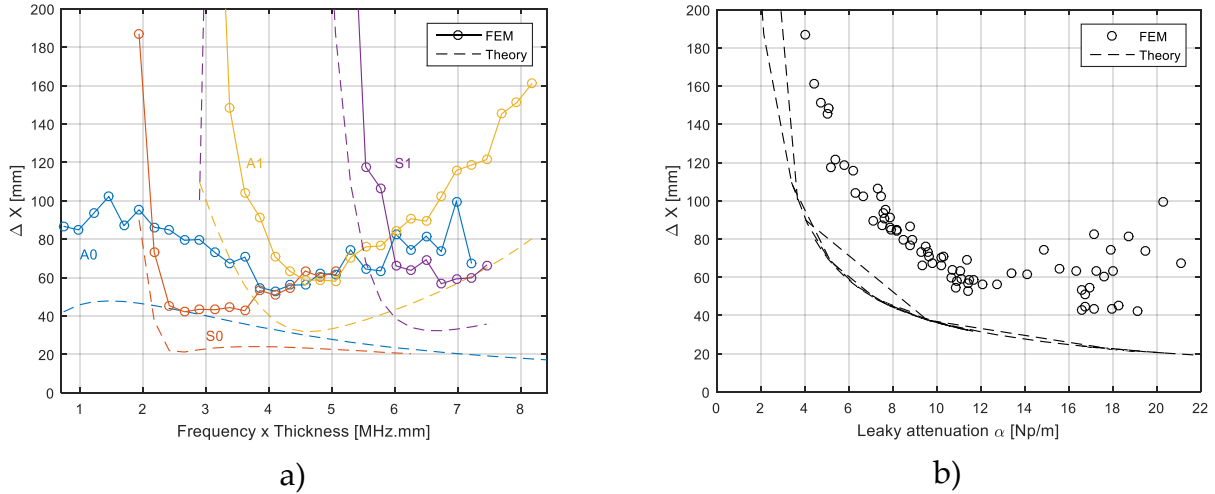


Figure 66: Décalage d'alimentation du maximum d'insonification calculé par élément finis et par le modèle basé sur l'énergie : affiché en fonction de la fréquence (a) et en fonction de l'atténuation par réémission (b). Le faisceau incident utilisé est une gaussienne de diamètre 200 mm

Les longueurs d'insonification mesurées à -6dB ( $L1_{-6dB}$  pour la première plaque et  $L2_{-6dB}$  pour la deuxième plaque) sont détaillées mode par mode en fonction de la fréquence sur les Figure 67.a et Figure 67.b. De même les prévisions quantitatives sont difficiles à faire avec le modèle basé sur l'énergie, mais les tendances qualitatives observées sont identiques aux simulations par éléments finis. **La longueur insonifiée dans la deuxième plaque  $L2_{-6dB}$  est toujours supérieure à la longueur dans la première plaque  $L1_{-6dB}$  : c'est le faisceau acoustique qui « s'aplatit » et s'étale géométriquement de plaque en plaque** (comme schématisé sur la Figure 65).

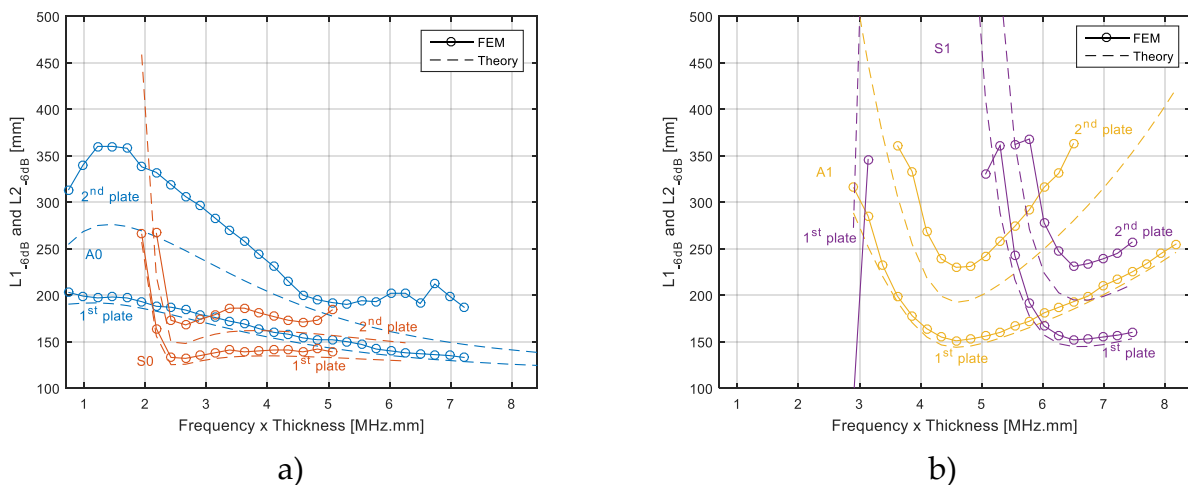
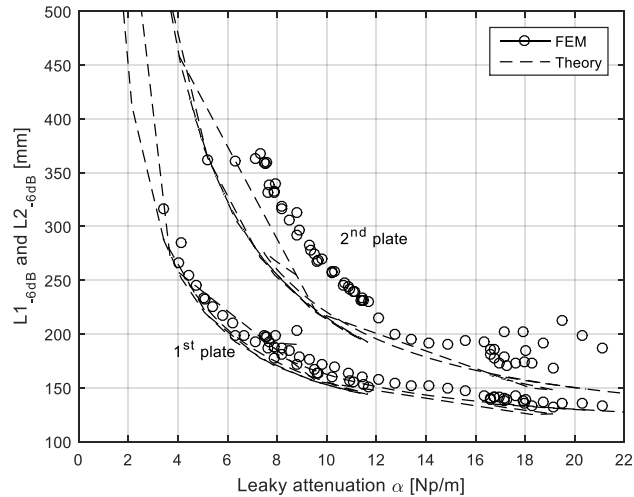


Figure 67: Longueurs de plaque insonifiée mesurée à -6 dB affichées en fonction de la fréquence calculées par éléments finis et par la modélisation basée sur l'énergie : pour les modes A0 et S0 (a) et pour les modes A1 et S1 (b). Le faisceau incident utilisé est une gaussienne de diamètre 200 mm

On remarque que  $L1_{-6dB}$  et  $L2_{-6dB}$  augmentent pour les modes à faible réémission, par exemple S0 en dessous de 2 MHz.mm et S1 autour de 4 MHz.mm. Ce comportement est

confirmé sur la Figure 68 où les mêmes données sont rassemblées et affichées en fonction du coefficient d'atténuation par réémission. Notons aussi que les longueurs mesurées dans la première plaque sont systématiquement distinctes et inférieures aux longueurs dans la seconde plaque.



**Figure 68 : Longueurs de plaque insonifiée à -6 dB affichées en fonction de l'atténuation par réémission. Les données sont identiques aux Figure 67.a et Figure 67.b**

Nous avons donc repéré les endroits des plaques qui reçoivent les amplitudes les plus importantes des LLW. Notons toutefois que si un balayage de l'émetteur selon l'axe X est possible, il sera alors possible d'insonifier tous les points de la plaque de manière optimale. En effet, dans ce cas-là toutes les abscisses de la seconde plaque seront à un moment ou à un autre insonifiées au maximum possible. De plus le décalage d'alimentation  $\Delta X$  n'a pas d'influence sur le calcul de la position du potentiel défaut car celle-ci sera calculée à partir du temps d'arrivée de l'écho, de la vitesse de groupe du mode de Lamb et du temps de propagation dans le fluide inter-plaque. Cependant, la possibilité de procéder à un tel balayage est très incertaine à l'heure actuelle, car on ne connaît ni la configuration finale du réacteur ASTRID ni les solutions technologiques retenues pour exciter un mode de Lamb dans la première plaque. La localisation des zones insonifiées (donc contrôlable) reste pour l'instant incontournable.

Nous allons maintenant nous concentrer sur la transmission entre les différentes plaques et comment maximiser l'insonification des plaques éloignées.

#### IV.2.1.3 Influence des différents paramètres sur la transmission dans la deuxième plaque

Pour cette étude, nous allons découpler chacun des paramètres en jeu pour étudier séparément leur impact sur l'insonification de la deuxième plaque. Dans la partie précédente, les résultats donnés par le modèle basé sur l'énergie étaient systématiquement comparés aux simulations par éléments finis. Procéder ainsi a permis de montrer les

limites du modèle basé sur l'énergie, mais n'a pas permis de découpler les effets provoqués par les différents paramètres en jeu qui sont : l'épaisseur des deux plaques, l'atténuation par réémission, le diamètre du traducteur utilisé, l'angle d'incidence et la vitesse de phase. En effet pour chaque simulation, le mode et la fréquence multipliée par l'épaisseur de la plaque fixent la vitesse de phase, l'angle d'incidence et de réémission  $\theta_i$  et même le profil du faisceau incident (car sa projection sur la première plaque dépend de  $\theta_i$ ).

Nous allons maintenant observer l'influence de chacun de ces paramètres pris séparément en utilisant le modèle basé sur l'énergie. Cette étude est théorique et a pour but de dégager quelques règles générales qui nous permettront de mieux comprendre les résultats expérimentaux des parties IV.3 et IV.4 et en particulier le choix de la meilleure configuration pour l'inspection qui sera fait en section IV.3.3.

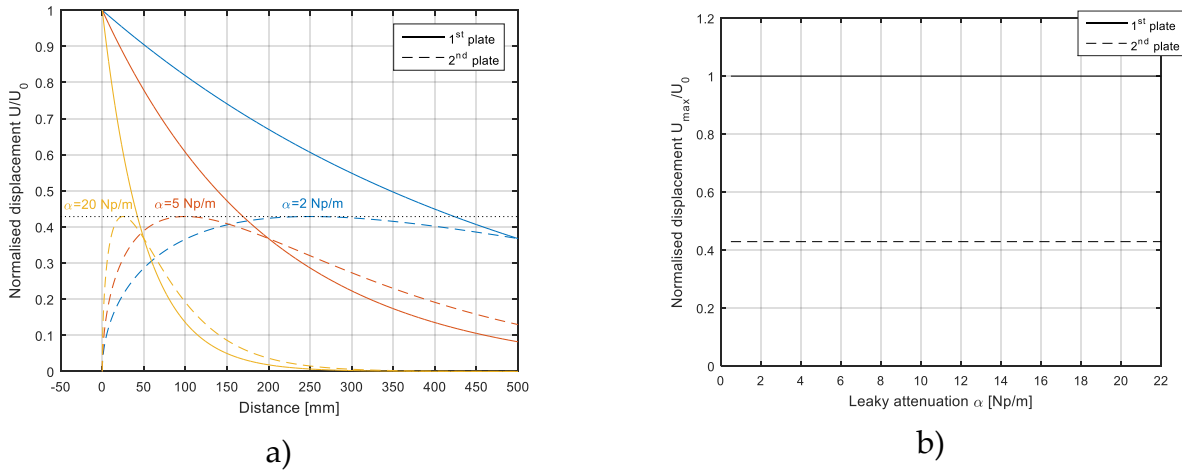
#### IV.2.1.3.1 Influence de l'atténuation par réémission et de l'épaisseur de la plaque

Tout d'abord, rappelons que l'atténuation par réémission est inversement proportionnelle à l'épaisseur de la plaque : la réémission est plus importante pour une plaque fine que pour une plaque épaisse. Ces deux paramètres sont donc liés et étudier les effets de l'un revient aussi à étudier les effets de l'autre. Nous nous concentrerons ici sur le coefficient d'atténuation par réémission.

Dans un premier temps, nous allons laisser de côté l'influence de la forme du faisceau incident et nous allons nous intéresser au cas plus théorique d'une onde de Lamb générée par un rayon théorique ponctuel. Le cas du faisceau incident qui génère une LLW dans la première plaque sera ensuite abordé.

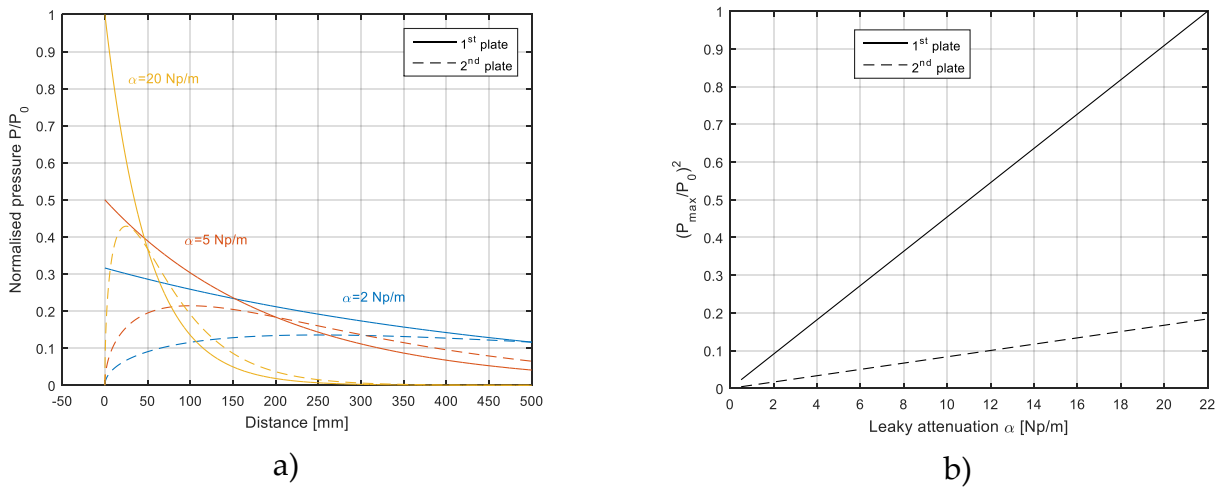
La Figure 69.a montre les déplacements normalisés dans les deux plaques en fonction de la distance de propagation pour trois atténuations par réémission  $\alpha$  différentes : 2, 5 et 20 Np/m (les valeurs choisies sont représentatives des atténuations par réémission atteintes par les LLW pour une plaque de 7,8 mm d'épaisseur). Dans les trois cas, l'onde de Lamb initiale dans la première plaque (d'amplitude 1) décroît de manière exponentielle selon son coefficient d'atténuation par réémission. L'onde de Lamb dans la deuxième plaque est alors alimentée de manière plus ou moins « rapide », mais l'amplitude maximale atteinte ne varie pas. Autrement dit, l'atténuation par réémission n'influe pas sur le maximum d'insonification de la seconde plaque mais uniquement sur son étalement. Ce résultat est confirmé sur la Figure 69.b où les amplitudes maximales atteintes sont affichées en fonction de l'atténuation par réémission.





**Figure 69 : Calcul des déplacements normalisés dans chaque plaque d'un système de deux plaques avec une LLW générée ponctuellement dans la première plaque (a). Affichage des amplitudes maximales atteintes en fonction de l'atténuation par réémission (b)**

Les comportements sont différents en ce qui concerne la pression réémise par chacune des plaques. Pour la même configuration, les pressions maximales atteintes augmentent avec l'atténuation par réémission comme le montre la Figure 70.a. La Figure 70.b quantifie cette variation en affichant le carré de l'amplitude maximale de pression réémise pour chaque valeur d'atténuation par réémission : la variation est alors linéaire.



**Figure 70 : Calcul des pressions réémises normalisées dans un système de deux plaques une LLW générée ponctuellement dans la première plaque (a). Affichage du carré des pressions réémises maximales atteintes en fonction de l'atténuation par réémission (b)**

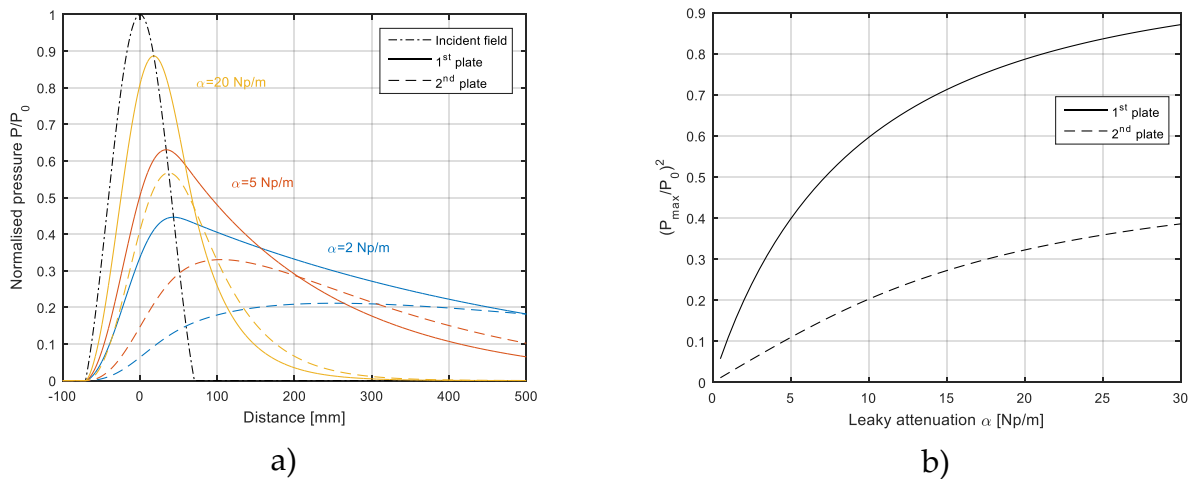
On peut donc en déduire l'équation (4.3) : l'amplitude maximale de la pression réémise est proportionnelle à la racine carrée de l'atténuation par réémission.

$$P_{max} \propto \sqrt{\alpha}. \tag{4.3}$$

Ce résultat a toute son importance, car dans notre cas c'est la pression réémise qui est expérimentalement mesurée, et non les déplacements particuliers dans la plaque. On

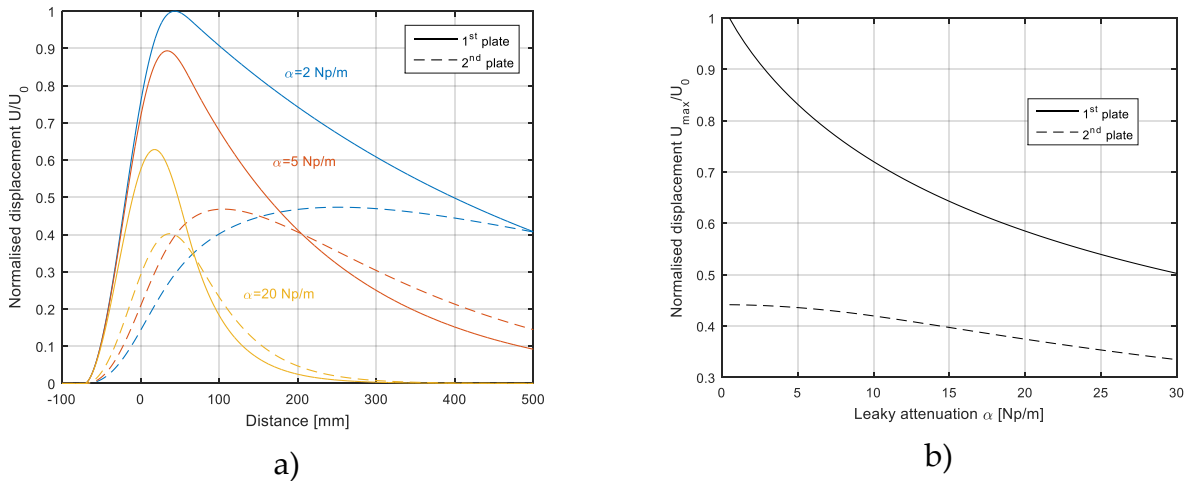
aura donc un meilleur signal pour un coefficient d'atténuation par réémission important.

Notons que ces résultats sont uniquement valables pour le cas simple d'une onde de Lamb générée par un rayon ponctuel ou qui est déjà générée et commence à réémettre en  $x = 0$ . Si l'onde de Lamb initiale est générée par un faisceau incident, le comportement observé n'est plus le même. Les Figure 71 et Figure 72 montrent les résultats obtenus pour un faisceau incident à  $30^\circ$  généré par un transducteur de 200 mm de diamètre à 500 kHz. Le profil du faisceau est défini en fonction de ces entrées par une fonction Bessel cardinale dont l'expression est détaillée dans (Norme A09-325 1987). Nous n'utilisons que le faisceau principal car les lobes secondaires généreront d'autres modes de Lamb avec d'autres caractéristiques (voir chapitre II.2). Le profil du faisceau incident est visible sur la Figure 71.a qui détaille les pressions réémises pour les trois valeurs d'atténuation par réémission déjà utilisées précédemment. Comme pour le cas de la génération ponctuelle, plus l'atténuation par réémission est forte, plus la pression réémise est élevée. En revanche comme le montre la Figure 71.b, l'équation (4.3) n'est plus vérifiée : l'amplitude de la pression réémise n'est plus proportionnelle à la racine du coefficient d'atténuation.



**Figure 71 : Calcul des pressions réémises normalisées dans un système de deux plaques avec une LLW qui est générée par faisceau incident (a). Affichage du carré des pressions réémises maximales atteintes en fonction de l'atténuation par réémission (b)**

Comme le montre la Figure 72.a, les déplacements prévus à l'intérieur des plaques ont aussi un comportement radicalement différent par rapport à la génération ponctuelle (qui est théorique : les amplitudes maximales générées dans les deux plaques varient en fonction de l'atténuation par réémission et ont tendance à diminuer. Ce comportement est confirmé sur la Figure 72.b.



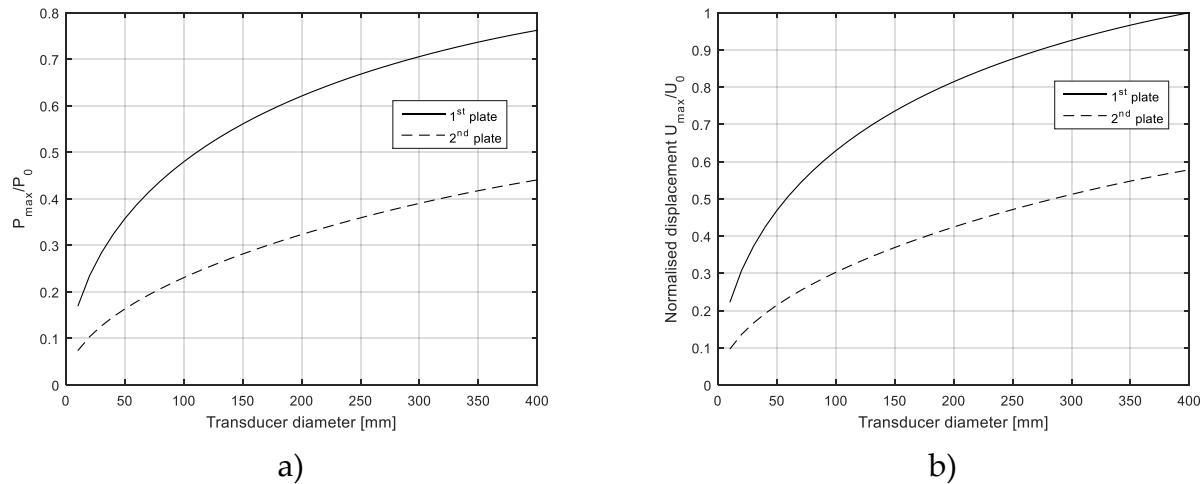
**Figure 72 : Calcul des déplacements normalisés dans un système de deux plaques avec une LLW qui est générée par faisceau incident (a). Affichage des amplitudes maximales atteintes en fonction de l'atténuation par réémission (b)**

Quel que soit le moyen d'excitation de l'onde de Lamb, l'atténuation par réémission a un grand impact sur l'insonification de deux plaques immergées. Par exemple quand l'atténuation par réémission augmente de 5 Np/m à 20 Np/m, la pression maximale réémise par la deuxième plaque augmente de 72%. En revanche l'amplitude maximale dans la deuxième plaque diminue alors de 14%. Ces résultats numériques sont uniquement valables pour le faisceau incident choisi dans l'exemple, mais la tendance est là. **La baisse d'insonification (dans les plaques) provoquée par une augmentation du coefficient d'atténuation par réémission est secondaire par rapport à l'augmentation de la pression réémise. Il est donc plus intéressant de travailler avec un haut coefficient d'atténuation par réémission.**

#### IV.2.1.3.2 Influence du diamètre du transducteur utilisé

Les résultats affichés sur les figures précédentes (Figure 71 et Figure 72) sont valables pour un faisceau incident généré par un transducteur de diamètre 200 mm à 500 kHz. Nous allons maintenant fixer l'atténuation par réémission à une valeur intermédiaire (5 Np/m) et observer l'influence du diamètre du faisceau incident (à fréquence constante).

