



Génération et détection optiques d'ondes guidées sur une pièce cylindrique. Application au contrôle non destructif sans contact

Dominique Clorennec

► To cite this version:

Dominique Clorennec. Génération et détection optiques d'ondes guidées sur une pièce cylindrique. Application au contrôle non destructif sans contact. Physique [physics]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2002. Français. NNT: . pastel-00004162

HAL Id: pastel-00004162

<https://pastel.hal.science/pastel-00004162>

Submitted on 14 Oct 2008

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.

UNIVERSITE PARIS 7 - DENIS DIDEROT
UFR DE PHYSIQUE

Année

N° attribué par la bibliothèque

Thèse de Doctorat

Présentée par

Dominique CLORENNEC

Pour l'obtention du grade de Docteur de l'Université Paris 7

Ecole Doctorale : Physique Macroscopique

Spécialité : Acoustique Physique

Génération et détection optiques d'ondes guidées sur
une pièce cylindrique. Application au contrôle non
destructif sans contact.

Soutenue le 11 janvier 2002 devant le jury composé de :

Bernard CRETIN

Président

Jean-Claude BABOUX

Alain LE BRUN

François LEPOUTRE

Rapporteur

Marie-Hélène NADAL

Rapporteur

Daniel ROYER

Directeur de thèse

Henri WALASZEK

REMERCIEMENTS

Cette thèse financée par le Centre Technique des Industries Mécaniques s'est déroulée au Laboratoire Ondes et Acoustique à l'Ecole Supérieure de Physique et Chimie Industrielle de la ville de Paris.

Je remercie Mathias Fink pour l'accueil qu'il m'a réservé dans son laboratoire. Je remercie particulièrement mon directeur de thèse, Daniel Royer, pour la précieuse aide qu'il m'a apportée tout au long de ce travail ainsi qu'au moment de la rédaction. Je remercie également Henri Walaszek, chef du service contrôle non destructif au CETIM, pour m'avoir accordé sa confiance.

Je tiens à remercier Madame Marie-Hélène Nadal et Monsieur François Lepoutre pour avoir accepté d'examiner rapidement mon travail. Leurs commentaires m'ont été précieux pour corriger ce mémoire.

J'adresse mes remerciements à Messieurs Bernard Cretin, Jean-Claude Baboux et Alain Le Brun pour avoir accepté d'être membre du jury.

Je remercie tous les membres du LOA pour leur disponibilité, pour leur gentillesse et pour la bonne ambiance. Je tiens tout particulièrement à remercier Stefan Catheline pour m'avoir permis d'utiliser sa simulation aux différences finies. Je remercie également Estelle Kerbrat et Claire Prada pour leur collaboration à cette étude.

TABLE DES MATIERES

Introduction.....	5
 <u>Chapitre I : état de l'art</u>	
I- Génération d'ondes élastiques par effet photothermique	9
I-1. Régime thermoélastique	9
I-2. Régime d'ablation.....	10
I-3. Diagrammes de directivité.....	11
I-3.1. Régime thermoélastique	11
I-3.2. Régime d'ablation.....	13
I-4. Propagation des ondes ultrasonores.....	14
I-4.1. Contrôle en transmission.....	14
I-4.2. Contrôle en réflexion.....	15
I-5. Forme de la source.....	16
II- Détection.....	17
II-1. Principe	18
II-2. Performances	20
III- Modélisation d'une onde de Rayleigh créée par une ligne source thermoélastique .	20
III-1. Formalisme de la matrice mixte	21
III-2. Génération d'ondes de Rayleigh.....	22
III-3. Validation expérimentale	25
IV- Accroissement de l'efficacité	26
V- Interaction d'une onde de Rayleigh avec un défaut	27
V-1. Estimation de la profondeur en fonction du temps de vol.....	27
V-2. Estimation de la profondeur en fonction des coefficients de réflexion et de transmission.....	29
VI- Pièces de forme cylindrique	30
VI-1. Propriétés	31
VI-2. Cylindre	31
VI-3. Tube	33
VII- Conclusion.....	34