Le profil incident qui correspond à chaque diamètre de transducteur investigué est calculé de la même manière que dans la section précédente. La pression maximale réémise est relevée et normalisée par la pression maximale du faisceau incident qui reste inchangée. Les résultats sont affichés sur la Figure 73.a. L'amplitude dans les deux plaques augmente avec le diamètre du transducteur utilisé, comme pour les déplacements à l'intérieur des plaques présentés sur la Figure 73.b.



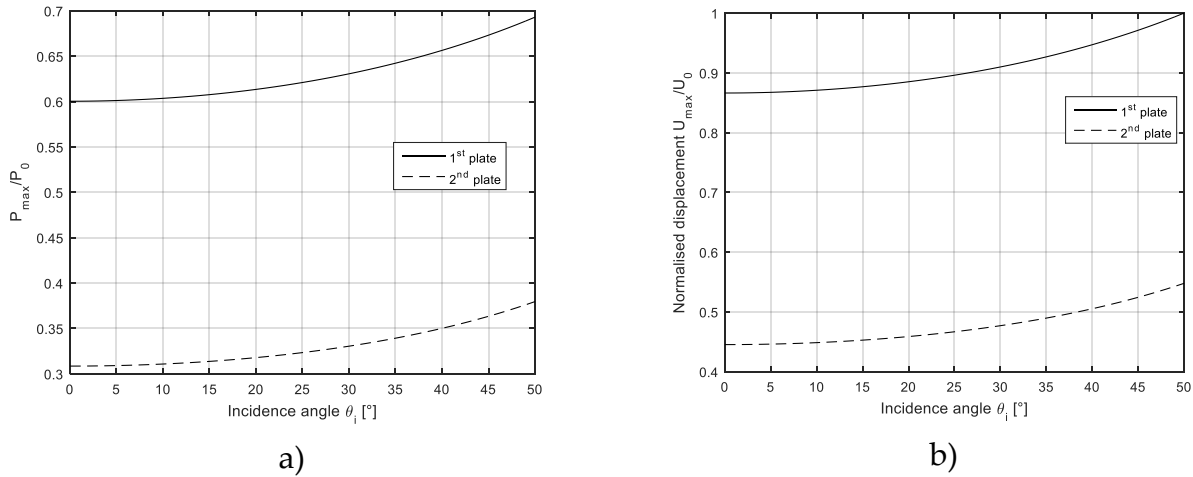
**Figure 73: Variations de la pression maximale réémise normalisée par le faisceau incident (a) et des déplacements normalisés (b) en fonction du diamètre du transducteur**

En passant d'un transducteur de diamètre 50 mm à un transducteur de diamètre 100 mm, la pression réémise par la deuxième plaque augmentera de 41% et l'amplitude augmentera de 40%. Ces valeurs numériques dépendent de l'atténuation par réémission (fixée à 5 Np/m ici), mais la tendance reste identique quelle que soit la valeur d'atténuation choisie : **il vaut mieux travailler avec un faisceau incident large (c'est à dire un transducteur du plus grand diamètre possible en fonction des contraintes d'inspection).**

#### IV.2.1.3.3 Influence de l'angle d'incidence et de la vitesse de phase

Nous avons vu dans le chapitre II.2 que l'angle d'incidence fait varier la projection du faisceau incident sur la surface de la plaque : un angle plus grand aura tendance à dilater la projection du faisceau. Comme l'angle d'incidence est imposé par la vitesse de phase du mode de Lamb utilisé, la vitesse de phase a donc un lien indirect avec l'insonification.

Nous avons fixé l'atténuation par réémission à 5 Np/m, le diamètre du transducteur à 200 mm et avons fait varier l'angle d'incidence de 1° à 50°. Les pressions maximales réémises par les deux plaques sont affichées sur la Figure 74.a et les déplacements maximaux sur la Figure 74.b. Les tendances sont identiques : plus le faisceau incident est incliné, meilleures sont l'insonification et la réémission. Il y a par exemple un gain de pression réémise dans la seconde plaque de 18% entre une incidence normale et une incidence à 50°.



**Figure 74 : Variations de la pression réémise maximale normalisée par le faisceau incident (a) et des déplacements normalisés (b) en fonction de l'angle d'incidence**

Si possible il vaut donc mieux choisir  $\theta_i$  le plus grand possible, c'est-à-dire une incidence la plus rasante possible. Selon l'équation (1.16) de Snell-Descartes, cela signifie utiliser un mode Lamb qui a une vitesse de phase proche de la vitesse de propagation dans le fluide environnant.

### IV.2.2 Deuxième critère : réflexion sur un défaut

La partie précédente a montré comment optimiser l'insonification d'une seconde plaque. Nous allons maintenant nous intéresser à la réflexion d'une LLW sur un défaut. Les quelques éléments de bibliographie présentés en début de chapitre (voir section IV.1) ont montré qu'il n'y a pas de règle générale ou de modèle disponible dans le cas immergé. Nous allons donc utiliser des simulations par éléments finis pour chaque cas de défaut.

Nous détaillerons ici la méthodologie suivie dans le cas du mode A0 incident sur un défaut plan traversant (c'est-à-dire le bout de la plaque). Nous utiliserons deux méthodes de post-traitement pour calculer les coefficients de réflexion : le fenêtrage temporel des échos et la transformée de Fourier 2D (FFT2D, détaillée dans le chapitre I.2.7.4 page 35). La première méthode est uniquement utilisable quand les différents modes présents sont résolus temporellement, nous ne pourrions donc pas l'appliquer dans tous les cas. Mais elle est applicable ici et permettra de valider le traitement par FFT2D. D'autres modes intéressants pour le contrôle de plusieurs plaques immergées feront l'objet de telles simulations et les résultats seront présentés dans les sections IV.3 et IV.4. Lesdits modes seront eux identifiés dans la section suivante (IV.2.4).

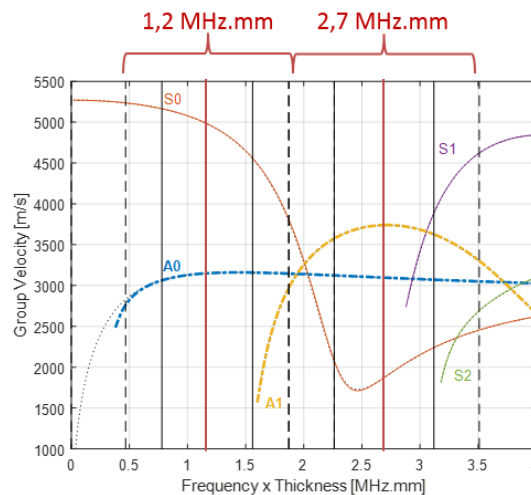
Enfin, soulignons que la réflexion sur un défaut peut devenir un critère d'optimisation uniquement si la géométrie du défaut est connue. On peut alors choisir le mode qui se réfléchit le mieux sur le défaut. Dans le cas d'un contrôle industriel, on connaît a priori le

type de défaut recherché (ici une fissure débouchante) mais pas sa dimension (mis à part qu'elle est inférieure à la taille maximale qui déclenche une rupture brutale). L'optimisation du choix du mode en fonction de sa réflexion n'est donc pas traitée ici

#### IV.2.2.1 Modélisation par éléments finis

Dans le cas du mode A0 incident, tous les modes antisymétriques peuvent être réfléchis mais pas les modes symétriques car le défaut est symétrique par rapport au plan médian de la plaque. Ainsi en dessous de 4 MHz.mm, le mode A1 peut être créé en bout de plaque et se mélanger au mode A0 réfléchi. Nous allons montrer leur coexistence et essayer de séparer leurs échos temporels de retour afin de comparer deux méthodes de traitement (par FFT et par FFT2D), ce qui signifie se placer dans un cas où leurs vitesses de groupe sont différentes.

Nous avons réalisé deux simulations à des fréquences centrales différentes. La Figure 75 montre les bandes passantes fréquentielles choisies superposées sur les vitesses de groupe : autour de 1,2 MHz.mm et celle autour de 2,7 MHz.mm. Nous avons choisi de faire la simulation autour de 2,7 MHz.mm pour centrer la propagation possible de A1 sur des vitesses de groupe les plus éloignées possibles de celles du mode A0. La simulation autour de 1,2 MHz.mm a ensuite été prévue de manière à avoir les résultats de coefficients de réflexion sur toute la plage allant de 0,5 à 3,5 MHz.mm en exploitant les bandes passantes à -20dB.

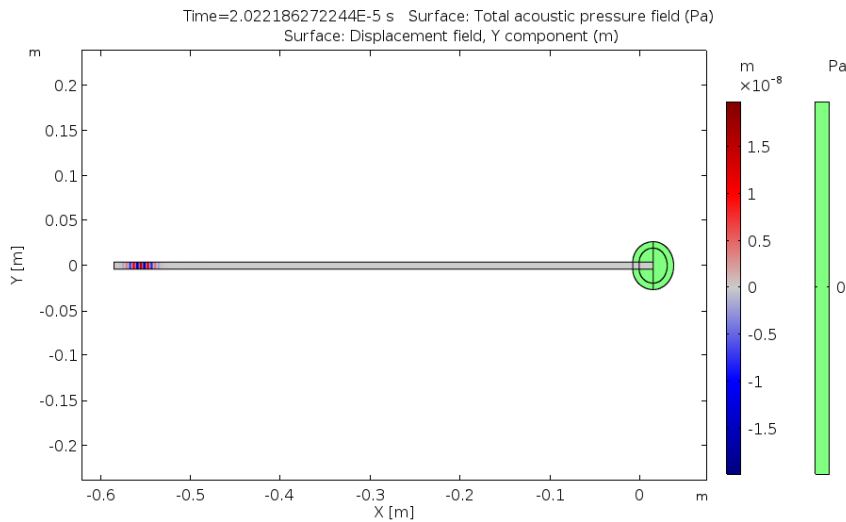


**Figure 75 : Affichage, sur les vitesses de groupe, des bandes passantes fréquentielles à -6dB (lignes noires pleines) et -20dB (lignes noires pointillées) des deux simulations**

En général, pour pouvoir séparer les différentes contributions des modes réfléchis et créés en bout de plaque, il suffit de les laisser se propager pour que les deux paquets d'ondes se séparent naturellement, selon leur différence de vitesse de groupe. Ce n'est pas possible dans notre cas car les LLW s'atténuent trop rapidement. Nous avons donc décidé d'immerger uniquement le bout de plaque sur une distance de  $l_{eau} = 2e$  et de laisser le reste de la plaque libre pour que les ondes de Lamb puissent s'y propager sans

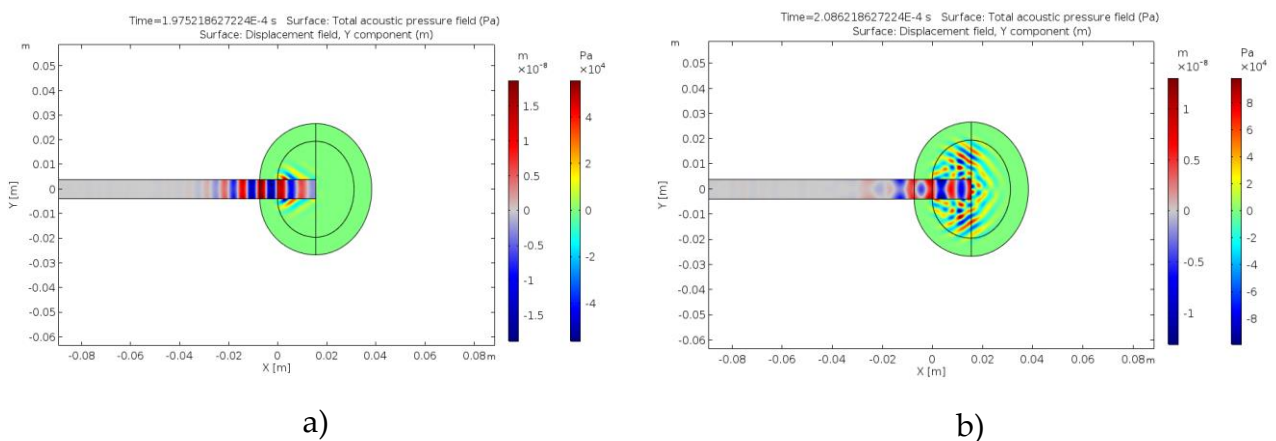
atténuation. Les pertes par réémission sur la faible longueur immergée avant d'atteindre le bout de la plaque seront compensées par post-traitement (voir la section IV.2.2.4) pour ne pas sous-évaluer le coefficient de réflexion.

La Figure 76 présente le modèle en début de propagation : le mode A0 est excité sur la tranche gauche de la plaque et se propage vers la droite. L'extrémité droite de la plaque est immergée et des PML sont utilisées pour éviter les réflexions non désirables des ondes volumiques sur les bords du domaine qui simule l'eau. Enfin le maillage et le pas de temps de calcul sont en accord respectivement avec les équations (4.1) et (4.2).



**Figure 76: Simulation par éléments finis en début de propagation pour le mode A0 incident autour de 2,7 MHz.mm**

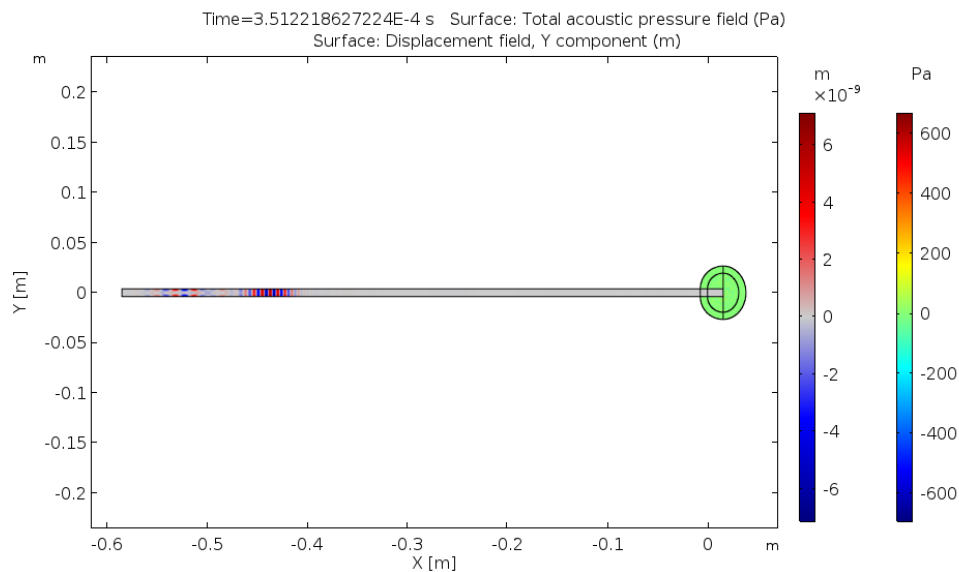
L'arrivée du paquet d'ondes à l'extrémité droite de la plaque est montrée sur la Figure 77.a juste avant sa réflexion sur le bord de plaque. On observe l'onde de Lamb devenue LLW qui commence à réémettre dans le fluide. La Figure 77.b montre la même zone juste après la réflexion. On voit qu'il y a création d'un autre mode car les structures en déplacement selon  $u_y$  affichées ne correspondent plus entièrement à celles du mode A0.



**Figure 77: Simulation par éléments finis avant (a) et après (b) la réflexion de mode A0 sur le bout immergé de la plaque autour de 2,7 MHz.mm**



En fin de propagation, les modes A0 et A1 se sont complètement séparés : on reconnaît sur la Figure 78 la structure du mode A1 qui s'est déplacé plus rapidement que celle du mode A0.

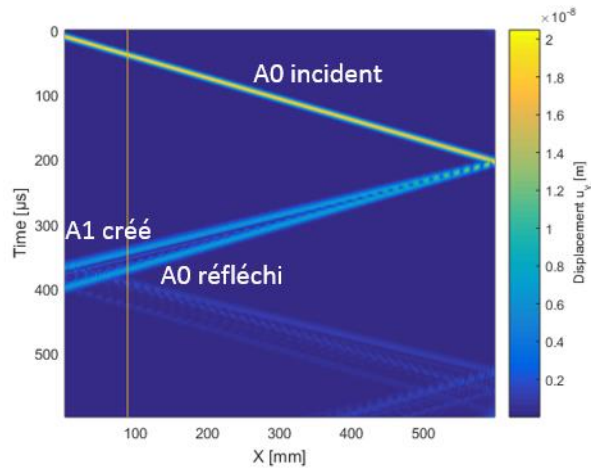


**Figure 78: Simulation par éléments finis en fin de propagation du mode A0 réfléchi et A1 créé par la réflexion sur le bout de la plaque autour de 2,7 MHz.mm**

Les déplacements verticaux ont été relevés à la surface de la plaque. Nous allons maintenant calculer les coefficients de réflexion de deux manières différentes : en fenêtrant temporellement les paquets d'ondes séparés et en utilisant la FFT2D (utilisable même si les échos ne sont pas séparés).

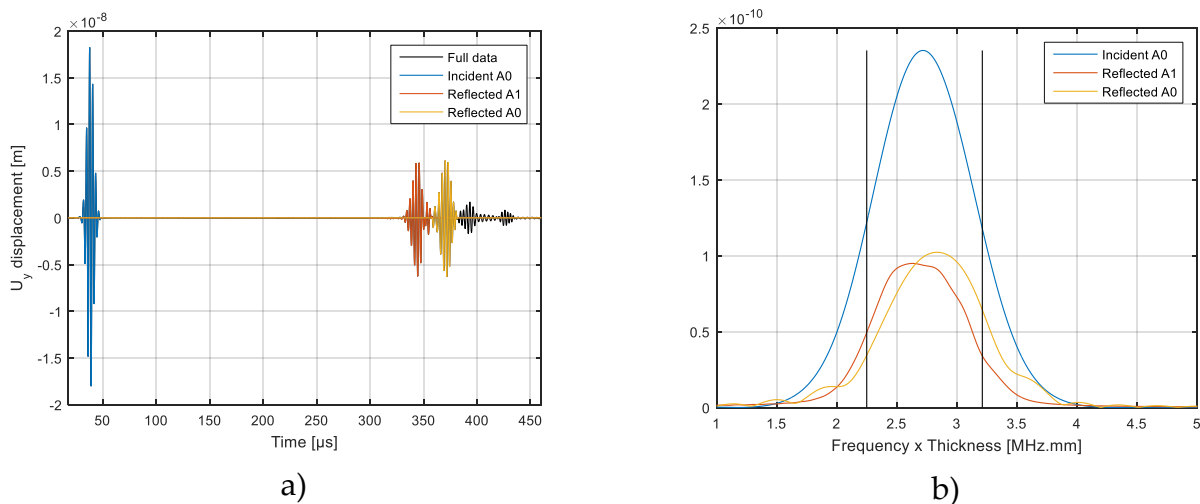
#### IV.2.2.2 Traitement par fenêtrage des échos temporels

La Figure 79 montre la représentation Bscan des signaux enregistrés. Pour gagner en visibilité, seule l'enveloppe des signaux est représentée. Le mode A0 incident se propage de manière très peu dispersive. Après la réflexion, on distingue deux paquets d'ondes qui se séparent progressivement du fait de leurs vitesses de groupe différentes. Le signal temporel sélectionné pour le traitement (ligne verticale jaune) est choisi de manière à maximiser la longueur du trajet retour des modes A0 et A1 (pour qu'ils soient distincts) et de manière à pouvoir les séparer de leur nouvelle réflexion sur le côté gauche de la plaque.



**Figure 79: Représentation Bscan en enveloppes des déplacements selon l'axe Y à la surface de la plaque pour le mode A0 incident sur un bord de plaque autour de 2,7 MHz.mm**

Le signal temporel sélectionné est affiché sur la Figure 80.a. Pour séparer les différents échos et calculer leurs transformées de Fourier séparément, nous avons utilisé une fenêtre rectangulaire lissée décrite dans (McKechan, Robinson, et Sathyaprakash 2010), représente un bon compromis entre un fenêtrage rapide et l'impact qui reste limité sur le spectre. Le spectre des différents échos est ensuite affiché sur la Figure 80.b. L'opération de fenêtrage est toujours plus ou moins subjective et peut conduire à des résultats différents selon les traitements. Pour limiter cet effet, nous nous contenterons d'exploiter ces spectres dans la bande passante à -6dB.



**Figure 80: Signal temporel choisi avec les différents échos fenêtrés (a) et leurs transformées de Fourier respectives (b) avec visualisation de la bande passante à -6dB du mode A0 incident**

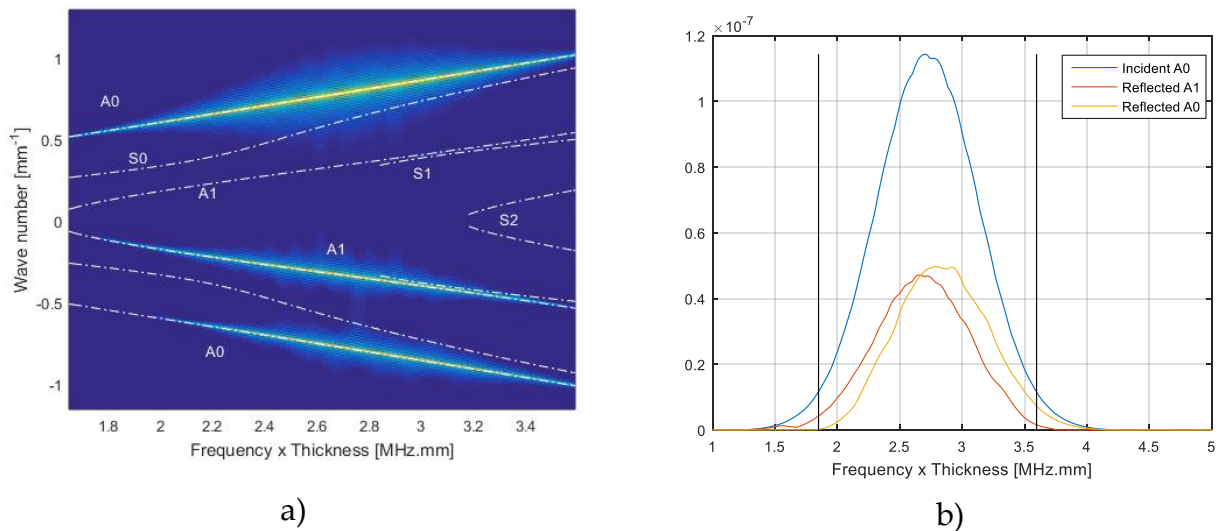
La correction des pertes par réémission et le calcul final des coefficients de réflexion est poursuivie dans la section IV.2.2.4.

L'autre simulation centrée sur 1,2 MHz.mm n'a pas pu être traitée par cette technique car le mode A1 créé en bout de plaque n'est pas séparable du mode A0.

### IV.2.2.3 Traitement par FFT2D

Le cas étudié ici permet de séparer les différents échos temporels. Mais ce ne sera pas toujours le cas. Nous avons donc besoin d'une méthode qui permette de séparer les contributions des différents modes, même quand les échos sont temporellement non résolus. Nous nous sommes appuyés sur les travaux de (Castaings, Le Clezio, et Hosten 2002) qui ont déjà utilisé la FFT2D pour calculer les coefficients de réflexion sur un bord de plaque.

On utilise les données présentées sur Figure 79 en les tronquant à partir de 400  $\mu\text{s}$  de manière à éliminer la deuxième réflexion (sur le bord gauche) non désirée. Ainsi les nombres d'onde positifs de la FFT2D correspondront au mode A0 incident (qui se propagent dans le sens des  $x$  croissants), et les nombres d'onde négatifs aux modes A0 et A1 réfléchis (qui se propagent dans le sens des  $x$  décroissants). Le résultat est montré sur la Figure 81.a : les différents modes sont identifiés grâce au signe de leur nombre d'onde et aux courbes de dispersion théoriques superposées en blanc. Les amplitudes spectrales relevées pour chacun des modes sont affichées sur la Figure 81.b.



**Figure 81: FFT2D des signaux allers et retours après la réflexion du mode A0 sur le bord de plaque et identification des modes (a) ainsi que leur amplitude spectrale et la bande passante à -20dB du mode A0 incident (b)**

Dans ce traitement par FFT2D, il n'y a pas d'étape de fenêtrage temporel. Nous exploiterons donc ici les spectres dans leur bande passante à -20dB.

L'autre simulation centrée sur 1,2  $\text{MHz}\cdot\text{mm}$  est traitée de la même manière, et les résultats sont directement affichés sur la Figure 82.

### IV.2.2.4 Correction de l'atténuation et calcul des coefficients de réflexion

Nous avons vu sur les images de la Figure 77 que les modes perdent de l'énergie dans

l'eau sur la courte longueur immergée avant d'atteindre le bord de plaque. Si on ne tient pas compte de cette perte, les coefficients de réflexion calculés seront sous-évalués et dépendront de la longueur immergée avant le bord de plaque. Pour compenser cet effet, le coefficient de réflexion du mode A0 est calculé par l'équation (4.4) et le coefficient de réflexion du mode A0 converti en mode A1 par l'équation (4.5) :

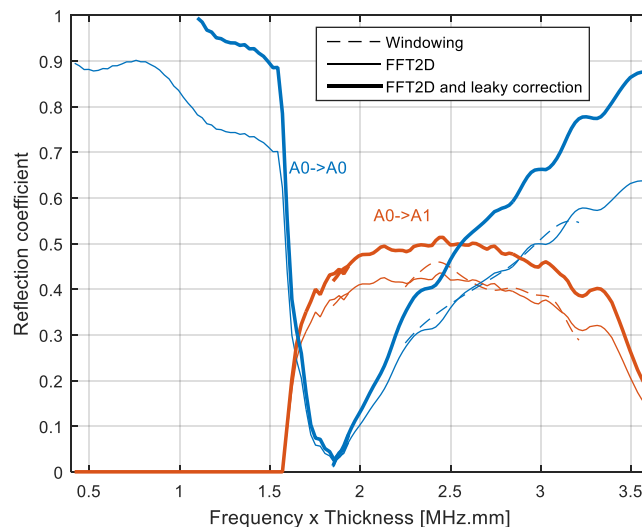
$$R_{A0 \rightarrow A0}(f) = \frac{s_{A0r}(f)}{s_{A0i}(f)} \exp[2\alpha_{A0}(f) \cdot l_{eau}], \quad (4.4)$$

avec  $s_{A0i}$  et  $s_{A0r}$  l'amplitude spectrale respective du mode A0 incident et réfléchi,  $\alpha_{A0}$  le coefficient d'atténuation par réémission du mode A0 et  $l_{eau}$  la longueur immergée avant le bord de plaque.

$$R_{A0 \rightarrow A1} = \frac{s_{A1r}(f)}{s_{A0i}(f)} \exp[(\alpha_{A0}(f) + \alpha_{A1}(f)) \cdot l_{eau}], \quad (4.5)$$

avec  $s_{A1r}$  l'amplitude spectrale du mode A1 créé en bout de plaque et  $\alpha_{A1}$  le coefficient d'atténuation par réémission du mode A1.

Les résultats pour les deux simulations sont compilées sur la Figure 82 : comme dans (Diligent et al. 2003) affiché sur la Figure 62.a page 107, le mode A1 est créé après sa fréquence de coupure (1,57 MHz.mm) ce qui provoque une forte baisse dans la réflexion du mode A0 entre 1,57 MHz.mm et 2,5 MHz.mm. La jonction fréquentielle des deux simulations (autour de 1,8 MHz.mm) est quasiment continue. Les résultats obtenus avec le post-traitement par fenêtrage autour de 2,7 MHz.mm se superposent quasiment parfaitement avec ceux obtenus par FFT2D.



**Figure 82: Coefficient de réflexion en amplitude selon Y mesurée à la surface de la plaque pour A0 incident sur un bord de plaque immergée. Les résultats sont affichés avec les post-traitements par fenêtrage et FFT2D avant et après la correction de la réémission**

Les résultats sont affichés avant et après la correction de la réémission. En dessous de 1 MHz.mm, cette correction n'est plus valide car le coefficient de réflexion dépasse alors 1,

ce qui n'est physiquement pas recevable. Nous sommes certains que c'est la correction qui est en cause car la même simulation pour une plaque entièrement libre donne un coefficient de réflexion parfaitement égal à 1 dans cette zone. De plus cette zone de basse fréquence correspond à une atténuation par réémission qui augmente fortement pour A0 jusqu'à tendre vers l'infini quand la fréquence tend vers zéro. On touche ici aux limites de la théorie, et le moindre écart est amplifié par la correction exponentielle de l'équation (4.4). Nous ne nous placerons donc pas en dessous de 1 MHz.mm dans la suite.

### IV.2.3 Cas des plaques d'épaisseurs différentes

Nous avons étudié jusqu'ici le cas de plaques de même épaisseur. Même si les données exactes manquent à l'heure actuelle, il est peu probable que la cuve principale d'ASTRID et les structures internes à inspecter soient de même épaisseur. On peut même envisager des variations locales d'épaisseur permettant d'alléger la structure à des endroits peu sollicités mécaniquement.

La méthode développée dans cette thèse reste adaptable au cas de plaques d'épaisseurs différentes : comme indiqué sur la Figure 83.a, le produit fréquence-épaisseur variera lors de la transmission dans une autre plaque, et les modes pourront donc être différents selon la plaque, à angle de réémission (ou d'excitation) constant, c'est-à-dire à vitesse de phase constante si le fluide est le même de chaque côté des plaques (traits pointillés sur la Figure 83.a). **Le mode A0 étant l'unique mode à vitesse de phase inférieure à 2850 m/s, on ne pourra pas l'utiliser pour insonifier une autre plaque d'épaisseur différente** car aucun autre mode ne peut être excité à ces vitesses de phase.

Nous avons vu l'intérêt de se placer à des endroits à forte atténuation par réémission : pour visualiser ces endroits, les courbes d'atténuation par réémission sont rappelées sur la Figure 83.b, avec les maxima entourés par des cercles et les minima par des croix. Les mêmes cercles et croix sont reportés sur les vitesses de phase pour voir quelles correspondances peuvent être envisagées à vitesse de phase constante. On peut voir que **la zone entre 3 200 m/s et 5 000 m/s est très prometteuse : on peut passer du mode S0 aux modes A1, S1 et A2 avec de bonnes caractéristiques de réémission**. La zone entre 6 000 et 8 000 m/s avec les modes S2 et S3 arrive en seconde position car leurs caractéristiques de réémission sont moins bonnes que pour la première zone.

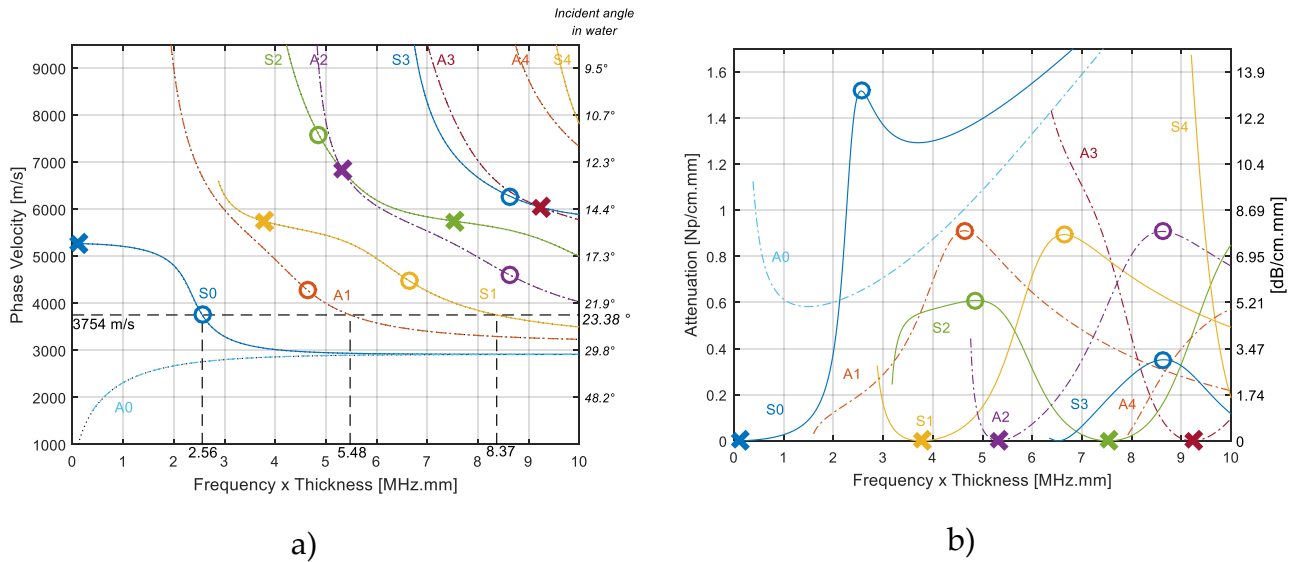


Figure 83: Vitesse de phase des LLW (a) avec indication des autres modes excitables dans des plaques d'épaisseurs différentes par S0 à son maximum de réémission, et atténuation par réémission (b). Les maxima d'atténuation par réémission sont indiqués par des ronds (o), et les minima par des croix (x)

Pour illustrer ces changements de mode de plaque en plaque, imaginons que la première plaque à contrôler soit épaisse de 7,8 mm. En choisissant d'y générer le mode S0 à son maximum de réémission (2.56 MHz.mm), la fréquence est alors fixée à 328,2 kHz. Nous sommes alors capables de générer le mode A1 dans une seconde plaque à 5.4 MHz.mm, ce qui correspond à une épaisseur de 16,7 mm. De même le mode S1 peut être transmis dans une troisième plaque de 25,5 mm. Nous avons utilisé notre modèle par élément finis fréquentiel afin de confirmer ce résultat en utilisant cette configuration à trois plaques. Le résultat est présenté sur la Figure 84 : on observe bien la structure des déplacements  $u_y$  spécifique à ces trois modes.

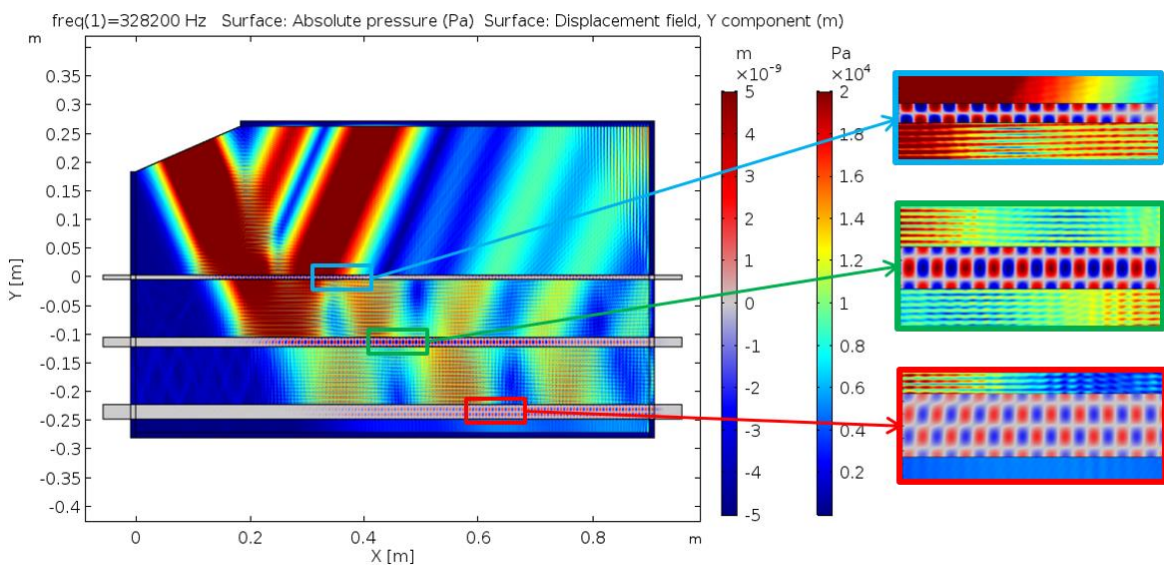
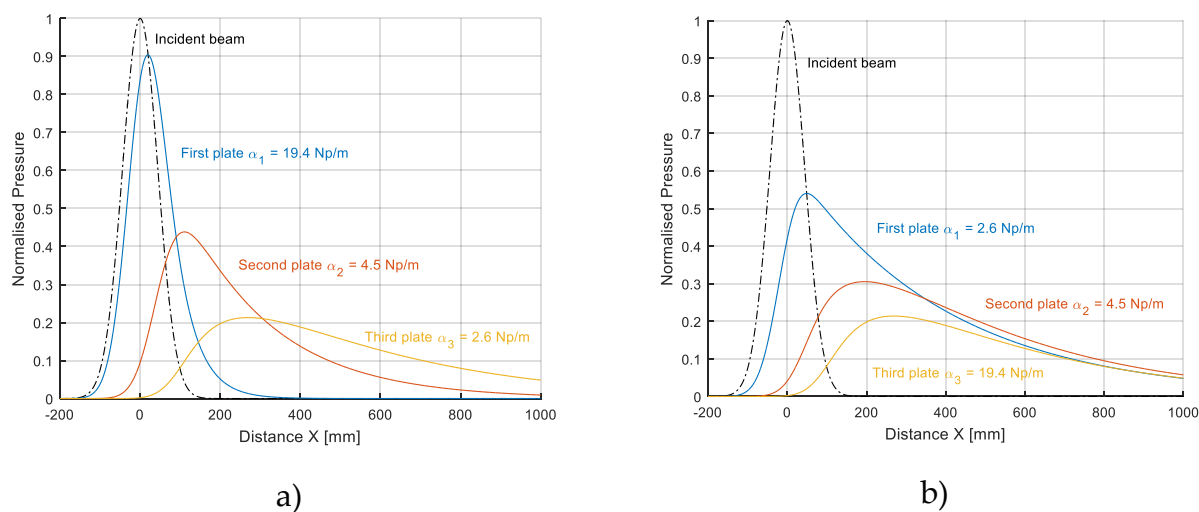


Figure 84: Simulation par éléments finis à 328,2 kHz avec détails sur la structure des déplacements  $u_y$  pour trois plaques parallèles de différentes épaisseurs : 7,8 mm (mode S0 encadré bleu), 16,7 mm (mode A1 encadré vert) et 25,5 mm (mode S1 encadré rouge)



Le modèle basé sur l'énergie reste valable en affectant à chaque plaque un coefficient d'atténuation par réémission différent. Ces derniers sont facilement calculables en utilisant les courbes présentés sur la Figure 83.b : dans notre cas on a 19,4 Np/m pour le mode S0, 4,5 Np/m pour le mode A1 et 2,6 Np/m pour le mode S1. Notons que la normalisation de ces coefficients par l'épaisseur (en Np/cm.mm) a ici toute son importance car l'épaisseur varie en fonction de la plaque. La Figure 85.a montre les pressions réémises par ces trois plaques. **Nous avons aussi testé d'inverser l'ordre des plaques** (25,5 mm d'abord, puis 16,7 mm et 7,8 mm pour la dernière) sur la Figure 85.b : **l'insonification des deux premières plaques change, mais le comportement de la dernière ne varie pas.**



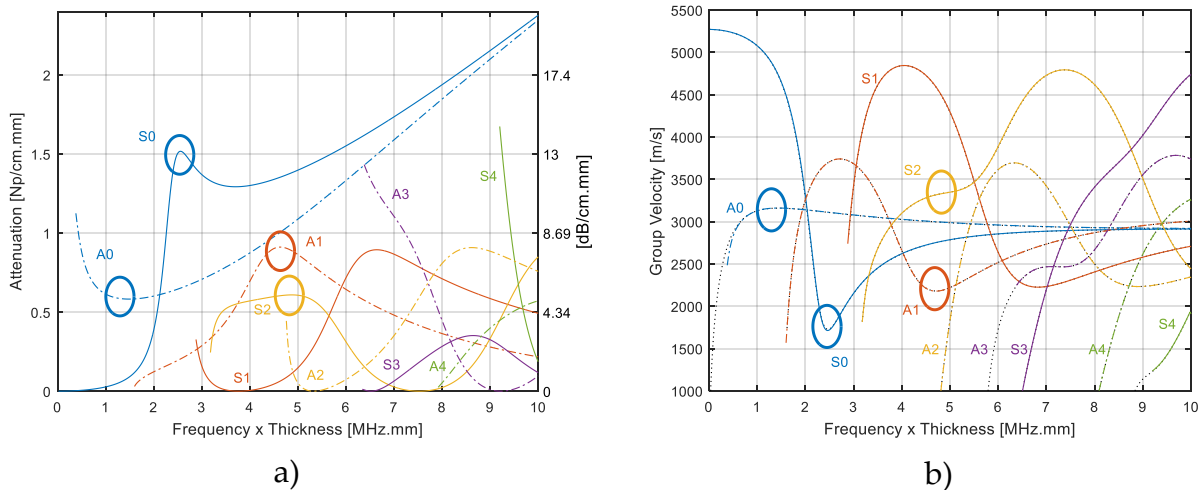
**Figure 85: (a) Pression réémise théorique du système des trois plaques simulées sur la Figure 84 : épaisseurs de 7,8 mm (S0), 16,7 mm (A1) et 25,5 mm (S1). (b) Même système mais avec l'ordre des plaques inversé**

Dans le cas d'ASTRID, nous ne pourrions pas choisir l'épaisseur des plaques. Mais en utilisant les modes à vitesses de phase comprises entre 3 200 m/s et 5 000 m/s, il sera très probablement possible de choisir une fréquence et un (ou plusieurs) couples de modes qui se transmettent de plaque en plaque. Dans le cas de plusieurs combinaisons différentes disponibles, le modèle basé sur l'énergie indiquera quelle combinaison insonifie le mieux la plaque visée.

## IV.2.4 Conclusion

Les paragraphes précédents nous ont amenés à présélectionner quatre couples {mode, fréquence} pour effectuer le contrôle d'une  $n^{\text{ième}}$  plaque parallèle immergée. Ces choix sont entourés dans la Figure 86 sur les coefficients d'atténuation par réémission et les vitesses de groupe.





**Figure 86: Choix des modes et des fréquences pour effectuer le contrôle de plusieurs plaques : visualisation sur les coefficients d'atténuation par réémission (a) et sur les vitesses de groupe (b)**

Nous avons sélectionné les modes S0, A1 et S2 car ils présentent des pics d'atténuation par réémission. D'après notre premier critère en section IV.2.1, un coefficient d'atténuation élevé permet de maximiser la pression réémise par les plaques, ce qui devrait améliorer le signal reçu par notre transducteur immergé. De plus, à ces endroits, leur vitesse de groupe varie peu localement (minimum pour S0 et A1, plateau pour S2), ce qui est garant d'une propagation peu dispersive.

Enfin le mode A0 a été choisi autour de 1,3 MHz.mm pour deux raisons principales : premièrement, pour rester en dessous de la fréquence de coupure du mode A1 et ainsi maximiser la réflexion de A0 (voir Figure 82), et deuxièmement car à cet endroit la vitesse de groupe du mode A0 atteint un maximum, ce qui annonce une propagation très peu dispersive.

Ces quatre configurations vont maintenant être évaluées en confrontant expérience et modélisation (utilisation du modèle basé sur l'énergie pour les trajets allers - retours, et des simulations par éléments finis pour le coefficient de réflexion).

## IV.3 APPLICATION À LA DÉTECTION DE DÉFAUTS PLANS TRAVERSANTS

Comme nous l'avons vu dans la partie IV.1.1.2, si un mode antisymétrique est incident sur un défaut plan traversant, il n'y a pas de création de mode symétrique possible (et inversement). Notons aussi que si l'incidence de l'onde de Lamb n'est pas normale à la tranche, il est alors nécessaire d'utiliser une description 3D du problème pour prendre en compte la création des modes SH (*shear horizontal*) (Stévenin, Lhémy, et Grondel 2017; Santhanam et Demirli 2012a). Même si ces modes ne peuvent pas être transmis dans une deuxième plaque immergée, leur création lors d'une incidence oblique diminuera la

réflexion des modes de Lamb utilisés. Nous nous limiterons au cas de l'incidence normale. Nous allons tout d'abord montrer les résultats de calculs des coefficients de réflexion pour les quatre modes sélectionnés : A0, S0, A1 et S2. Puis nous comparerons les niveaux d'amplitude reçue venant des différentes plaques avec les prévisions du modèle basé sur l'énergie. Les échos reçus des différentes plaques auront donc été réfléchis par le même « défaut » : le bout de la plaque, qui est un défaut plan perpendiculaire traversant immergé. Le coefficient de réflexion étant le même pour tous les échos, il se simplifie lors du calcul des niveaux reçus d'un écho par rapport à un autre (en dB). Nous n'exploiterons donc pas la valeur du coefficient de réflexion dans cette partie, mais il faudra en tenir compte dans la prochaine partie (IV.4) où un défaut plan débouchant sera introduit. Nous concluons ensuite sur le meilleur couple {fréquence, mode} pour détecter un défaut plan traversant dans une  $n^{ième}$  plaque.

### IV.3.1 Étude de la réflexion

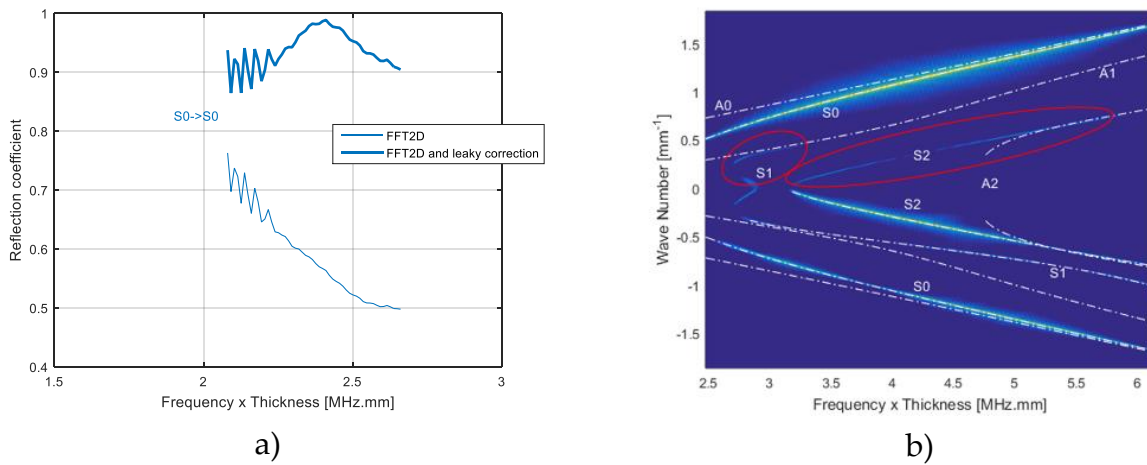
La méthodologie de calcul des coefficients de réflexion a été détaillée dans la section (IV.2.2) pour le cas du mode A0 incident (voir Figure 82). Nous présenterons ici les résultats obtenus pour les modes S0, A1 et S2 incidents.