Chapitre II : propagation sur un cylindre

I- Configuration expérimentale.....	36
I-1. Dispositif expérimental.....	36
I-2. Caractéristiques.....	38
II- Aspect temporel.....	39
II-1. Emission-détection à 90°	39
II-2. Emission-détection à 180°	40
II-3. Variation de l'amplitude et de l'énergie	41
II-4. Sensibilité du dispositif.....	43
II-4.1. Angle émission.....	43
II-4.2. Distance focale.....	43
II-4.3. Echantillon.....	44
II-4.4. Température.....	44
II-4.5. Influence du niveau de détection.....	45
II-5. Décomposition du signal.....	45
II-5.1. Degré de ressemblance des signaux	46
II-5.2. Influence du niveau de détection.....	48
III- Aspect fréquentiel.....	50
III-1. Spectre émis.....	50
III-2. Dispersion.....	50
III-2.1. Constatations expérimentales	50
III-2.2. Modélisation de l'onde de Rayleigh à partir du formalisme de la matrice mixte.....	54
III-3. Atténuation.....	56
III-4. Différences de diamètre entre les échantillons	58
III-4.1. Influence du positionnement émission /réception.....	58
III-4.2. Sélection du sens de propagation.....	61
IV- Simulation aux différences finies.	62
IV-1. Calcul du déplacement normal à 90° et à 180°	64
IV-1.1. Influence du diamètre et du bruit de détection.....	65
IV-1.2. Déformation du signal en champ proche	66
IV-2. Analyse spectrale	68
V- Conclusion.....	69

Chapitre III : interaction avec un défaut

I- Aspect temporel	71
I-1. Configuration en présence d'un défaut	71
I-2. Propagation sur un tour.....	72
I-2.1. Analyse du signal.....	72
I-2.2. Positionnement du défaut vis-à-vis du système de contrôle.....	73
I-2.3. Variation de la profondeur	74
I-2.4. Coefficients de réflexion et de transmission.....	76
I-2.5. Configuration de contrôle 0-180°	78
I-2.6. Estimation de la profondeur par temps de vol.....	80
I-3. Propagation sur plusieurs tours.....	82
I-3.1. Evolution du signal à chaque tour	82
I-3.2. Fissures peu profondes	83
I-3.3. Description et modélisation de l'effet cumulatif	84
I-4. Méthode de mise en évidence : calcul du degré de ressemblance.....	88
I-4.1. Principe	88
I-4.2. Application aux pièces comportant des défauts.....	88
I-4.3. Influence des ondes réfléchies	90
I-4.4. Influence de la position du défaut.....	91
I-4.5. Influence de la configuration de contrôle	91
I-4.6. Diffuseur mobile.....	93
I-4.7. Interprétation.....	95
I-4.8. Reproductibilité	96
I-4.9. Influence du contenu fréquentiel.....	97
II- Aspect fréquentiel.....	99
II-1. Fréquence de coupure	100
II-1.1. Configuration 0-90°	100
II-1.2. Configuration 0-180°	103
II-2. Spectre de résonances	105
III- Etude de pièces industrielles.....	107
III-1. Contrôle de vis.....	107
III-2. Contrôle d'une pièce mécanique	109
IV- Conclusion.....	112

Chapitre IV : inspection d'un tube

I- Configuration sans contact mécanique	115
I-1. Détermination de l'épaisseur du tube au point de mesure.....	116
I-2. Propagation sur plusieurs tours : résonances	117
I-3. Inspection d'une zone endommagée.....	118
I-4. Simulation aux différences finies	120
II- Méthode Dort : immersion du tube	123
II-1. Description de la méthode DORT	124
II-2. Dispositif expérimental et BSCAN	124
II-3. Calcul des valeurs singulières.....	127
II-4. Repropagation et identification des modes.....	129
II-5. Défaut placé face à la barrette	134
III- Conclusion.....	136
 Conclusion générale.....	 137
 Références bibliographiques	 139
Annexe I.....	144