Tous les coefficients de réflexion seront calculés en utilisant les amplitudes  $u_y$  relevées sur les simulations à la surface de la plaque. Comme vu dans la section IV.1.2, les coefficients qui décrivent la création d'un autre mode (par exemple  $R_{A0 \rightarrow A1}$ ) dépendent fortement du type de déplacements observés ( $u_x$  ou  $u_y$ ) ainsi que de l'emplacement de mesure dans l'épaisseur car le profil des déplacements varie fortement d'un mode à un autre. Les coefficients de réflexion du mode incident (par exemple  $R_{A0 \rightarrow A0}$ ) n'ont pas ce défaut car la structure du mode est identique pour l'incidence et la réflexion : ils ne dépendent donc ni du type de déplacement observé ( $u_x$  ou  $u_y$ ) ni de l'emplacement de la mesure dans l'épaisseur.

#### IV.3.1.1 Incidence du mode S0

Deux simulations ont été conduites pour décrire la réflexion du mode S0 sur un bord de plaque : autour de 2,4 MHz.mm et autour de 4,5 MHz.mm. La Figure 87.a montre le coefficient de réflexion du mode S0 en dessous de la fréquence de coupure de S1 qui est de 2,87 MHz.mm. Au-dessus, le mode S1 est incident avec le mode S0 : ils ont été générés ensemble. Les amplitudes imposées pour générer le mode S0 sont valables uniquement à la fréquence centrale (ici 2,4 ou 4,5 MHz.mm). Les échos envoyés ont une bande passante bien plus large qui couvre de 2,1 à 6,1 MHz.mm (pour les deux simulations). La structure du mode S0 varie avec la fréquence, et quand elle s'éloigne trop du profil en déplacement imposé (la condition frontière) il y a création d'autres modes pour compenser les différences de structures. La Figure 87.b illustre bien ce phénomène en montrant la FFT2D

des signaux issus de la simulation autour de 4,5 MHz.mm : le mode S0 est majoritairement incident (nombre d'onde positif), mais les modes S1 et S2 sont aussi générés (contribution entourée en rouge) excepté à la fréquence centrale.

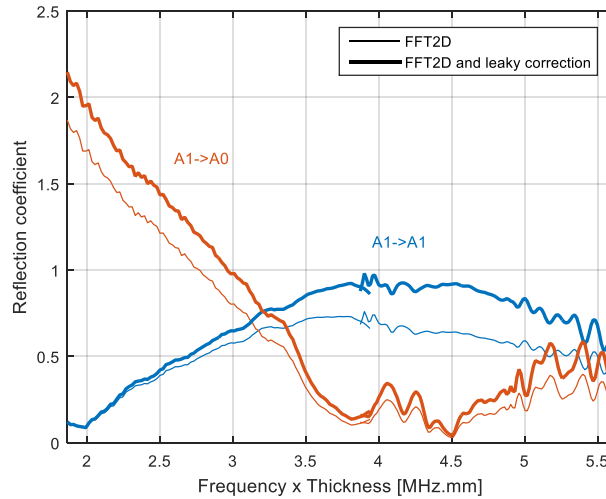


**Figure 87: Coefficient de réflexion du mode S0 (a) calculé à partir de la première simulation autour de 2,4 MHz.mm où uniquement S0 est incident. FFT2D de la deuxième simulation autour de 4,5 MHz.mm (b) qui montre la présence de S1 et S2 comme modes incidents (les courbes théoriques blanches ont été supprimées à ces endroits pour faciliter leur visualisation)**

Les coefficients  $R_{S0 \rightarrow S1}$  et  $R_{S0 \rightarrow S0}$  n'ont pas pu être calculés au-dessus de la fréquence de coupure de S1 (2,87 MHz.mm) car le mode S1 incident (ou S2) a pu se réfléchir en S0, S1, et S2, ce qui fausse la mesure. On peut néanmoins retenir que la réflexion de S0 ( $R_{S0 \rightarrow S0}$ ) est maximale (quasiment 1) autour de la fréquence sélectionnée précédemment (2,4 MHz.mm).

#### IV.3.1.2 Incidence du mode A1

Le calcul des coefficients de réflexion a pu être conduit sans soucis pour le mode A1 incident car le mode A0 incident n'a pas été détecté par FFT2D. Nous avons donc considéré sa contribution comme négligeable. La Figure 88 affiche les variations de  $R_{A1 \rightarrow A1}$  et  $R_{A1 \rightarrow A0}$  sur une large plage fréquentielle.



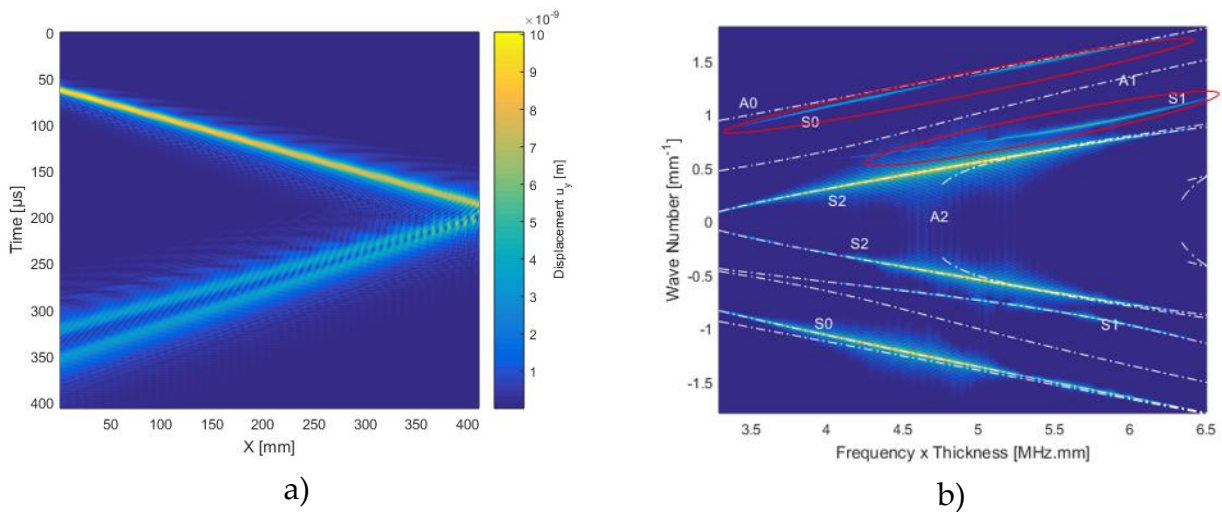
**Figure 88: Coefficient de réflexion en amplitude selon Y mesurée à la surface de la plaque pour A1 incident sur un bord de plaque immergée**

On remarque que  $R_{A1 \rightarrow A0}$  est supérieur à 1 en-dessous de 3 MHz.mm. C’est une conséquence concrète des différences en structure de déplacements entre A0 et A1 : les déplacements  $u_y$  à la surface sont plus importants pour A0 que pour A1 à ces fréquences (voir chapitre I.2.3).

On retiendra que la réflexion du mode A1 est quasiment totale entre 4 et 5 MHz.mm.

### IV.3.1.3 Incidence du mode S2

Une simulation a été réalisée, permettant de couvrir la plage fréquentielle de 3,5 à 6,5 MHz.mm. Malheureusement comme le montre la Figure 89, le mode incident S2 n’est pas généré seul : il est accompagné de S0 et S1, ce qui nous empêche de calculer les différents coefficients de réflexion.



**Figure 89 : Bscan des enveloppes pour S2 incident sur un bord de plaque immergé (a) et (b) FFT2D des signaux présentés en (a). Les modes S0 et S1 sont aussi incidents, les courbes théoriques blanches ont été supprimées à ces endroits pour faciliter leur visualisation**

On peut malgré tout en conclure à la lecture de la FFT2D des signaux en jeu (Figure 89.b) que l'incidence du mode S2 implique après réflexion principalement les modes S2 et S0.

### IV.3.2 Validation expérimentale du niveau d'amplitude reçu

Dans cette partie, nous allons présenter les résultats expérimentaux des tirs en mode écho pour observer les échos de retour des bords de plaques. Ces résultats permettront de valider l'utilisation de notre modèle de propagation basé sur l'énergie appliqué à la propagation aller-retour dans deux plaques.

L'idée est de privilégier la propagation des fréquences identifiées en IV.2.4. Nous allons donc utiliser une sinusoïde centrée sur chaque fréquence d'intérêt. Pour limiter la durée du train d'onde envoyé (et donc limiter la zone morte du traducteur en réception), nous avons systématiquement envoyé 10 cycles. Les tirs plus basses fréquences (A0 et S0) auront donc un signal plus long que les tirs à plus hautes fréquences (A1 et S2).

Le dispositif expérimental est présenté sur la Figure 90 : le traducteur utilisé effectue un balayage le long de l'axe X et enregistre les échos qui se réfléchissent sur les bords des plaques.

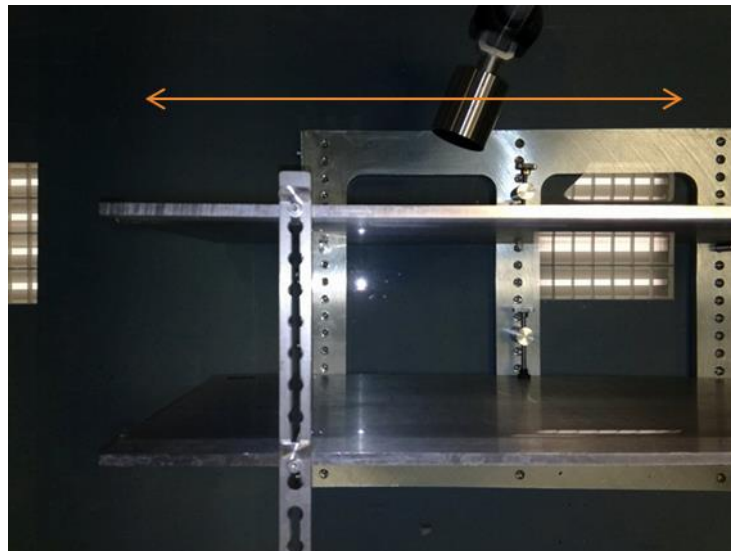


Figure 90: Vue de dessus du dispositif expérimental en pulse/écho avec deux plaques. Le traducteur effectue un balayage le long de l'axe X (flèche orange)

#### IV.3.2.1 Cas de deux plaques de 7,8 mm d'épaisseur

Les deux plaques de 7,8 mm d'épaisseur sont séparées par 132,4 mm d'eau. La Figure 91 détaille le Bscan des signaux reçus (les enveloppes sont affichées à la place des signaux bruts pour faciliter la visualisation). On constate que le nombre d'échos reçus varie en fonction de l'abscisse de tir. L'écho n°1 est celui de la première plaque. On observe même un peu plus tard le deuxième aller/retour entre le traducteur et l'arête de la plaque qui

disparaît rapidement. L'écho n°2 est celui de la deuxième plaque car il arrive à l'endroit et au temps prévu qui sont indiqués par les lignes blanches pointillées. Mais plus on s'éloigne du bord, plus les chemins acoustiques possibles s'ouvrent. On peut alors observer le bord de la première plaque après un aller-retour entre les deux plaques. Cet écho (n°2b) arrive en phase avec l'écho direct de la deuxième plaque : ils se superposent.

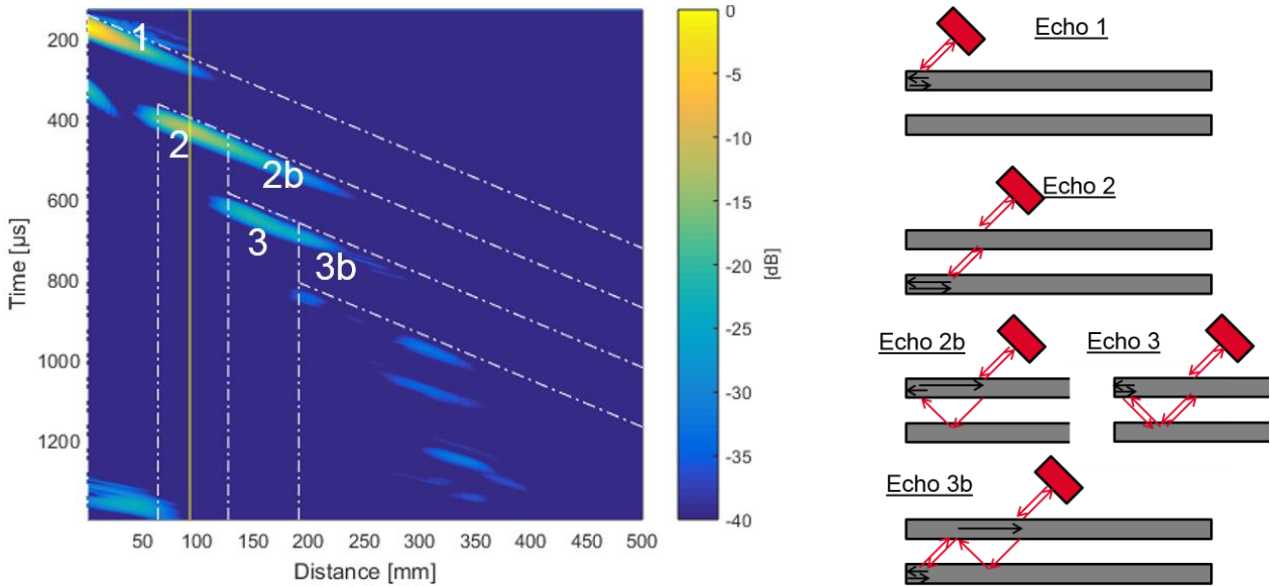
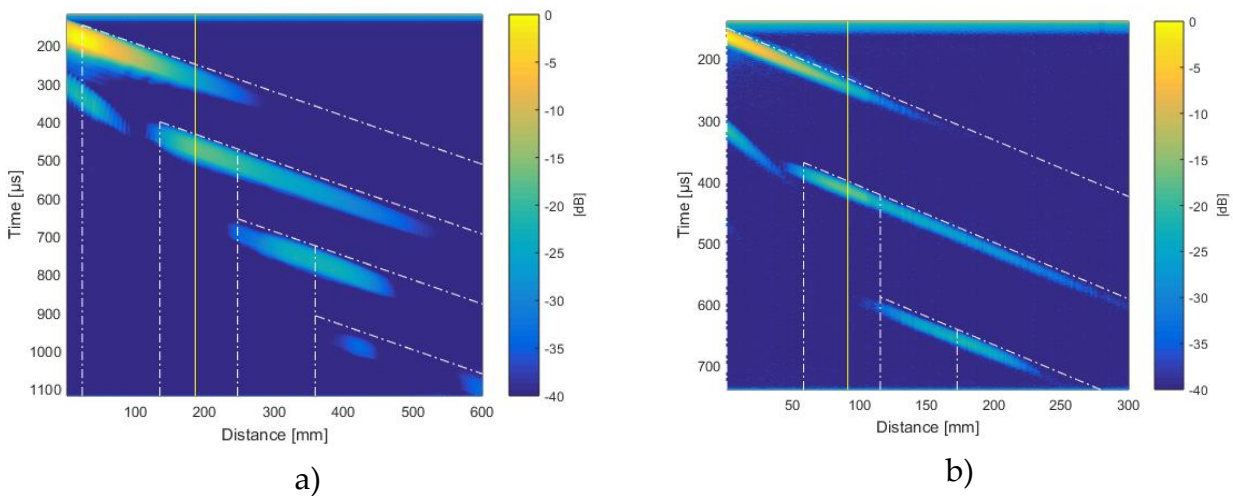
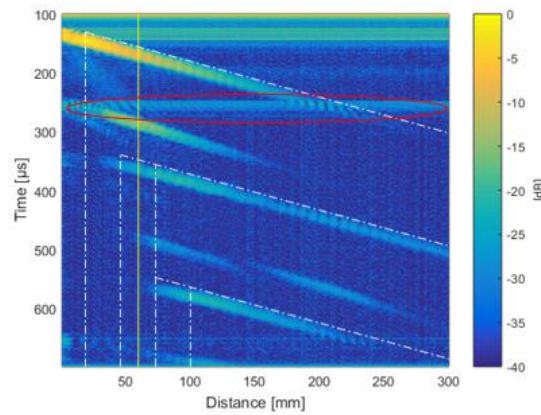


Figure 91: Bscan des enveloppes avec S0 incident sur le bout de plaque à 1,49 MHz.mm, avec repérage de l'arrivée théorique des différents échos en pointillés blancs et schématisation du trajet parcouru par les différents échos reçus

Les résultats obtenus pour les 3 autres modes sont affichés sur la Figure 92. Les balayages faits avec les modes A0 et A1 (Figure 92.a et .b) donnent des résultats tout à fait similaires à l'utilisation du mode S0 : les échos arrivent aux temps et emplacements attendus, et les différentes réflexions dans l'inter-plaque sont observées.







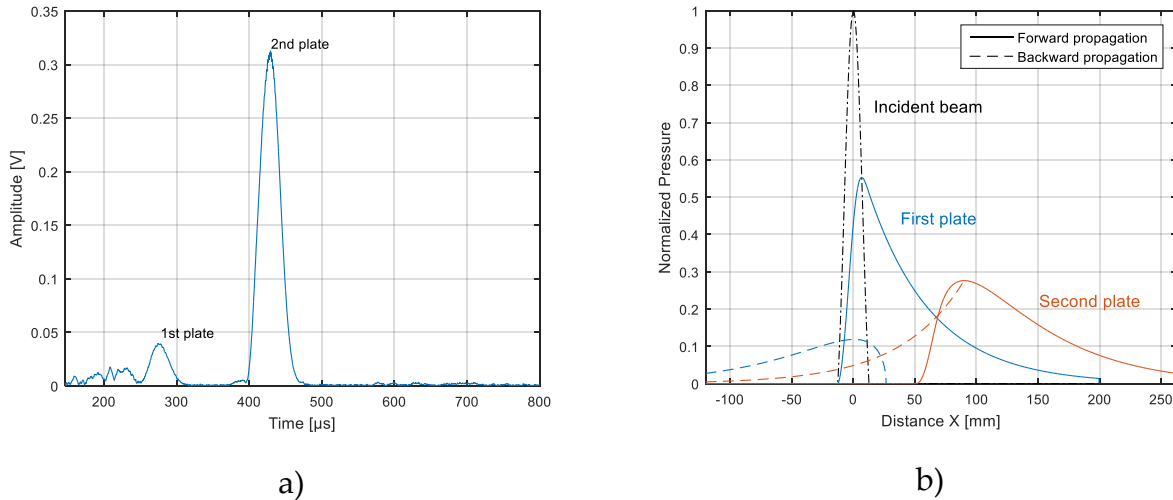
c)

**Figure 92: Bscans des enveloppes pour les modes incidents A0 (a), A1 (b) et S2 (c) sur le bord de deux plaques, avec repérage de l'arrivée théorique des différents échos en pointillés blancs**

Pour le mode S2 sur la Figure 92.c, on observe un aller-retour entre la face avant du traducteur et la plaque : on reçoit le même écho tout le long de la plaque à 150  $\mu\text{s}$  (entouré en rouge). Ce nouvel aller-retour est de nouveau incident sur la plaque à un angle plus élevé que  $\theta_i$  initial ( $11^\circ$  pour S2) et excite le mode A1 (à  $20^\circ$ ). L'identification de A1 a été confirmée par FFT2D. Par la suite, nous ne tiendrons pas compte du mode A1 supplémentaire.

Une difficulté a été de trouver une référence en amplitude pour effectuer des mesures relatives et pouvoir les comparer aux résultats de notre modèle. La première idée serait d'utiliser le maximum de réémission de la première plaque comme référence, car c'est la valeur la plus élevée de nos scans. Mais il n'y a pas que de la réémission d'une LLW dans cet écho, il y a aussi une part de réflexion directe sur l'arête de la plaque. Cette réflexion directe n'étant pas prise en compte dans notre modèle basé sur l'énergie, nous ne pouvons donc pas utiliser cet écho comme référence. Finalement, nous avons choisi des abscisses où les échos de différents chemins acoustiques ne peuvent pas se superposer et avons comparé les amplitudes reçues entre les deux plaques à cette abscisse. Les abscisses choisies sont visualisées sur les Figure 91 et Figure 92 par une ligne jaune verticale. La Figure 93.a détaille l'enveloppe du signal retenu dans le cas du mode S0 ( $x = 90 \text{ mm}$ ), et la modélisation basée sur l'énergie correspondante (Figure 93.b) : le signal choisi est celui qui insonifie le bout de la deuxième plaque au maximum.





**Figure 93 : Enveloppe du signal expérimental choisi dans le cas du mode S0 (a) pour le calcul du niveau en dB reçu entre les deux plaques (indiqué par la ligne jaune sur la Figure 91) et modélisation basée sur l'énergie correspondante (b)**

Le niveau en dB de la deuxième plaque par rapport à la première est calculé par l'équation (4.6) :

$$Niveau_{dB} = 20 \cdot \log \left( \frac{A_{p2}}{A_{p1}} \right), \tag{4.6}$$

avec  $A_{p1}$  et  $A_{p2}$  respectivement les amplitudes maximales reçues par la première et la deuxième plaque à l'abscisse fixée. Les résultats obtenus sont comparés avec les prévisions du modèle basé sur l'énergie dans le Tableau 3, dont une visualisation a été proposée sur la Figure 93.b (le calcul de l'amplitude venant de la première plaque n'est pas affiché). Rappelons que nous n'avons pas besoin de connaître les coefficients de réflexion pour faire ces comparaisons, car il est le même pour les deux échos et n'a donc pas d'effet sur le rapport des amplitudes.

Niveaux en dB	A0	S0	A1	S2
Modèle basé sur l'énergie	8,6	15,4	5,6	-1,8
Expérience	7,5	17,8	3,5	-2

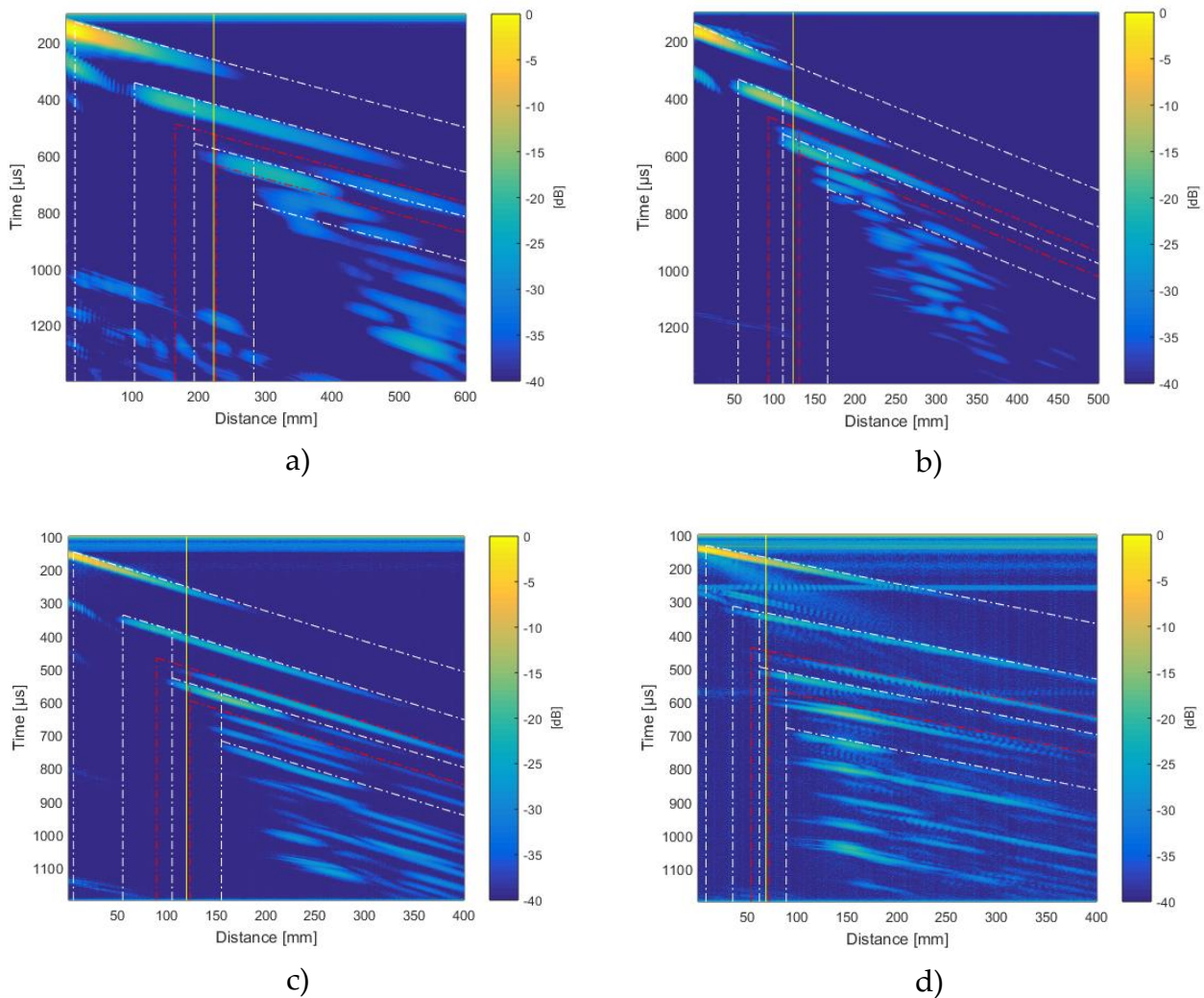
**Tableau 3: Comparaison des niveaux en dB prévus par le modèle basé sur l'énergie et obtenus expérimentalement dans le cas de deux plaques d'épaisseur 8 mm. Le signal expérimental choisi pour le calcul est indiqué par un trait jaune sur les Figure 91 et Figure 92**

**La correspondance est très correcte.** Soulignons toutefois que les points choisis ont pour but de confronter le modèle à l'expérimentation et ne reflète a priori pas les performances de chaque mode par rapport à un autre. En effet les niveaux en dB calculés sont relatifs à l'amplitude venant de la première plaque à l'abscisse sélectionnée, qui change à chaque

fois. L'analyse de la performance de chaque cas sera effectuée en section IV.3.3 où les niveaux maximum venant de la deuxième plaque seront comparés à une amplitude commune.

### IV.3.2.2 Cas de trois plaques de 7,8 mm d'épaisseur

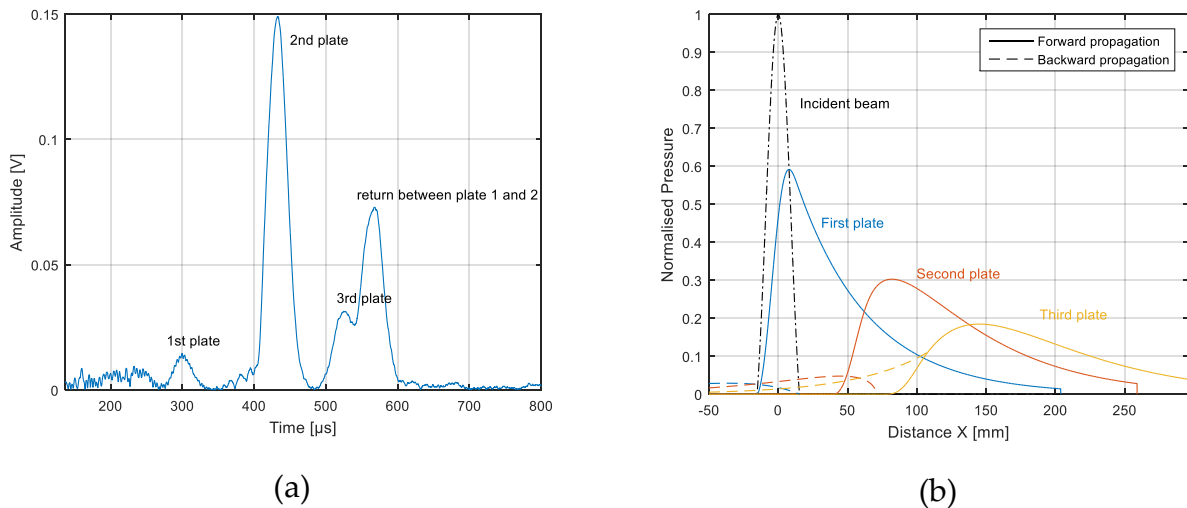
La Figure 94 montre les résultats des quatre modes utilisés sur 3 plaques parallèles et immergées de 7,8 mm d'épaisseur. Comme précédemment, les abscisses et les temps d'arrivées théoriques sont représentés par des lignes blanches pour les deux premières plaques. Les échos issus de la troisième plaque sont repérés par les lignes rouges. L'espacement entre la deuxième plaque et la troisième (90,2 mm) a été choisi plus petit qu'entre la première plaque et la deuxième (132,4 mm, identique au cas de deux plaques) pour que les échos issus de la troisième plaque puissent s'insérer entre les réflexions successives des deux premières plaques.



**Figure 94: Bscan des enveloppes pour les modes incidents A0 (a), S0 (b), A1 (c) et S2 (d) sur le bord de trois plaques d'épaisseur 8 mm. Les arrivées théoriques des différents échos venant des deux premières plaques sont repérées en pointillés blanc, et venant de la troisième plaque en pointillés rouges**

On retrouve les mêmes réflexions successives que dans le cas de deux plaques. **La troisième plaque est toujours détectée**, même si l'écho associé arrive un peu plus loin que l'abscisse prévue : c'est la conséquence de « l'aplatissement » du faisceau de plaque en plaque qui est prise en compte par le modèle basé sur l'énergie et que nous avons déjà quantifié sous le nom de « décalage d'alimentation » ( $\Delta X$ ) page 111. C'est particulièrement visible pour le cas du mode A0 sur la Figure 94.a.

La Figure 95.a montre le signal mesuré dans le cas du mode S0 ( $x = 108 \text{ mm}$ ). L'écho issu de la troisième plaque se détache tout juste du premier aller-retour entre les plaques 1 et 2, mais il est visible et mesurable. Nous avons donc mesuré le niveau en dB de la troisième plaque par rapport à la première pour cette abscisse. La Figure 95.b détaille la modélisation basée sur l'énergie correspondante : on voit que le signal choisi à  $x = 108 \text{ mm}$  n'insonifie pas le bout de la troisième plaque au maximum possible.



**Figure 95: Signal expérimental choisi dans le cas du mode S0 pour le calcul du niveau en dB reçu entre les trois plaques (indiqué par la ligne jaune sur la Figure 94.b) et modélisation basée sur l'énergie correspondante (b)**

L'abscisse de mesure est toujours choisie de manière à ne pas être polluée par les réflexions successives entre plaques. Cela a conduit à choisir une abscisse pour le mode A0 où la troisième plaque n'était pas encore visible. Mais la comparaison avec le modèle basé sur l'énergie a montré que ce comportement était prévu et est dû au faible coefficient de réémission de A0 qui « aplati » spatialement le signal plus que pour le mode S0. Les comparaisons sont détaillées dans Tableau 4.

La correspondance est encore une fois de bonne qualité. Elle montre la possibilité de détection de défaut plan symétrique dans la troisième plaque.

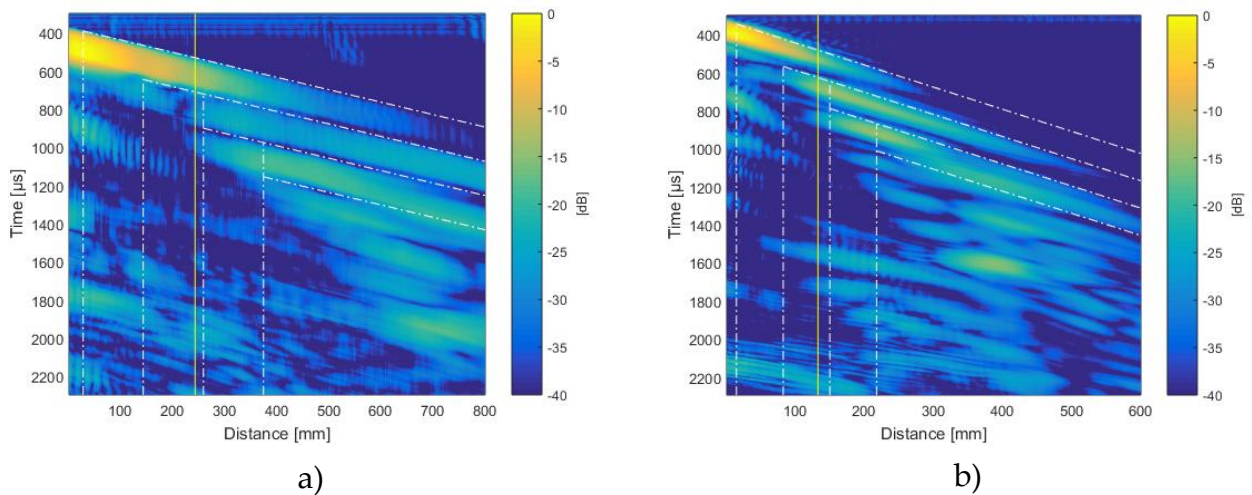
Niveaux en dB	A0	S0	A1	S2
Modèle basé sur l'énergie	-4,13	8,7	-7,3	-37
Expérience	-3,5	7,1	-7,8	< -23

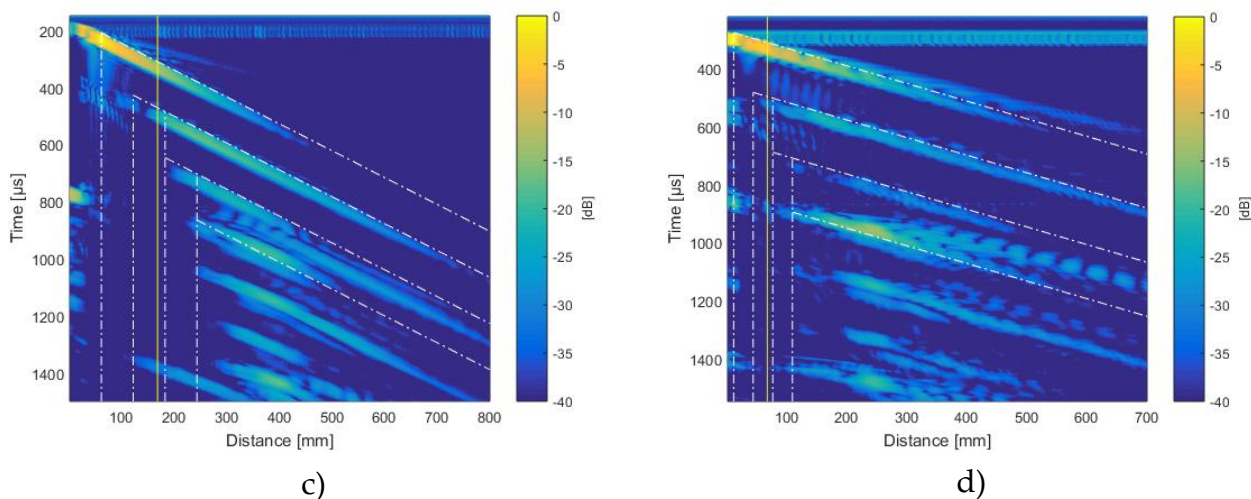
**Tableau 4 : Comparaison des niveaux en dB prévus par le modèle basé sur l'énergie et les expériences dans le cas de trois plaques d'épaisseur 8 mm. Le signal expérimental choisi pour le calcul est indiqué par un trait jaune sur la Figure 94**

### IV.3.2.3 Cas de deux plaques de 20 mm d'épaisseur

Enfin nous avons voulu réaliser une série d'expériences à une échelle d'épaisseur plus représentative des épaisseurs de la cuve d'ASTRID (environ 40 mm) avec des plaques d'épaisseur 20 mm séparées de 150 mm d'eau. Ce changement d'épaisseur nous a contraint à baisser la fréquence utilisée pour conserver la gamme de produits fréquence-épaisseur visée. Ainsi la durée temporelle des signaux envoyés a-t-elle augmentée.

Les résultats pour les quatre modes sont présentés sur la Figure 96. Le mode A0 (figure 92.a) n'a pas été exploitable, car la durée temporelle de son signal est trop longue par rapport à la distance inter-plaque et les échos venant de la première et de la deuxième plaque ne sont pas bien résolus temporellement et interfèrent.





**Figure 96: Bscan des enveloppes pour les modes incidents A0 (a), S0 (b), A1 (c) et S2 (d) sur le bord de deux plaques d'épaisseur 20 mm. Les arrivées théoriques des différents échos venant des deux premières plaques sont repérées en pointillés blancs**

Pour A0 et S0, les essais ont pu être réalisés avec deux transducteurs de 100 kHz de diamètres différents (50 mm et 100 mm de diamètre). Comme détaillé dans la section IV.2.1.3.2 page 118, les échos reçus ont une plus grande amplitude pour le diamètre plus élevé. Les comparaisons sont données dans le Tableau 5. Les niveaux mesurés expérimentalement sont systématiquement plus faibles de quelques dB que ceux prévus par le modèle. **Mais les tendances sont bien prévues.**

Niveaux en dB	A0 Ø50	A0 Ø100	S0 Ø50	S0 Ø100	A1	S2
Modèle basé sur l'énergie	-6,1	-4,25	1,0	1,0	-8,5	-21
Expérience	/	/	-3,2	-0,2	-10,5	-24,2

**Tableau 5: Comparaison des niveaux en dB prévus par le modèle basé sur l'énergie et les expériences dans le cas de deux plaques d'épaisseur 20mm. Le signal expérimental choisi pour le calcul est indiqué par un trait jaune sur les Figure 96**

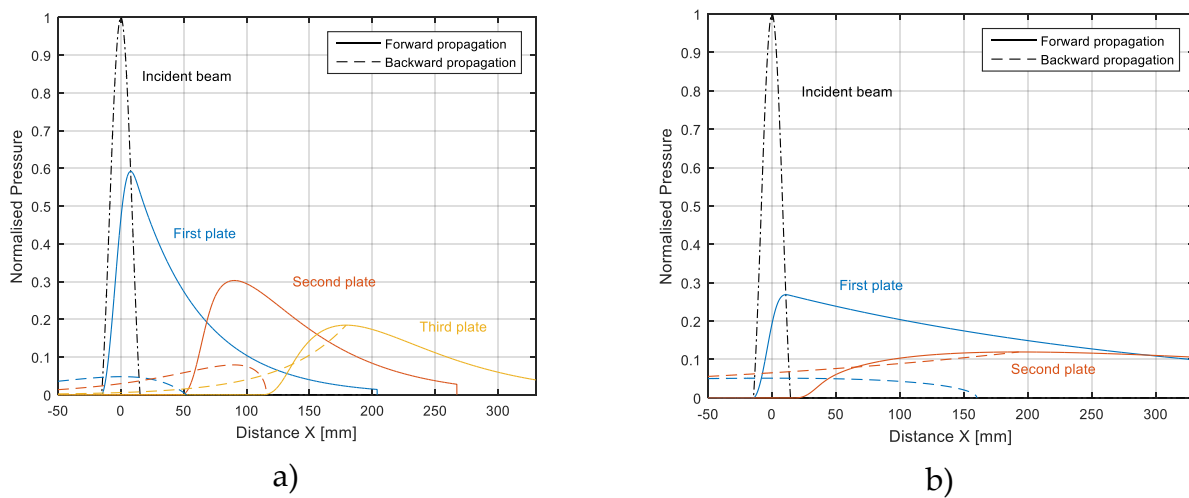
### IV.3.3 Choix de la meilleure configuration

Dans la partie précédente, nous avons vu que les niveaux des échos expérimentaux reçus sont assez bien décrits par le modèle basé sur l'énergie. Mais les mesures sur les plaques de dimensions finies étaient perturbées par les différentes réflexions successives entre les plaques et sur leurs bords. Ces perturbations n'ont pas lieu dans le cas d'une première plaque infinie sans défaut et d'une deuxième plaque avec défaut, car il n'y a rien qui pourrait réfléchir les échos dans la première plaque.



Nous allons donc utiliser le modèle basé sur l'énergie pour s'affranchir des dimensions trop restreintes des plaques à disposition. Chacun des cas présentés précédemment a donc été simulé en tenant compte du type de traducteur disponible pour les essais. Les paramètres d'entrées du modèle sont : le coefficient d'atténuation par réémission (qui gouverne la répartition de l'énergie entre les plaques), le diamètre du traducteur, la fréquence utilisée et l'angle d'incidence (qui déterminent le faisceau incident).

Comme montré sur la Figure 97, nous avons simulé le trajet aller-retour et mesuré la pression émise par la dernière plaque. Cette pression est normalisée par rapport à l'amplitude maximale du faisceau incident afin de pouvoir comparer les différents modes entre eux.



**Figure 97 : Modèle basé sur l'énergie appliqué au cas de 3 plaques d'épaisseur 8 mm avec le mode S0 (a) et au cas de 2 plaques d'épaisseur 20 mm avec le mode S2 (b)**

Ainsi un nouveau niveau en dB est calculé entre la pression reçue et le maximum de pression incidente en entrée. Les résultats sont détaillés dans le Tableau 6 :

Niveau en dB absolu	A0	S0	A1	S2
Deux plaques 7,8 mm	-21,2	-17,7	-20,8	-22,7
Trois plaques 7,8 mm	-29,9	-26,4	-29,4	-31,4
Deux plaques 20 mm	-21,6	-18,2	-23,8	-25,8

**Tableau 6: Comparaison des performances d'insonification des différents modes utilisés**

Dans les trois cas étudiés ici, le plus performant des modes est le mode S0. Cette performance ne prend en compte que la transmission (aller et retour) et non la réflexion sur un défaut. Si le mode A1 est plus sensible au défaut que le mode S0, il est possible que le mode A1 soit alors le plus performant. Mais si le type de défaut recherché est connu (principe du CND) ses dimensions ne sont pas connues a priori, et nous allons étudier dans la partie suivante les conséquences que cela peut avoir.

## IV.4 APPLICATION À LA DÉTECTION DE DÉFAUTS PLANS DÉBOUCHANTS

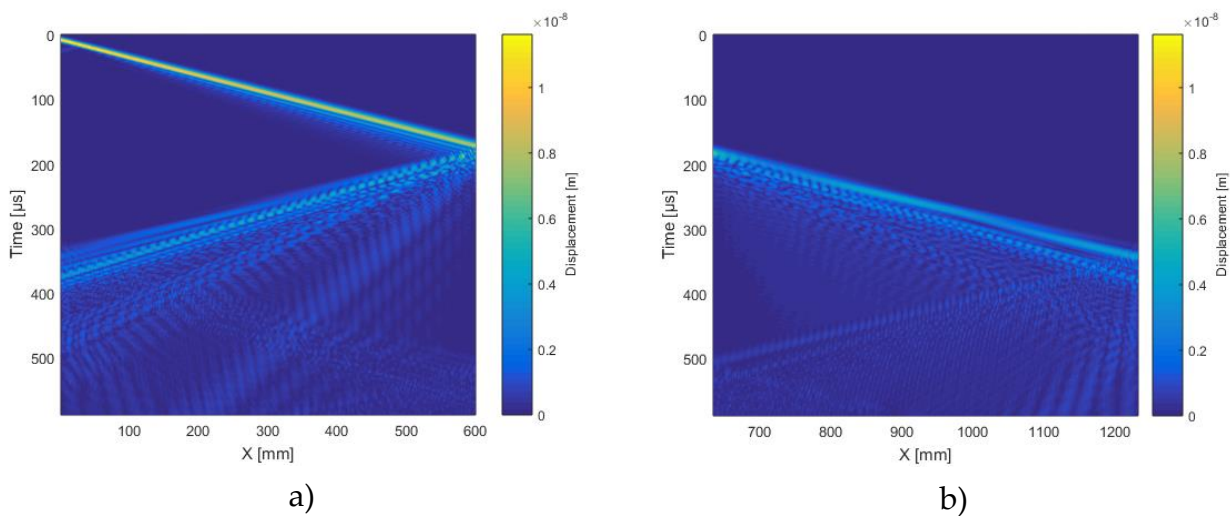
Nous allons maintenant étudier le cas de deux défauts (théoriques) non symétriques et débouchants (non traversants) : la rainure profonde de la moitié de l'épaisseur de la plaque et la rainure profonde jusqu'au tiers de l'épaisseur.

Nous allons tout d'abord considérer quelques éléments sur la réflexion d'un mode incident sur ce type de défaut et sur les créations de modes associés. Puis les résultats des essais effectués seront présentés, en commentant comment les défauts sont détectés derrière une (ou des) plaque(s) saine(s) positionnée(s) devant la plaque comportant le défaut usiné.

### IV.4.1 Étude de la réflexion

Nous souhaitons calculer ici le coefficient de réflexion d'un mode de Lamb sur le défaut non symétrique étudié. Comme pour les simulations précédentes, les simulations des modes S0 et S2 ne seront pas plus exploitables. Restent celles des modes A0 et A1 incidents.

Un exemple de simulation par éléments finis est donné sur la Figure 98 pour le mode A1 incident sur la rainure de profondeur  $e/2$  autour de 3 MHz.mm dans le cas d'une plaque seule avec défaut. Cette fois-ci le défaut n'est plus symétrique par rapport au plan médian de la plaque et tous les modes symétriques et antisymétriques sont donc potentiellement observables après l'interaction avec le défaut.



**Figure 98: Bscan des enveloppes pour A1 incident autour de 3MHz.mm sur une rainure profonde de  $e/2$  : signaux incidents et réfléchis (a) et signaux transmis (b)**

On observe une superposition de modes qui sont créés au niveau du défaut. Le calcul des



coefficients de réflexions devient alors impossible, car ces modes se propagent à des vitesses très hétérogènes. Ceux qui possèdent les plus importantes vitesses de groupe sont déjà de retour sur l'extrémité gauche de la plaque ( $x = 0$ ) et s'y réfléchissent, alors que les modes les plus lents n'en sont pas encore à la moitié. Les modes les plus rapides se propagent alors à nouveau vers les  $x$  croissants après réflexion et leur contribution dans la FFT2D sera indissociable de la contribution du faisceau incident. On ne peut pas tronquer les données de manière à éviter cette réflexion indésirable : alors les modes plus lents seraient sous-évalués dans la FFT2D car leur propagation retour aura été loin d'être complète. Le même phénomène se produit pour les signaux transmis et empêche de calculer les coefficients de transmission.

Après l'envoi du signal initial, la condition limite appliquée au côté gauche a été modifiée de manière à atténuer la future réflexion indésirable (passage de la condition « constraint displacement » à « low reflecting boundary »), mais avec un effet limité comme montré sur Figure 98.a.

## IV.4.2 Expérimentation

Les simulations par élément finis n'ont pas pu être exploitées car les vitesses de groupe en jeu sont trop hétérogènes. Expérimentalement, nous nous plaçons en bande fréquentielle resserrée, ce qui nous affranchi déjà d'une bonne partie des composantes observées sur la Figure 98 en large bande. De plus, le traducteur émetteur est incliné de manière à générer un seul mode, et il écouterait donc principalement la réflexion de ce mode là car les autres arriveront sur lui avec un angle différent. Par l'expérience, nous devrions donc observer principalement le retour du mode envoyé et il est probable que les conversions de modes ne seront pas visibles du tout.

### IV.4.2.1 Configuration expérimentale

Une plaque de 7,8 mm d'épaisseur utilisée dans les chapitres précédents a été usinée. Les deux rainures ajoutées sont présentées sur la Figure 99.a : elles sont respectivement profondes de  $e/2$  et de  $e/3$  et larges de 2 mm. Leur longueur a été choisie plus grande que le diamètre du faisceau acoustique incident afin de se placer dans le cas d'un défaut de longueur infinie et éviter la création de modes SH (*shear horizontal*). Ce type de modes a été très peu abordé dans cette thèse car il est purement transverse horizontal, c'est-à-dire sans composante  $u_y$  qui permet de transmettre de l'énergie dans le fluide. Nous ne l'étudions donc pas pour l'instant, mais il sera à considérer si le défaut n'est plus plan ou plus petit que le diamètre du faisceau acoustique (Diligent et al. 2002) ou que le faisceau rencontre le défaut de manière oblique (Stévenin, Lhémy, et Grondel 2017; Santhanam et Demirli 2012).

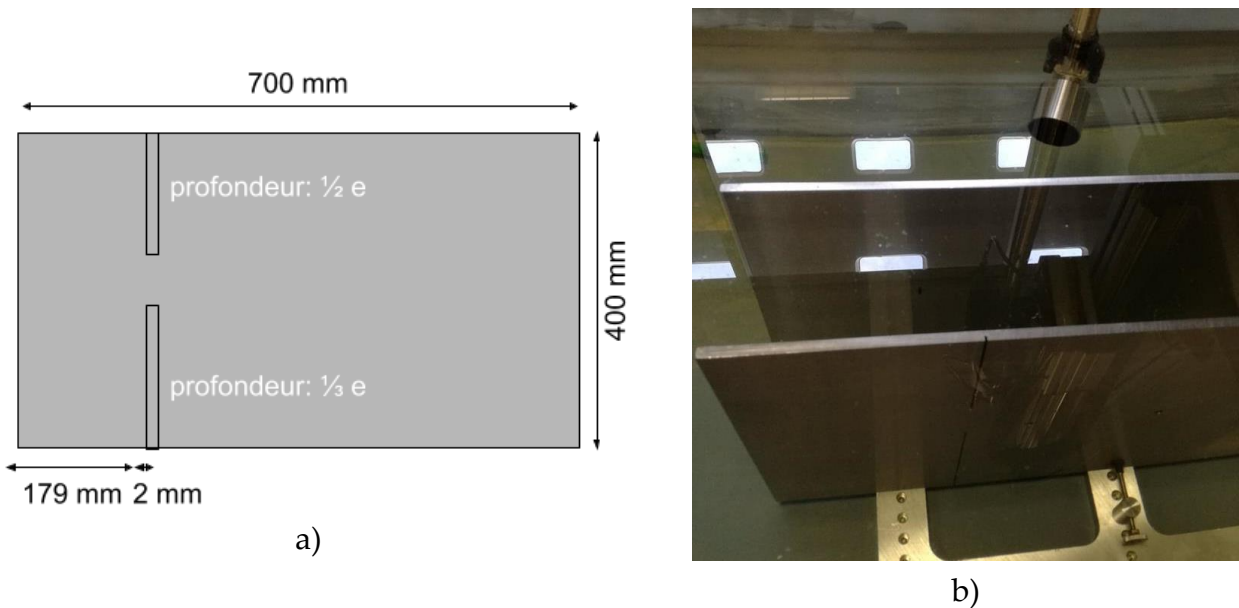


Figure 99: Schéma (a) et photo (b) de la position des rainures usinées sur la plaque d'épaisseur 8 mm

Le déroulement de l'expérience est identique par rapport à celui avec les plaques saines inspectées dans la partie précédente : le transducteur émetteur/récepteur effectue un balayage le long de l'axe X, à différentes altitudes selon la rainure visée. La Figure 99.b montre le montage avec la plaque usinée située derrière une plaque saine, c'est-à-dire en position de seconde plaque.

Les expériences ont été conduites pour la plaque usinée seule, puis en position de seconde plaque et enfin en position de troisième plaque. Les distances entre plaques sont identiques au cas sain : 132,4 mm pour le cas de deux plaques, et la troisième plaque est à 90,2 mm de la deuxième plaque.

#### IV.4.2.2 Cas de la plaque usinée de 7,8 mm seule

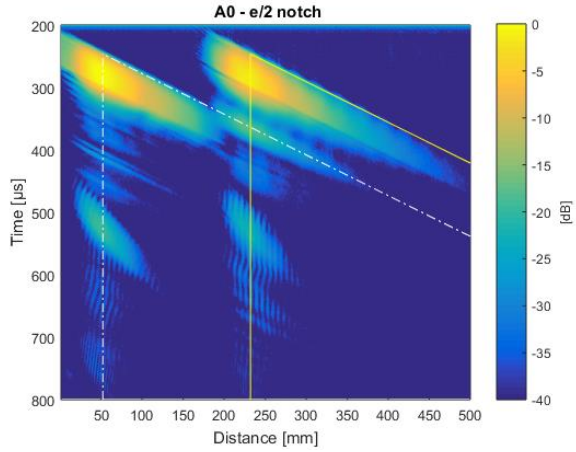
Ces essais ont d'abord pour objectif de déterminer si la création d'autres modes que le mode incident peut être observée avec notre transducteur immergé. Ce dernier est orienté pour générer le mode sélectionné et donc écoutera préférentiellement le retour de ce mode car les autres modes seront réémis dans des directions différentes.

Les résultats sont présentés sur la Figure 100 pour les quatre modes incidents déjà utilisés dans la partie précédente : A0, S0, A1 et S2. Nous nous sommes réglés sur le maximum d'amplitude de l'écho du bord de plaque dont l'arrivée est symbolisée par des lignes blanches pointillées. L'arrivée théorique de l'écho venant de la rainure est ensuite signalée par deux traits jaunes. On observe que la rainure est détectée dans tous les cas au bon endroit.

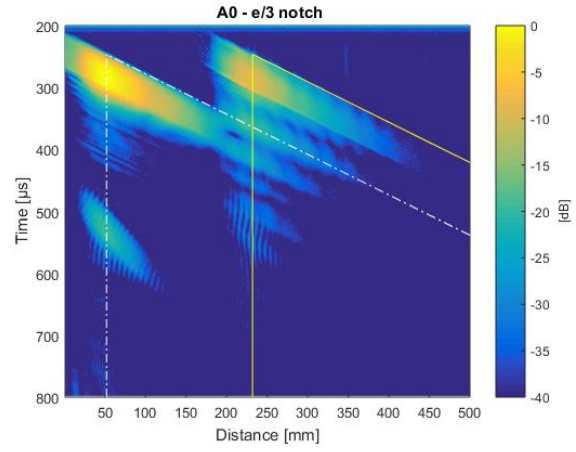
De manière générale, la rainure de profondeur  $e/2$  est mieux détectée que la rainure de profondeur  $e/3$ , ce qui est logique compte tenu de la surface de réflexion plus importante pour la rainure de profondeur  $e/2$ . Notons que pour les deux modes symétriques utilisés

(S0 et S2), la différence est beaucoup plus marquée entre les deux types de rainures.

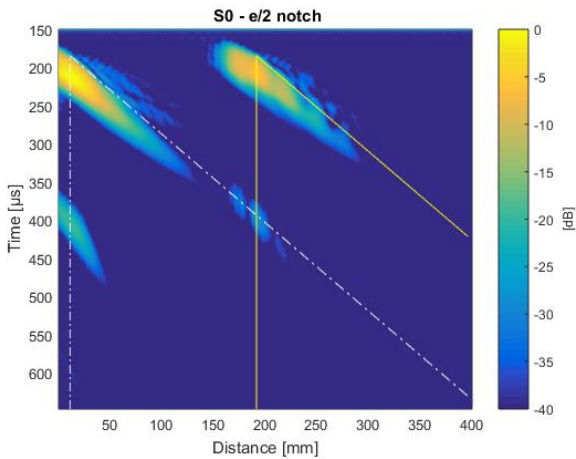
Les créations de modes autres que le mode incident ne sont pas observées, sauf pour le mode S2 (Figure 100.g et .h) où on peut voir différentes vitesses de groupe après réflexion, que ce soit sur le bord de plaque ou sur la rainure. Mais les signaux mesurés sont en dessous de -20dB et ont tendance à se fondre dans le bruit, ce qui empêche une analyse plus poussée.



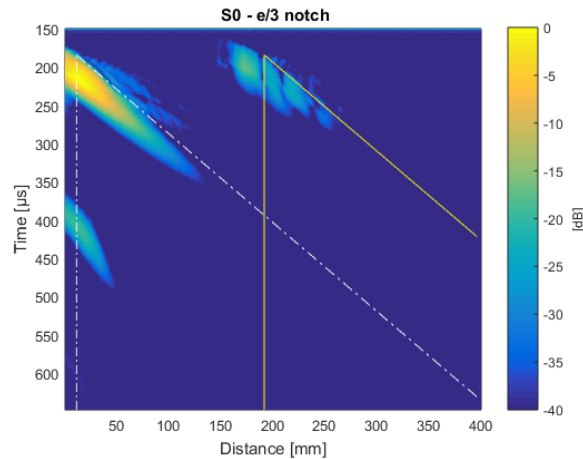
a)



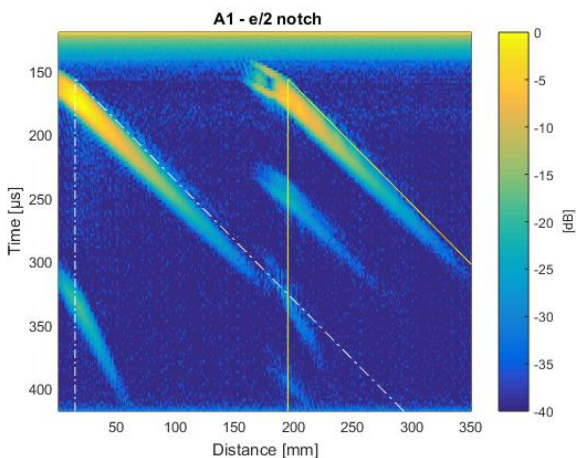
b)



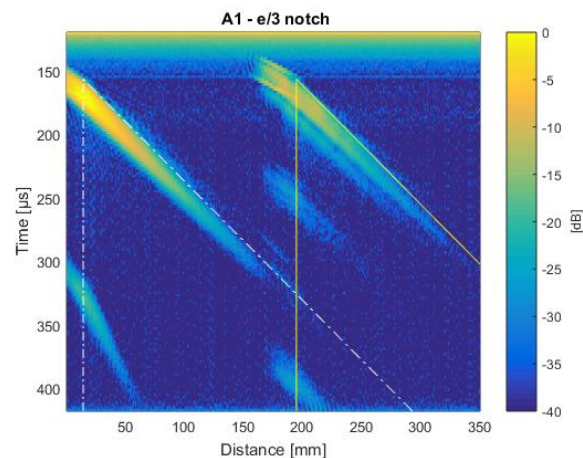
c)



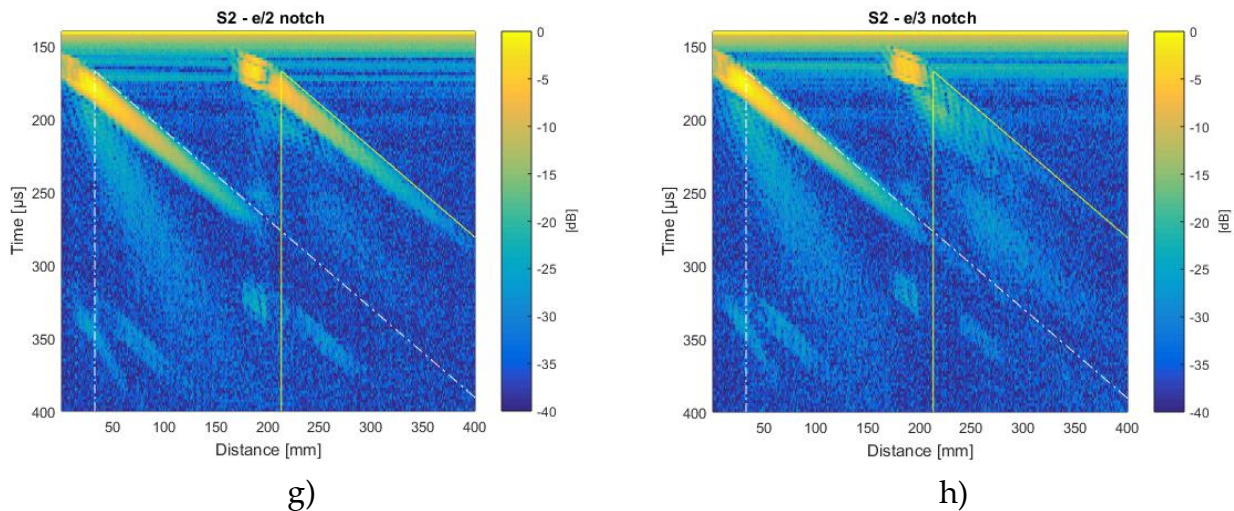
d)



e)



f)



**Figure 100: Bscans des enveloppes pour la plaque usinée seule : mode A0 (a et b), S0 (c et d), A1 (e et f) et S2 (g et h). Les résultats sur la rainure à  $e/2$  sont présentés à gauche et ceux pour la rainure à  $e/3$  à droite. Les modes A0 et S0 sont obtenus pour un scan côté non débouchant, et A1 et S2 pour un scan côté débouchant**

L'autre objectif de cette expérience était de constater les différences engendrées par le choix du côté contrôlé, selon que la plaque présente la face avec la rainure débouchante ou pas. Les quatre premiers scans présentés sur la Figure 100 ont été obtenus du côté non débouchant (pour les modes A0 et S0) et les quatre derniers du côté débouchant (pour A1 et S2). Dans le cas débouchant, on observe les échos spéculaires des arêtes de la rainure qui se superposent au début de la réémission de la LLW et qui aident à la localisation du défaut (notamment pour S2 et la rainure à  $e/3$ ).

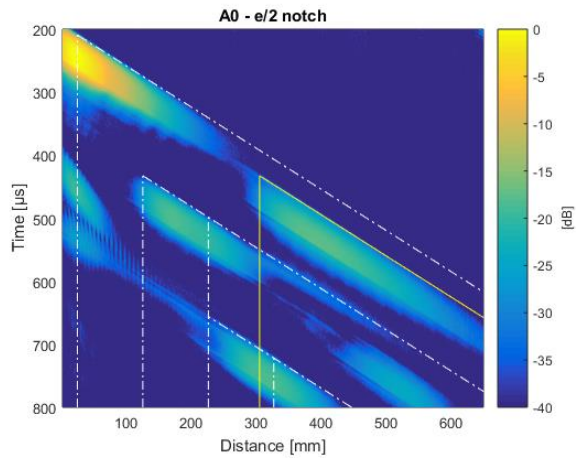
Nous avons décidé pour la suite de nous placer du côté où le défaut n'est pas débouchant pour éviter d'être perturbé par les échos spéculaires des arrêtes. C'est-à-dire que nous observons uniquement le champ de réémission des LLW. Tous les autres résultats seront donc présentés pour des scans du côté non débouchant, comme sur la photo de la Figure 99.b.

#### IV.4.2.3 Cas de deux plaques de 7,8 mm d'épaisseur

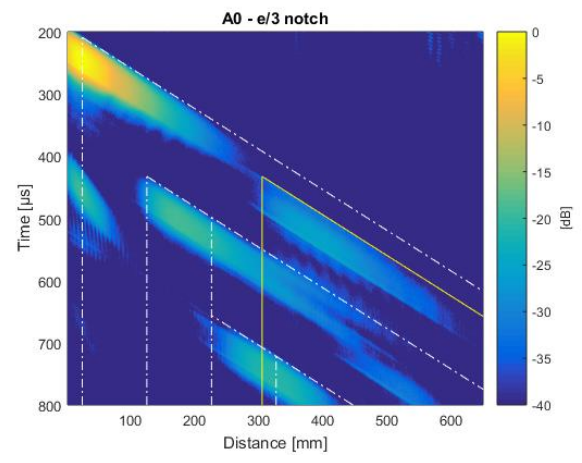
Nous avons ensuite rajouté une plaque de même épaisseur devant la plaque usinée et fait les mêmes scans du côté non débouchant. Les résultats sont présentés sur la Figure 101 dans le même formalisme que précédemment.

On constate ici aussi que la réflexion sur la rainure à  $e/3$  est très faible pour les modes symétriques incidents. Dans le cas de S2, la rainure à  $e/2$  est détectable, mais la rainure à  $e/3$  ne l'est presque pas, l'écho étant en grande partie noyé dans le bruit.

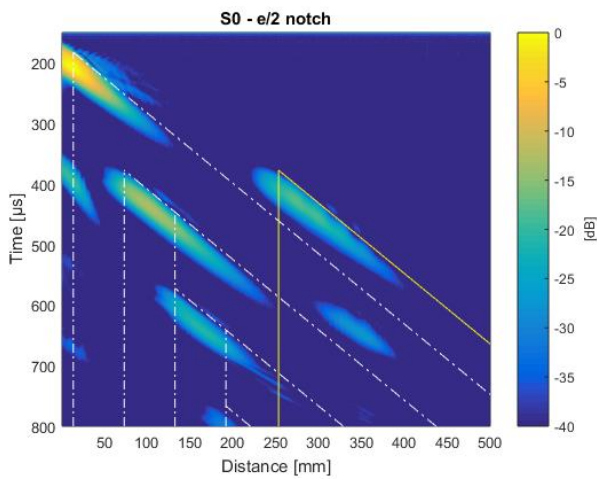




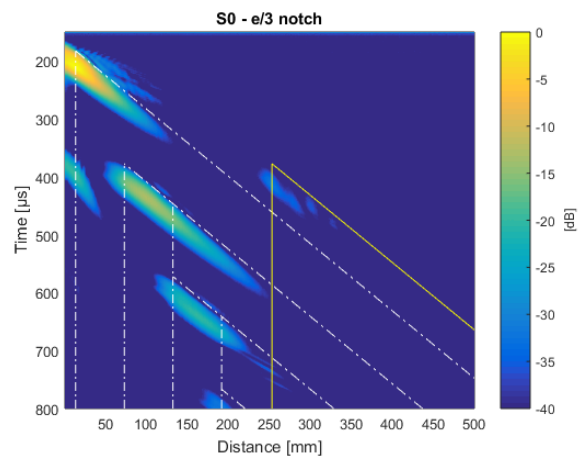
a)



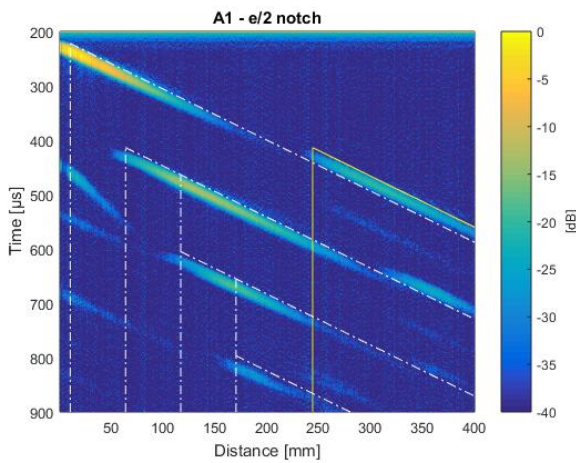
b)



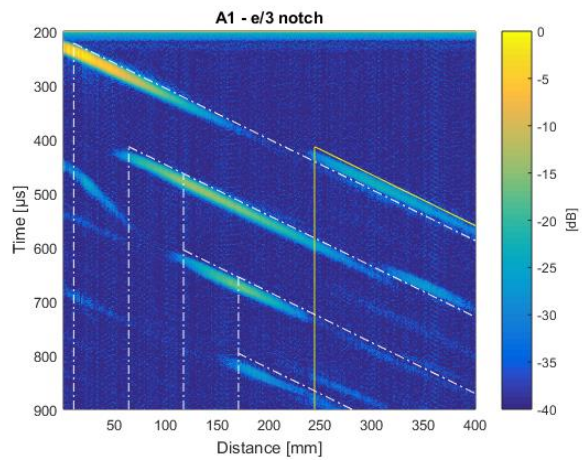
c)



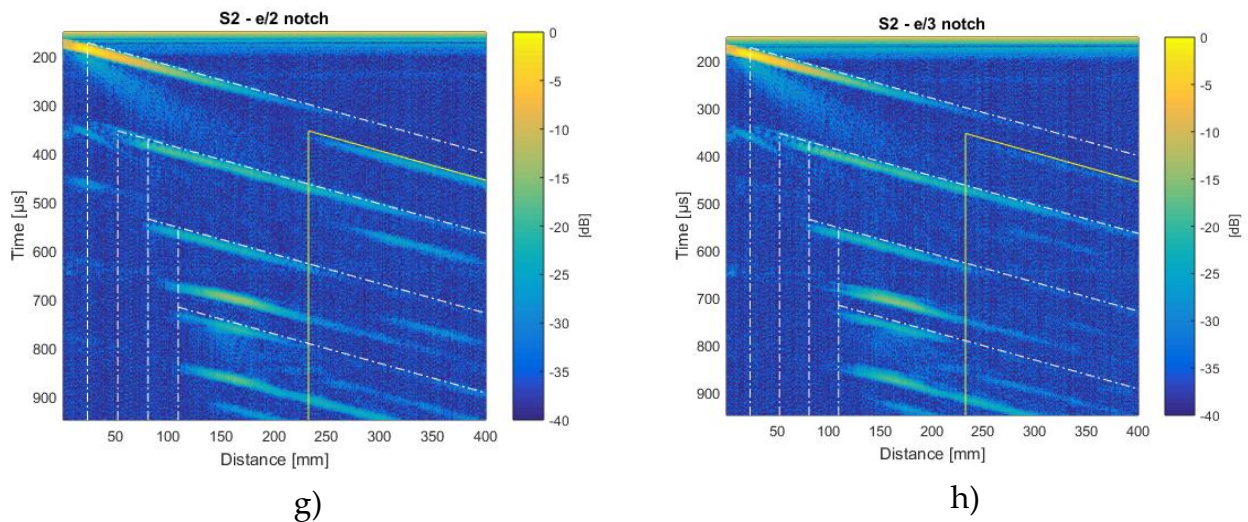
d)



e)



f)



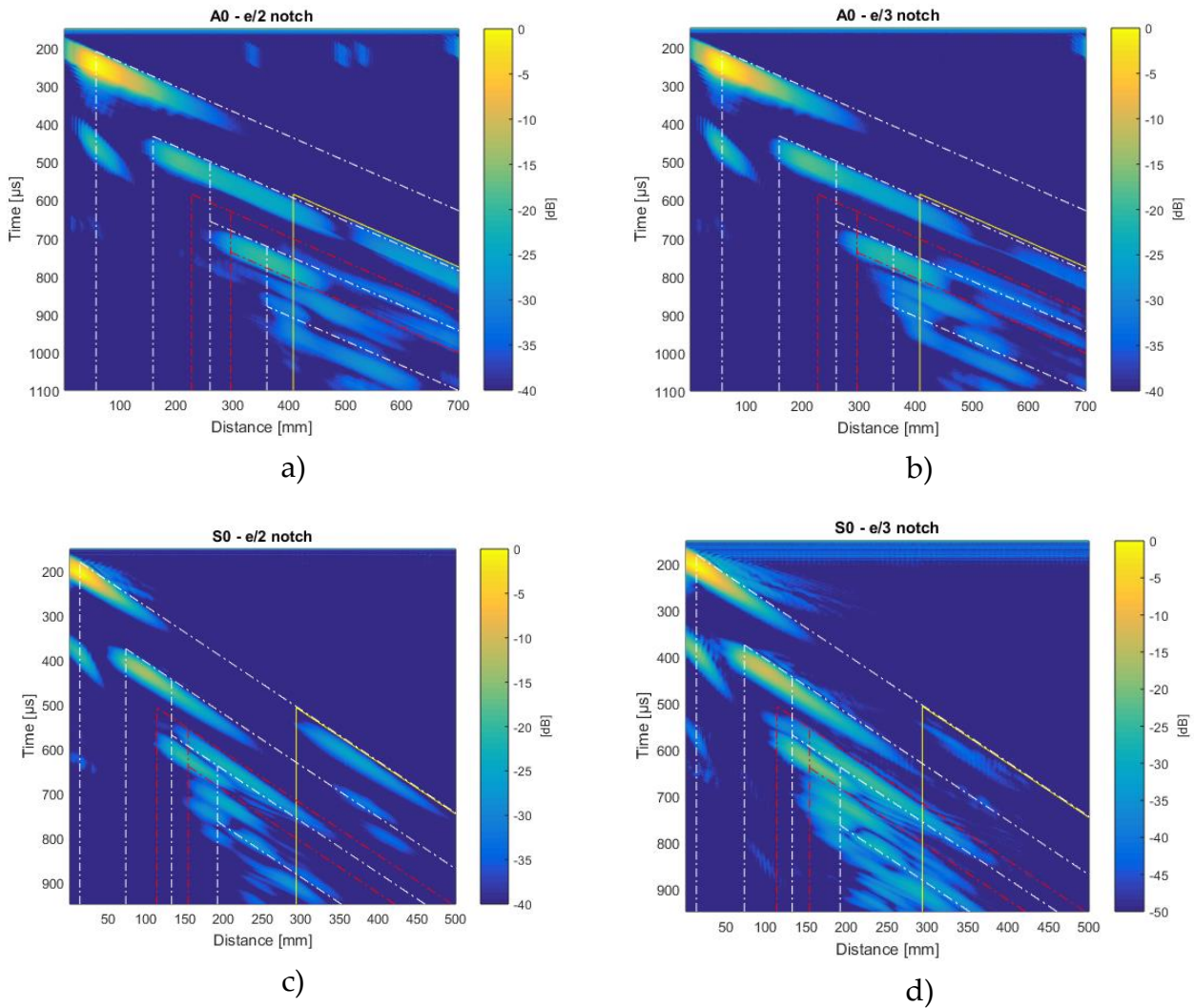
**Figure 101: Bscans des enveloppes pour la plaque usinée en seconde position : mode A0 (a et b), S0 (c et d), A1 (e et f) et S2 (g et h). Les résultats sur la rainure à  $e/2$  sont sur le côté gauche et ceux pour la rainure à  $e/3$  à droite. Tous les scans ont été fait du côté non débouchant de la rainure**

Nous avons vu précédemment que le mode qui permet la meilleure insonification de la deuxième plaque est le mode S0 (voir IV.3.3). Mais **pour la rainure de profondeur  $e/3$ , les résultats sont meilleurs avec les modes A0 et A1 car la réflexion de S0 sur ce défaut est très mauvaise.** Il est donc important d'utiliser plusieurs modes de Lamb différents pour inspecter convenablement notre système, comme dans (Prado et al. 2013).

#### IV.4.2.4 Cas de trois plaques de 7,8 mm d'épaisseur

Enfin nous avons fait le même essai avec la plaque usinée positionnée en troisième position. Les résultats sont présentés sur la Figure 102 avec l'arrivée théorique du bord de la troisième plaque visualisée par des traits rouges. Les modes A1 et S2 n'ont pas été testés, nous nous sommes concentrés sur les modes A0 et S0.

Dans le cas du mode A0, l'écho de la rainure arrive théoriquement en même temps que l'écho du bord de la deuxième plaque. La rainure n'est donc pas détectable, mais soulignons que cet écho est dû à la dimension réduite de notre montage. Cela ne serait pas observé si les plaques étaient plus longues (comme ce sera le cas pour ASTRID).



**Figure 102: Bscans des enveloppes pour la plaque usinée en troisième position : mode A0 (a et b) et S0 (c et d). Les résultats sur la rainure à  $e/2$  sont sur le côté gauche et ceux pour la rainure à  $e/3$  à droite. Tous les scans ont été fait du côté non débouchant de la rainure**

Enfin la rainure de profondeur  $e/2$  est bien observée dans la troisième plaque pour le mode S0 incident. Mais la rainure de profondeur  $e/3$  n'est plus vraiment observée : pour pouvoir la distinguer, nous avons modifié l'échelle de couleur de -40dB à -50dB (écho situé à -45dB).

## IV.5 CONCLUSIONS

Ce chapitre a permis d'introduire la délicate thématique des interactions entre ondes de Lamb et défaut. Quelques éléments de bibliographie ont été présentés, puis nous avons proposé une méthodologie pour calculer le coefficient de réflexion d'une LLW sur un défaut quelconque dans une plaque immergée. Cette méthodologie s'est ensuite heurtée à deux obstacles : la difficulté à générer un unique mode de Lamb dans une plaque sur une large bande fréquentielle tout d'abord, puis les fortes différences de vitesse de groupe des modes qui sont excités au niveau du défaut.



Parallèlement, nous avons identifié et analysé les zones d'insonification (où la LLW se propage avec le maximum d'amplitude) pour deux plaques en utilisant des simulations par éléments finis et la modélisation basée sur l'énergie. Nous avons détaillé la sensibilité des transferts d'énergie de plaque en plaque aux différents paramètres d'influence : l'épaisseur des plaques, l'atténuation par réémission, le diamètre du traducteur utilisé, l'angle d'incidence et la vitesse de phase. Nous avons sélectionné quatre couples {mode, fréquence} pour les modes A0, S0, A1 et S2 qui sont optimisés pour transmettre le maximum d'amplitude dans les plaques éloignées. **Les essais réalisés ont confirmé les amplitudes de réponse calculées en utilisant notre modèle basé sur l'énergie.**

Enfin, nous avons mis en évidence que le couple {mode, fréquence} qui offre la meilleure insonification (le mode S0 à 3,49 MHz.mm) peut échouer à détecter une rainure débouchante dans une deuxième plaque, quand d'autres modes le permettent (A0 et A1). Pour pouvoir conclure sur l'intégrité d'une structure, il est donc important de l'inspecter avec plusieurs modes sensibles aux différentes géométries de défaut. Dans ces conditions, **nous avons montré qu'un défaut dans un système allant jusqu'à trois plaques parallèles était détectable et positionnable.**

Il est encore possible d'améliorer la modélisation par éléments finis de la réflexion sur un défaut plan. Pour favoriser l'excitation d'un unique mode de Lamb en début de simulations, nous pourrions par exemple lancer des simulations sur une bande fréquentielle plus resserrée. Ainsi, le profil des déplacements excité à la fréquence centrale aura plus de chance d'être pertinent sur toute la bande passante utilisée. Une autre méthode consisterait à faire les simulations dans le domaine fréquentiel en adaptant le profil des déplacements imposés pour chaque fréquence (possible en utilisant l'interface Comsol with Matlab©). Le passage dans le domaine temporel peut ensuite se faire par transformée de Fourier inverse. Il serait alors possible d'exciter un mode de Lamb pur sur une large plage de fréquence. Dans tous les cas, il restera le problème des fortes différences de vitesse de groupe. Il faudra probablement se restreindre à calculer le coefficient de réflexion du mode incident sur lui-même (par exemple  $R_{A0 \rightarrow A0}$ ), ou bien du mode incident sur les modes qui possèdent les vitesses de groupe parmi les plus importantes.



## CONCLUSION GÉNÉRALE

---

Le but du présent travail de thèse était d'évaluer la possibilité de propager des ondes de Lamb vers l'intérieur d'une cuve remplie de sodium liquide, tout en les générant depuis l'extérieur, et d'étudier leur capacité à détecter et localiser de potentiels défauts.

L'étude de la bibliographie nous a renseigné sur la manière dont les ondes de Lamb se propagent dans une unique plaque avec leur caractère dispersif (vitesse de phase et de groupe fonctions de la fréquence) et leur atténuation due à la réémission. Nous avons aussi identifié deux méthodes pour mesurer les vitesses des ondes de Lamb : la transformée de Fourier 2D (FFT2D) pour la vitesse de phase et la représentation temps-fréquence pour la vitesse de groupe. L'utilisation de la FFT2D pour mesurer l'atténuation est possible, mais cela n'avait pas encore été fait avec une technique temps-fréquence et c'est cette dernière qui permet de mesurer l'atténuation apparente dans une deuxième plaque.

Nous avons pu valider expérimentalement ces méthodes de mesures dans le cas d'une plaque avec propagation multimodale. En ce qui concerne la génération des *Leaky Lamb Waves* (LLW), l'utilisation d'un faisceau acoustique incident oblique a été étudiée en détail. Cette étude a confirmé que les modes de Lamb ne sont pas tous excités dans les mêmes proportions par un faisceau incident : certains modes sont plus couplés au fluide que d'autres et peuvent être excités (de manière parasite, non négligeable, en plus du mode visé) par les lobes secondaires (pourtant de faible amplitude) générés par un transducteur immergé. La propagation multimodale qui en résulte réémet dans le fluide un champ acoustique zébré d'interférences. Pour limiter cet effet et favoriser l'excitation d'un unique mode de Lamb, nous nous sommes concentrés sur les LLW ayant le plus fort coefficient d'atténuation par réémission, car ce sont les modes les plus facilement excitables avec un faisceau acoustique incident.

Nous avons également étudié la propagation des LLW dans le cas de deux plaques parallèles immergées. Nous avons confirmé que les modes de Lamb se transmettent de plaque en plaque sans changement de modes pour des plaques de même épaisseur, et avons détaillé le processus de changement de mode dans le cas de plaques d'épaisseurs différentes.

La mesure de l'atténuation dans la seconde plaque a montré que la LLW qui s'y propage est continuellement alimentée par la réémission de la première plaque. Ceci entraîne un résultat à prendre à compte : l'atténuation apparente de chaque plaque n'est plus identique, elle est plus faible dans la deuxième plaque que dans la première plaque. Cet

échange d'énergie a été quantifié par un modèle théorique simple qui a été validé par des simulations et des expérimentations.

Nous avons ensuite poussé le raisonnement plus loin en montrant que les plaques peuvent réémettre successivement et s'alimenter l'une et l'autre plusieurs fois le long de la propagation. Nous avons théorisé et observé ces réflexions successives en créant des interférences constructives et destructives dans la deuxième plaque.

Enfin nous avons validé expérimentalement l'application du modèle basé sur l'énergie pour prévoir la propagation aller-retour d'une LLW dans un système de  $n$  plaques. En particulier les effets des différents paramètres en jeu (l'épaisseur des plaques, l'atténuation par réémission, le diamètre du traducteur utilisé, l'angle d'incidence et la vitesse de phase) ont pu être découplés et leurs effets étudiés un par un.

Ceci nous a amené à sélectionner quatre couples {mode, fréquence} qui sont optimisés pour se propager de plaque en plaque : le mode A0 à 1,3 MHz.mm, le mode S0 à 2,5 MHz.mm, le mode A1 à 4,7 MHz.mm et le mode S2 à 4,9 MHz.mm. De plus ces quatre couples {modes, fréquences} présentent l'avantage certain de se propager de manière peu dispersive.

Nous avons ainsi montré expérimentalement qu'une rainure (représentant un défaut débouchant en surface) située dans la deuxième ou troisième plaque peut être détectée, notamment si on choisit un mode qui sollicite en particulier les zones proches des surfaces de la plaque.

Le dernier volet de l'étude porte sur la réflexion d'une LLW avec un défaut : nous avons présenté quelques éléments de bibliographie et calculé quelques coefficients de réflexion en utilisant des simulations par éléments finis.

Il reste encore des progrès à faire dans l'étude de la propagation, de la réémission et de la transmission des ondes de Lamb en vue du Contrôle Non Destructif de structures de réacteurs nucléaires immergées en sodium liquide. À la suite de ce travail de thèse, nous proposons essentiellement deux perspectives.

Un premier axe serait la prise en compte de la géométrie et de la nature réelle de la structure. La structure finale d'ASTRID est ainsi potentiellement sujette à des variations d'épaisseur entre plaques, voire à des variations dans une même plaque (ayant pour but d'alléger la structure aux endroits peu sollicités mécaniquement). Des séparations en forme de Y peuvent être présentes, ce qui a d'ailleurs fait l'objet d'étude préliminaire au CEA/DISC (Elie et al. 2015). Nous avons étudié la réémission des LLW dans un fluide homogène au repos, mais en configuration industrielle le fluide sera en mouvement avec de potentielles inhomogénéités (microbulles) : la transmission des LLW de plaque en plaque peut en être affecté, et il faudra déterminer dans quelles proportions. Il faudra

aussi étudier l'impact d'un défaut de parallélisme entre les plaques et déterminer un positionnement angulaire critique à partir duquel la génération de LLW dans la deuxième plaque n'est plus assez bonne pour assurer son contrôle. Toutes ces contraintes doivent être prises en compte et peuvent amener à des Recommandations de Conception de la structure pour permettre ou faciliter le CND (approche RC-CND).

Les défauts ne seront pas des rainures théoriques débouchantes, il faudra également prendre en compte leur nature réelle (forme, dimension potentielle, orientation présumée), et leur localisation exacte vis-à-vis des soudures (métal de base, zone fondue, zone affectée thermiquement). Les soudures font partie des zones prioritaires à inspecter (« Note Technique AREVA/FRAMATOME » 2016). Dans les soudures, le milieu devient anisotrope et hétérogène (Corneloup et Gueudré 2016), atténuant (M.-A. Ploix et al. 2006), et on assiste à des déviations voire des divisions du faisceau acoustique.

Le plus grand défi est probablement l'étude de l'interaction d'une LLW avec ces soudures, omniprésentes dans la cuve d'ASTRID. La prévision d'une telle structure (en dehors du cas théorique où la micrographie est connue), donnerait un point de départ pour aborder la solution. L'application de précédents travaux du LMA, qui permettent de prévoir cette microstructure complexe en fonction du cahier de soudage (Gueudre et al. 2009; Apfel 2005), serait un atout.

Le second axe de développement concerne l'utilisation du retournement temporel, qui permettrait de générer l'onde de Lamb et de focaliser l'énergie acoustique dans le système multicouche pour améliorer l'écho de retour.

L'utilisation d'un transducteur multiélément pour générer et sélectionner le mode de Lamb désiré semble alors tout indiquée. Dans ce domaine, on peut citer de manière non-exhaustive (Li et Rose 2001) qui ont sélectionné des modes propagatifs dans un cylindre, (Leleux, Micheau, et Castaings 2013) qui l'ont fait dans le cas d'une plaque composite et même dans le cas d'un barreau métallique (Serey et al. 2018).

Si la puissance d'un multiélément est trop limitée, on peut penser aux travaux de (Zabbal, Ribay, et Jumel 2018) qui ont cherché à maximiser la puissance transmise dans la plaque en utilisant une cavité chaotique réverbérante. La surface de la cavité au contact de la plaque est alors utilisée comme un multiélément virtuel : un faisceau ultrasonore est généré dans la cavité (par des transducteurs « classiques ») et focalisé par retournement temporel sur la face de la cavité au contact avec la plaque. On peut ainsi sélectionner en différents points un certain type de déplacement qui correspond au mode de Lamb désiré. L'amplitude transmise peut alors être multipliée par 100 par rapport au transducteur « classique » sans focalisation.

Le CEA s'est investi dans ces deux axes de recherche en finançant une nouvelle thèse qui débutera en novembre 2018.



## BIBLIOGRAPHIE

---

- Aanes, M., K. D. Lohne, P. Lunde, et M. Vestrheim. 2017. « Beam Diffraction Effects in the Backward Wave Regions of Viscoelastic Leaky Lamb Modes for Plate Transmission at Normal Incidence ». *IEEE Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control* 64 (10): 1558-72. <https://doi.org/10.1109/TUFFC.2017.2719627>.
- Ahmad, Z. A. B., et U. Gabbert. 2012. « Simulation of Lamb wave reflections at plate edges using the semi-analytical finite element method ». *Ultrasonics* 52 (7): 815-20. <https://doi.org/10.1016/j.ultras.2012.05.008>.
- Alleyne, D., et P. Cawley. 1991. « A two-dimensional Fourier transform method for the measurement of propagating multimode signals ». *The Journal of the Acoustical Society of America* 89 (3): 1159-68. <https://doi.org/10.1121/1.400530>.
- . 1992. « Optimization of lamb wave inspection techniques ». *NDT & E International* 25 (1): 11-22. [https://doi.org/10.1016/0963-8695\(92\)90003-Y](https://doi.org/10.1016/0963-8695(92)90003-Y).
- Apfel, Alexandre. 2005. « Modélisation de l'orientation cristalline des soudures multi-passes en acier inoxydable austénitique : application au contrôle non destructif ultrasonore ». Aix-Marseille 2. <http://www.theses.fr/185260713>.
- Arteil, R. 2015. « Etude des représentations temps-fréquence pour l'analyse du contenu modal d'ondes guidées ». Rapport de stage de fin d'étude Master 2. CEA LIST/DISC/LMC et Université Paris 7.
- Atashipour, S. A., H. R. Mirdamadi, M. H. Hemasian-Etefagh, R. Amirfattahi, et S. Ziaei-Rad. 2013. « An Effective Damage Identification Approach in Thick Steel Beams Based on Guided Ultrasonic Waves for Structural Health Monitoring Applications ». *Journal of Intelligent Material Systems and Structures* 24 (5): 584-97. <https://doi.org/10.1177/1045389X12468219>.
- Audoin, B., et J. Roux. 1990. « Traitement de signal ultrasonore adapté à l'évaluation non destructive de matériaux dispersifs ». *Revue de Physique Appliquée* 25 (10): 1011-17. <https://doi.org/10.1051/rphysap:0199000250100101100>.
- . 1996. « An innovative application of the Hilbert transform to time delay estimation of overlapped ultrasonic echoes ». *Ultrasonics* 34 (1): 25-33. [https://doi.org/10.1016/0041-624X\(95\)00088-K](https://doi.org/10.1016/0041-624X(95)00088-K).
- Baqué, F., F. Jadot, R. Marlier, J. F. Saillant, et V. Delalande. 2015a. « In Service Inspection and Repair of Sodium cooled ASTRID Prototype ». In *2015 4th International Conference on Advancements in Nuclear Instrumentation Measurement Methods and their Applications (ANIMMA)*.
- . 2015b. « In Service Inspection and Repair of the sodium cooled ASTRID reactor prototype ». In *Proceedings of ICAPP'15*. Nice, France.
- Baqué, F., K. Paumel, G. Corneloup, M. A. Ploix, et J. M. Augem. 2011. « Non destructive examination of immersed structures within liquid sodium ». In *2011 2nd International Conference on Advancements in Nuclear Instrumentation, Measurement Methods and their Applications (ANIMMA)*. <https://doi.org/10.1109/ANIMMA.2011.6172879>.
- Baqué, F., F. Reverdy, J.-M. Augem, et J. Sibilo. 2012. « Development of Tools, Instrumentation and Codes for Improving Periodic Examination and Repair of SFRs ». *Science and Technology of Nuclear Installations*, n° 718034: 19. <https://doi.org/10.1155/2012/718034>.
- Bernard, A., M. J. S. Lowe, et M. Deschamps. 2001. « Guided Waves Energy Velocity in Absorbing and Non-Absorbing Plates ». *The Journal of the Acoustical Society of America* 110 (1): 186-96. <https://doi.org/10.1121/1.1375845>.
- Bertoni, H. L., et T. Tamir. 1973a. « Unified theory of Rayleigh-angle phenomena for acoustic beams at liquid-solid interfaces ». *Applied Physics* 2 (4): 157-72. <https://doi.org/10.1007/BF00884205>.
- Bertoni, H.L., et T. Tamir. 1973b. « Reflection Phenomena for Acoustic Beams Incident on a Solid at the Raleigh Angle ». In *1973 Ultrasonics Symposium*, 226-29. <https://doi.org/10.1109/ULTSYM.1973.196187>.
- Castaigns, M. 2002. « Contrôle et évaluation non destructifs de matériaux par ondes ultrasonores guidées ». Habilitation à Diriger des Recherches, Université Bordeaux 1.
- Castaigns, M., C. Bacon, B. Hosten, et M. V. Predoi. 2004. « Finite Element Predictions for the Dynamic Response of Thermo-Viscoelastic Material Structures ». *The Journal of the Acoustical Society of America* 115 (3): 1125-33. <https://doi.org/10.1121/1.1639332>.
- Castaigns, M., et P. Cawley. 1996. « The generation, propagation, and detection of Lamb waves in plates using air-coupled ultrasonic transducers ». *The Journal of the Acoustical Society of America* 100 (5): 3070-77. <https://doi.org/10.1121/1.417193>.

- Castaigns, M., E. Le Clezio, et B. Hosten. 2002. « Modal decomposition method for modeling the interaction of Lamb waves with cracks ». *The Journal of the Acoustical Society of America* 112 (6): 2567-82. <https://doi.org/10.1121/1.1500756>.
- Ces, M., D. Clorennec, D. Royer, et C. Prada. 2011. « Edge resonance and zero group velocity Lamb modes in a free elastic plate ». *Journal of the Acoustical Society of America* 130 (2): 689-94. <https://doi.org/10.1121/1.3607417>.
- Chimenti, D. E., et S. I. Rokhlin. 1990. « Relationship between leaky Lamb modes and reflection coefficient zeroes for a fluid-coupled elastic layer ». *The Journal of the Acoustical Society of America* 88 (3): 1603-11. <https://doi.org/10.1121/1.400319>.
- Cho, Y., et J. L. Rose. 1996. « A boundary element solution for a mode conversion study on the edge reflection of Lamb waves ». *The Journal of the Acoustical Society of America* 99 (4): 2097-2109. <https://doi.org/10.1121/1.415396>.
- Corneloup, G., et C. Gueudré. 2016. *Le contrôle non destructif et la contrôlabilité des matériaux et structures*. METIS Lyon Tech. Presses Polytechniques et Universitaires Romandes.
- Corneloup, G., M.-A. Ploix, J.-F. Chaix, I. Lillamand, et F. Baqué. 2011. « Potential of Ultrasounds for NDT of a structure located behind parallel immersed plates ». In *Review of progress in Quantitative NonDestructive Evaluation: volume 30A; volume 30B*, 1335:1695-1700. AIP Publishing. <https://doi.org/10.1063/1.3592132>.
- Dayal, V., et V. K. Kinra. 1989. « Leaky Lamb waves in an anisotropic plate. I: An exact solution and experiments ». *The Journal of The Acoustical Society of America* 85 (6): 2268-76. <https://doi.org/10.1121/1.397772>.
- De Vadder, D., A. Lhémy, et N. Gengembre. 1996. « A New Ultrasonic Transducer Combining Three Modes: High Axial Resolution, High Transverse Resolution and Standard Modes ». In *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation: Volume 15A*, 979-86. Boston, MA: Springer US. [https://doi.org/10.1007/978-1-4613-0383-1\\_128](https://doi.org/10.1007/978-1-4613-0383-1_128).
- Declercq, N. F., J. Degrieck, et O. Leroy. 2005. « Bounded Beam Interaction with Plate-Edge at Lamb Angle ». *Acta Acustica united with Acustica* 91 (2): 326-32.
- Deschamps, M., et O. Poncelet. 2000. « Transient Lamb waves: Comparison between theory and experiment ». *The Journal of the Acoustical Society of America* 107 (6): 3120-29. <https://doi.org/10.1121/1.429341>.
- Diligent, O., T. Grahm, A. Boström, P. Cawley, et M. J. S. Lowe. 2002. « The low-frequency reflection and scattering of the S0 Lamb mode from a circular through-thickness hole in a plate: Finite Element, analytical and experimental studies ». *The Journal of the Acoustical Society of America* 112 (6): 2589-2601. <https://doi.org/10.1121/1.1512292>.
- Diligent, O., M. J. S. Lowe, E. Le Clézio, M. Castaigns, et B. Hosten. 2003. « Prediction and measurement of nonpropagating Lamb modes at the free end of a plate when the fundamental antisymmetric mode A0 is incident ». *The Journal of the Acoustical Society of America* 113 (6): 3032-42. <https://doi.org/10.1121/1.1568758>.
- Dragonette, L. R. 1972. « Schlieren Visualization of Radiation Caused by Illumination of Plates with Short Acoustical Pulses ». *The Journal of the Acoustical Society of America* 51 (3B): 920-35. <https://doi.org/10.1121/1.1912941>.
- Elallami, Mhammed, Hassan Rhimini, et Mouncef Sidki. 2010. « Propagation Des Ondes De Lamb : Résolution Par La Méthode Des Eléments Finis Et Post-Traitement Par La Transformée En Ondelette ». In *10ème Congrès Français d'Acoustique*, édité par Société Française d'Acoustique-SFA. Lyon, France. <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00539671>.
- Elie, Q., F. Le Bourdais, K. Jezzine, et V. Baronian. 2015. « Study of guided wave transmission through complex junction in sodium cooled reactor ». In *2015 4th International Conference on Advancements in Nuclear Instrumentation Measurement Methods and their Applications (ANIMMA)*, 1-5. <https://doi.org/10.1109/ANIMMA.2015.7465511>.
- Frank Pai, P., H. Deng, et M. J. Sundaesan. 2015. « Time-frequency characterization of lamb waves for material evaluation and damage inspection of plates ». *Mechanical Systems and Signal Processing*. <https://doi.org/10.1016/j.ymssp.2015.03.011>.
- Gauché, F. 2012. « Generation IV approach - the development of sodium fast reactors ». In *Magnetohydrodynamics*, 48 (1):191-95. Borogo Corsica, France.
- Grünsteidl, Clemens, Thomas Berer, Mike Hettich, et István Veres. 2018. « Determination of thickness and bulk sound velocities of isotropic plates using zero-group-velocity Lamb waves ». *Applied Physics Letters* 112 (25): 251905. <https://doi.org/10.1063/1.5034313>.
- Gueudre, C., L. Le Marrec, J. Moysan, et B. Chassignole. 2009. « Direct model optimisation for data inversion. Application to ultrasonic characterisation of heterogeneous welds ». *NDT & E International* 42 (1): 47-55. <https://doi.org/10.1016/j.ndteint.2008.07.003>.
- Hayashi, T., et D. Inoue. 2014. « Calculation of leaky Lamb waves with a semi-analytical finite element method ». *Ultrasonics* 54 (6): 1460-69. <https://doi.org/10.1016/j.ultras.2014.04.021>.

- Hosten, B., et M. Castaings. 2003. « Parabolic Mirror and Air-Coupled Transducer for Multimodal Plate Wave Detection ». *AIP Conference Proceedings* 657 (1): 1243-50. <https://doi.org/10.1063/1.1570274>.
- . 2006. « FE Modeling of Lamb Mode Diffraction by Defects in Anisotropic Viscoelastic Plates ». *Ndt & E International* 39 (3): 195-204. <https://doi.org/10.1016/j.ndteint.2005.07.006>.
- Hull, D. R., H. E. Kautz, et A. Vary. 1984. « Ultrasonic velocity measurement using phase-slope cross-correlation methods ». NASA Technical Memorandum 83794. <http://ntrs.nasa.gov/search.jsp?R=19840026698>.
- Kauffmann, P., M.-A. Ploix, J.-F. Chaix, C. Gueudré, G. Corneloup, et F. Baqué. 2018. « Study of Lamb Waves for Non-Destructive Testing Behind Screens ». In *2017 5th International Conference on Advancements in Nuclear Instrumentation, Measurement Methods and Their Applications (ANIMMA)*. Vol. 170. Liège, Belgium: EPJ Web of Conferences. <https://doi.org/10.1051/epjconf/201817003005>.
- Kirrmann, Pius. 1994. « On the Completeness of Lamb Modes ». *Journal of Elasticity* 37 (1): 39-69. <https://doi.org/10.1007/BF00043418>.
- Kline, R. A. 1984. « Measurement of attenuation and dispersion using an ultrasonic spectroscopy technique ». *The Journal of the Acoustical Society of America* 76 (2): 498-504. <https://doi.org/10.1121/1.391591>.
- Kobayashi, K. 1994. « Relationship between Speed of Lamb Wave and Measurement Error on Distance ». *Japanese Journal of Applied Physics* 33 (Part 1, No. 5B): 3115-20. <https://doi.org/10.1143/JJAP.33.3115>.
- Lamb, Horace. 1917. « On Waves in an Elastic Plate ». *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 93 (648): 114-28. <https://doi.org/10.1098/rspa.1917.0008>.
- Le Clézio, E. 2001. « Diffraction des ondes de Lamb par des fissures verticales ». Thèse de doctorat, Université Bordeaux 1. [http://grenet.drimm.u-bordeaux1.fr/pdf/2001/LE\\_CLEZIO\\_EMMANUEL\\_2001.pdf](http://grenet.drimm.u-bordeaux1.fr/pdf/2001/LE_CLEZIO_EMMANUEL_2001.pdf).
- Le Clezio, E., M. V. Predoi, M. Castaings, B. Hosten, et M. Rousseau. 2003. « Numerical Predictions and Experiments on the Free-Plate Edge Mode ». *Ultrasonics* 41 (1): 25-40. [https://doi.org/10.1016/S0041-624X\(02\)00391-8](https://doi.org/10.1016/S0041-624X(02)00391-8).
- Leleux, A., P. Micheau, et M. Castaings. 2013. « Long Range Detection of Defects in Composite Plates Using Lamb Waves Generated and Detected by Ultrasonic Phased Array Probes ». *Journal of Nondestructive Evaluation* 32 (2): 200-214. <https://doi.org/10.1007/s10921-013-0173-0>.
- Lhémy, A., et D. De Vadder. 1992. « Réponses échographiques de cibles insonifiées par des traducteurs large bande à profil non-uniforme ». *Le Journal de Physique IV* 02 (C1): 827-30. <https://doi.org/10.1051/jp4:19921180>.
- Lhémy, Alain. 2000. « Modèles théoriques et études pratiques en imagerie ultrasonore large bande Applications au contrôle non-destructif des matériaux ». HDR, Université Paris VII - Denis Diderot.
- Li, J., et J. L. Rose. 2001. « Implementing guided wave mode control by use of a phased transducer array ». *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* 48 (3): 761-68. <https://doi.org/10.1109/58.920708>.
- Lindner, G., H. Faustmann, S. Frankenberger, M. Munch, K. Pflaum, S. Rothballer, et M. Unterburger. 2006. « Versatile Acoustic Waveguide Sensor for Liquids Based on Multiple Mode Conversion at Solid-Liquid Interfaces ». In *IEEE Ultrasonics Symposium, 2006*, 1181-84. <https://doi.org/10.1109/ULTSYM.2006.303>.
- Liu, W., et J.-W. Hong. 2015. « Modeling of three-dimensional Lamb wave propagation excited by laser pulses ». *Ultrasonics* 55 (janvier): 113-22. <https://doi.org/10.1016/j.ultras.2014.07.006>.
- Lowe, M. J. S., P. Cawley, J.-Y. Kao, et O. Diligent. 2002. « The low frequency reflection characteristics of the fundamental antisymmetric Lamb wave  $a_0$  from a rectangular notch in a plate ». *The Journal of the Acoustical Society of America* 112 (6): 2612-22. <https://doi.org/10.1121/1.1512702>.
- Lowe, M. J. S., et O. Diligent. 2002. « Low-frequency reflection characteristics of the  $s_0$  Lamb wave from a rectangular notch in a plate ». *The Journal of the Acoustical Society of America* 111 (1): 64-74. <https://doi.org/10.1121/1.1424866>.
- Luis Dean-Ben, X., C. Trillo, A. F. Doval, et J. L. Fernandez. 2010. « Phase and Group Velocity Measurement of Ultrasonic Guided Wavetrains in Plates by Pulsed TV Holography ». *The Journal of the Acoustical Society of America* 127 (4): 2210-19. <https://doi.org/10.1121/1.3327795>.
- Manet, Vincent. 2016. « La Méthode des Éléments Finis: vulgarisation des aspects mathématiques et illustration de la méthode ». <https://cel.archives-ouvertes.fr/cel-00763690>.
- McKechan, D. J. A., C. Robinson, et B. S. Sathyaprakash. 2010. « A Tapering Window for Time-Domain Templates and Simulated Signals in the Detection of Gravitational Waves from Coalescing Compact Binaries ». *Classical and Quantum Gravity* 27 (8): 084020. <https://doi.org/10.1088/0264-9381/27/8/084020>.



- Merkulov, L. G. 1964. « Damping of normal modes in a plate immersed in a liquid ». *Sov. Phys. Acoust.* 10 (2): 169-73.
- Morvan, B. 2003. « Lamb wave reflection at the free edge of a plate ». *Journal of the Acoustical Society of America* 113: 1417. <https://doi.org/10.1121/1.1539521>.
- Mouchtachi, A. 1996. « Evaluation non destructive par ultrasons des propriétés d'élasticité des matériaux anisotropes: mesure de vitesses et résolution du problème inverse ». Thèse de doctorat, Lyon, France: Institut national des sciences appliquées.
- Moudjed, B. 2013. « Experimental and theoretical characterization of acoustic streaming. Prospect of an use for photovoltaic Silicon solidification. » Theses, INSA de Lyon. <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00958258>.
- Ngoc, T. D. K., et W. G. Mayer. 1980. « A General Description of Ultrasonic Nonspecular Reflection and Transmission Effects for Layered Media ». *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics* 27 (5): 229-35. <https://doi.org/10.1109/T-SU.1980.31182>.
- . 1982. « Influence of Plate Mode Structure and Gaussian Beam Profile Characteristics on Ultrasonic Reflection and Transmission ». *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics* 29 (2): 112-14. <https://doi.org/10.1109/T-SU.1982.31316>.
- Niethammer, M., L. J. Jacobs, J. Qu, et J. Jarzynski. 2000. « Time-frequency representation of Lamb waves using the reassigned spectrogram ». *The Journal of the Acoustical Society of America* 107 (5): L19-24. <https://doi.org/10.1121/1.428894>.
- Niethammer, M., L. J. Jacobs, J. M. Qu, et J. Jarzynski. 2001. « Time-Frequency Representations of Lamb Waves ». *The Journal of the Acoustical Society of America* 109 (5): 1841-47. <https://doi.org/10.1121/1.1357813>.
- Norme A09-325. 1987. « Essais non destructifs - Ultrasons - Faisceaux acoustiques - Généralités ». AFNOR. A09-325 - 19.100 - Essais non destructifs.
- « Note Technique AREVA/FRAMATOME ». 2016. Spécification Technique de Besoins pour l'inspection de la cuve principale (interface avec COMEX Nucléaire) - Document confidentiel: contient des informations propriété d'AREVA NP et du CEA ne pouvant être utilisées et reproduites sans leur accord - AST 3 YPI NT ANP 02561 ind. A : YPI. AREVA/FRAMATOME.
- Paget, Christophe A., et M. Abdul Rehman. 2017. « Multimodal Location Algorithm for Lamb Waves Propagating through Anisotropic Materials ». In *Sensors and Smart Structures Technologies for Civil, Mechanical, and Aerospace Systems 2017*, édité par J. P. Lynch, 10168:UNSP 1016806. Bellingham: Spie-Int Soc Optical Engineering. <https://doi.org/10.1117/12.2259796>.
- Pagneux, Vincent. 2006. « Revisiting the edge resonance for Lamb waves in a semi-infinite plate ». *Journal of the Acoustical Society of America* 120 (2): 649-56. <https://doi.org/10.1121/1.2214153>.
- Papadakis, E. P. 1976. « 5 - Ultrasonic Velocity and Attenuation: Measurement Methods with Scientific and Industrial Applications ». In *Physical Acoustics*, 12:277-374. Academic Press. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-477912-9.50010-2>.
- Pavlakovic, B., M. Lowe, D. Alleyne, et P. Cawley. 1997. « Disperse: A General Purpose Program for Creating Dispersion Curves ». In *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*, édité par Donald O. Thompson et Dale E. Chimenti, 185-92. Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation 16. Springer US. [https://doi.org/10.1007/978-1-4615-5947-4\\_24](https://doi.org/10.1007/978-1-4615-5947-4_24).
- Pilarski, A., J. J. Ditre, et J. L. Rose. 1993. « Remarks on symmetric Lamb waves with dominant longitudinal displacements ». *The Journal of the Acoustical Society of America* 93 (4): 2228-30. <https://doi.org/10.1121/1.406684>.
- Pitts, L.E., T. J. Plona, et W. G. Mayer. 1977. « Theory of Nonspecular Reflection. Effects for an Ultrasonic Beam Incident on a Solid Plate in a Liquid ». *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics* 24 (2): 101-8. <https://doi.org/10.1109/T-SU.1977.30919>.
- Ploix, M.A. 2006. « Etude de l'atténuation des ondes ultrasonores ». Thèse de doctorat, Villeurbanne, INSA. <http://www.theses.fr/2006ISAL0129>.
- Ploix, M.-A., P. Guy, R. Elguerjouma, J. Moysan, G. Corneloup, et B. Chassignole. 2006. « Attenuation assessment for NDT of austenitic stainless steel welds ». In *9th European Conference on NDT (ECNDT), Berlin*. Berlin, Germany. <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01300033>.
- Plona, T. J., L. E. Pitts, et W. G. Mayer. 1976. « Ultrasonic bounded beam reflection and transmission effects at a liquid/ solid-plate/liquid interface ». *The Journal of the Acoustical Society of America* 59 (6): 1324-28. <https://doi.org/10.1121/1.381011>.
- Potel, C., S. Baly, J. F. de Belleval, M. Lowe, et P. Gagniol. 2005. « Deviation of a Monochromatic Lamb Wave Beam in Anisotropic Multilayered Media: Asymptotic Analysis, Numerical and Experimental Results ». *IEEE Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control* 52 (6): 987-1001. <https://doi.org/10.1109/TUFFC.2005.1504021>.
- Prado, Vander T., Ricardo T. Higuiri, Cláudio Kitano, Óscar Martínez-Graullera, et Julio C. Adamowski. 2013. « Lamb mode diversity imaging for non-destructive testing of plate-like structures ». *NDT & E International* 59 (octobre): 86-95. <https://doi.org/10.1016/j.ndteint.2013.06.001>.

- Rautenberg, J., S. Olfert, F. Bause, et B. Henning. 2012. « Validation of analytically modeled Leaky Lamb radiation using Schlieren photography ». In *Ultrasonics Symposium (IUS), 2012 IEEE International*, 819-22. <https://doi.org/10.1109/ULTSYM.2012.0204>.
- Rose, J. L. 1999. *Ultrasonic Waves in Solid Media*. Cambridge University Press.
- Royer, D., et E. Dieulesaint. 1996. *Ondes élastiques dans les solides*. Vol. 1. Enseignement de la Physique. MASSON.
- Sachse, W., et Y.-H. Pao. 1978. « On the determination of phase and group velocities of dispersive waves in solids ». *Journal of Applied Physics* 49 (8): 4320-27. <https://doi.org/10.1063/1.325484>.
- Santhanam, S., et R. Demirli. 2012. « Reflection of Lamb Waves Obliquely Incident on the Free Edge of a Plate ». *Ultrasonics* 53 (1): 271-82. <https://doi.org/10.1016/j.ultras.2012.06.011>.
- Schmitt, M., et S. Olfert. 2013. « Multi Reflection of Lamb Wave Emission in an Acoustic Waveguide Sensor ». *Sensors* 13 (3): 2777-85. <https://doi.org/10.3390/s130302777>.
- Schmitt, M., K. Schmidt, S. Olfert, J. Rautenberg, G. Lindner, B. Henning, et L. M. Reindl. 2013. « Detection of Coatings within Liquid-Filled Tubes and Containers by Mode Conversion of Leaky Lamb Waves ». *Journal of Sensors and Sensor Systems* 2 (1): 73-84. <https://doi.org/10.5194/jsss-2-73-2013>.
- Serey, V., N. Quegebeur, P. Micheau, P. Masson, M. Castaings, et M. Renier. 2018. « Selective Generation of Ultrasonic Guided Waves in a Bi-dimensional Waveguide ». *accepté dans Structural Health Monitoring*.
- Stévenin, M., A. Lhémy, et S. Grondel. 2017. « A Model to Predict Modal Radiation by Finite-Sized Sources in Semi-Infinite Isotropic Plates ». *Journal of Physics: Conference Series* 797 (1): 012005. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/797/1/012005>.
- Takiy, A. E., C. Kitano, R. T. Higuti, S. C. G. Granja, V. T. Prado, L. Elvira, et O. Martinez-Graullera. 2017. « Ultrasound Imaging of Immersed Plates Using High-Order Lamb Modes at Their Low Attenuation Frequency Bands ». *Mechanical Systems and Signal Processing* 96 (novembre): 321-32. <https://doi.org/10.1016/j.ymssp.2017.04.021>.
- Tamir, T., et H. L. Bertoni. 1971. « Lateral Displacement of Optical Beams at Multilayered and Periodic Structures ». *Journal of the Optical Society of America* 61 (10): 1397. <https://doi.org/10.1364/JOSA.61.001397>.
- Ting, C. S., et W. Sachse. 1978. « Measurement of ultrasonic dispersion by phase comparison of continuous harmonic waves ». *The Journal of the Acoustical Society of America* 64 (3): 852-57. <https://doi.org/10.1121/1.382034>.
- Torvik, P. J. 1967. « Reflection of Wave Trains in Semi-Infinite Plates ». *The Journal of the Acoustical Society of America* 41 (2): 346-53. <https://doi.org/10.1121/1.1910344>.
- Viktorov, I. A. 2013. *Rayleigh and Lamb Waves: Physical Theory and Applications*. Softcover reprint of the original 1st ed. 1967 edition. Springer.
- Viktorov, I. A., O. M. Zubova, et T. M. Kaekina. 1965. « Investigation of Lamb wave excitation by the wedge method ». *Soviet physics. Acoustics* 10 (4): 354-59.
- Wang, H., G. Tao, et X. Shang. 2016. « Understanding acoustic methods for cement bond logging ». *The Journal of the Acoustical Society of America* 139 (5): 2407-16. <https://doi.org/10.1121/1.4947511>.
- Wilcox, P. D. 2003. « A Rapid Signal Processing Technique to Remove the Effect of Dispersion from Guided Wave Signals ». *IEEE Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control* 50 (4): 419-27. <https://doi.org/10.1109/TUFFC.2003.1197965>.
- Wilcox, P. D., M. J. S. Lowe, et P. Cawley. 2001a. « Mode and Transducer Selection for Long Range Lamb Wave Inspection ». *Journal of Intelligent Material Systems and Structures* 12 (8): 553-65. <https://doi.org/10.1106/N9PB-Y62E-POY2-50QF>.
- . 2001b. « The effect of dispersion on long-range inspection using ultrasonic guided waves ». *NDT & E International* 34 (1): 1-9. [https://doi.org/10.1016/S0963-8695\(00\)00024-4](https://doi.org/10.1016/S0963-8695(00)00024-4).
- Xu, Hanhui, Chunguang Xu, Xipeng Li, et Lijiu Wang. 2011. « Study on Single Mode Lamb Wave Interaction with Defect of Plate by Finite Element Model ». *Procedia Engineering* 15: 5067-72. <https://doi.org/10.1016/j.proeng.2011.08.941>.
- Xu, Y.-F., et W.-X. Hu. 2017. « Wideband Dispersion Removal and Mode Separation of Lamb Waves Based on Two-Component Laser Interferometer Measurement ». *Chinese Physics B* 26 (9): 094301. <https://doi.org/10.1088/1674-1056/26/9/094301>.
- Yang, Y., Z. K. Peng, W. M. Zhang, et G. Meng. 2014. « Frequency-varying group delay estimation using frequency domain polynomial chirplet transform ». *Mechanical Systems and Signal Processing* 46 (1): 146-62. <https://doi.org/10.1016/j.ymssp.2014.01.002>.
- Yu, Lingyu, et Zhenhua Tian. 2015. « Case study of guided wave propagation in a one-side water-immersed steel plate ». *Case Studies in Nondestructive Testing and Evaluation* 3 (avril): 1-8. <https://doi.org/10.1016/j.csndt.2014.11.001>.
- Zabbal, P., G. Ribay, et J. Jumel. 2018. « Improvements of the chaotic cavity transducer and its use for mode selection for guided waves applications ». *soumis à Ultrasonics*.

- Zhao, Y., Z.H. Shen, J. Lu, et X.W. Ni. 2008. « Numerical Simulation and Experimental Detection of Leaky Lamb Waves Induced by Pulse Laser at Air-Solid Interfaces ». *Science in China Series G: Physics, Mechanics and Astronomy* 51 (6): 607-16. <https://doi.org/10.1007/s11433-008-0066-x>.
- Zhu, Qg, Hj Ruf, et Wg Mayer. 1991. « Lamb Wave Radiation from Plate Termination in a Liquid ». *Ultrasonics* 29 (6): 459-63. [https://doi.org/10.1016/0041-624X\(91\)90076-K](https://doi.org/10.1016/0041-624X(91)90076-K).





## **Étude de la propagation, réémission et transmission des ondes de Lamb en vue du Contrôle Non Destructif de structures de réacteurs nucléaires immergées en sodium liquide**

**Résumé** – Le but du présent travail de thèse est d'évaluer la possibilité de propager des ondes de Lamb vers l'intérieur de la cuve du réacteur ASTRID tout en les générant depuis l'extérieur, et d'étudier leur capacité de Contrôle Non Destructif (CND) pour détecter et localiser de potentiels défauts dans les structures immergées. La propagation d'une onde de Lamb dans une plaque immergée (appelée Leaky Lamb Wave, ou LLW) est d'abord caractérisée et mesurée, avec un focus sur l'atténuation due à la réémission d'énergie dans le fluide environnant. La transformée de Fourier 2D et un traitement temps-fréquence sont utilisés pour mesurer vitesse et atténuation en tenant compte du caractère dispersif et multimodale de la propagation. Le champ acoustique réémis lors d'une propagation multimodale est analysé en détail, et les interférences qui y sont visibles sont expliquées. Puis la propagation dans une deuxième plaque est modélisée en prenant en compte l'apport d'énergie réémise tout le long de la première plaque. Du fait de cette alimentation, l'atténuation apparente dans la deuxième plaque diffère de l'atténuation dans la première plaque et devient plus faible. Ce comportement est prédit et mesuré. Les trajets des ondes volumiques dans l'interplaque sont analysés, et les interférences qu'elles peuvent causer sur les ondes de Lamb dans les plaques sont théorisées et expérimentalement observées. Enfin le modèle basé sur les échanges d'énergie est utilisé avec succès pour prédire l'écho de retour d'un défaut plan traversant situé dans la deuxième et la troisième plaque.

**Mots clés** – onde de Lamb – Leaky Lamb Wave (LLW) – Contrôle Non Destructif (CND) – propagation dispersive – atténuation par réémission – interférence – ASTRID

---

## **Study of propagation, re-emission and transmission of leaky Lamb waves, in order to perform Non Destructive Testing of nuclear plants structures immersed in liquid sodium**

**Abstract** – The purpose of this PhD work is to evaluate the possibility of propagating Lamb waves to the inside of the ASTRID reactor vessel while generating them from the outside, and to study their Non Destructive Testing (NDT) capability to detect and locate potential defects within immersed structures. The propagation of Lamb wave in a immersed plate (called Leaky Lamb Wave, or LLW) is first characterized and measured, with a focus on the attenuation due to the re-emission of energy into the surrounding fluid. The 2D Fourier transform and a time-frequency processing are used to measure velocity and attenuation while taking into account the dispersive and multimodal nature of propagation. The re-emitted acoustic field during multimodal propagation is analysed in detail, and the interferences occurring are explained. Then the propagation in a second plate is modelled by taking into account the energy supply re-emitted along the first plate. Due to this supply, the apparent attenuation in the second plate differs from the attenuation in the first plate and becomes lower. This behaviour is predicted and measured. Bulk wave paths in the fluid between plates are analyzed, and the interference they can cause on the Lamb waves in the plates is theorized and experimentally observed. Finally, the Energy Based Model (EBM) is successfully used to predict the return echo from a plane defect located in the second and third plates.

**Key words** – Leaky Lamb Wave (LLW) – Non Destructive Testing (NDT) – dispersive propagation – leaky attenuation – re-emission – interference – ASTRID

---