Introduction

Depuis les années 1950, les ondes ultrasonores sont largement utilisées dans divers domaines afin de réaliser l'image d'une pièce (contrôle non destructif) ou du corps humain (échographie médicale), pour détecter la présence et évaluer un défaut ou une tumeur. La méthode dite 'classique' nécessite un contact entre le transducteur piézoélectrique et l'objet examiné par l'intermédiaire d'un couplant (eau ou gel). Ceci impose des contraintes expérimentales (immersion, non reproductibilité des mesures en présence de gel, limitation de la complexité de la surface inspectée en raison de la forme du transducteur). Des dispositifs tels que le transducteur électromagnéto-acoustique ou la sonde capacitive sont apparus ; ils s'affranchissent du contact pour engendrer et détecter les ondes ultrasonores. Parallèlement, le développement des lasers impulsionnels dans les années soixante a permis d'élargir le domaine du contrôle ultrasonore sans contact mécanique.

Le processus de génération ultrasonore par une source laser impulsionnelle est fondé sur l'interaction d'un faisceau lumineux cohérent avec un matériau dans lequel on cherche à engendrer des ondes élastiques. La durée de l'impulsion laser est de l'ordre de quelques dizaines de nanosecondes. Cette durée d'impulsion induit une bande de fréquence à l'émission plus large qu'un transducteur classique. Cette impulsion chauffe la partie supérieure du matériau et entraîne localement une 'mini explosion' sismique par conversion de l'énergie thermique en énergie mécanique. En raison de ces propriétés, ce mode de génération ultrasonore permet, en plus de l'usage traditionnel, d'étudier des surfaces complexes (en forme et/ou en structure) et/ou à haute température à des distances de contrôle plus grandes que les autres systèmes sans contact et offre également un fort potentiel par rapport au milieu hostile ainsi qu'à la caractérisation des matériaux sans défaut.

Diverses méthodes de détection optique, i.e. sans contact mécanique, ont été développées : détection par déflexion, par diffraction, par interférométrie. C'est cette dernière que nous utiliserons dans nos expériences. Elle offre l'avantage de mesurer des déplacements de l'ordre de ceux engendrés par une source laser (quelques nanomètres en régime thermoélastique, le seul strictement non destructif), avec une bande passante large pouvant dépasser 30 MHz.

Sur la base de l'ensemble de ces constatations, Le CETIM, partenaire industriel de cette étude, a voulu tester cette méthode de contrôle ultrasonore sur des pièces ou des échantillons issus de la métallurgie. Nous cherchons principalement à détecter la présence d'un défaut à la surface de pièces de forme cylindrique et également à le quantifier. Deux phases de contrôle sont à distinguer lors du procédé d'usinage. La première phase, en amont, consiste à tester chaque section d'un barreau infiniment long contenant des microfissures ($\approx 100 \mu\text{m}$). Dans la seconde phase, on contrôle les pièces en fin d'usinage, les microfissures se sont alors développées pour atteindre une taille inférieure au millimètre. Si le contrôle est sensible dès la première phase à la présence du défaut, la dernière phase de contrôle devient quasiment inutile.

Le mémoire qui rend compte de mes travaux de recherche, réalisés au Laboratoire Ondes et Acoustique, est divisé en quatre chapitres.

Le premier chapitre, consacré à l'état de l'art du sujet, présente les bases théoriques de la génération par laser, de la détection par laser des déplacements mécaniques ainsi que la propagation de l'onde de Rayleigh. Les résultats d'études menées par différents auteurs sur l'interaction d'une onde de surface avec une fissure débouchante sur une plaque sont rassemblées ainsi que les propriétés spécifiques aux milieux de forme cylindrique. A la suite de ces investigations, nous déterminons le processus expérimental à adopter.

Le second chapitre analyse les résultats expérimentaux obtenus sur des cylindres ne comportant pas de défaut. Les modifications de forme, d'amplitude de l'onde de surface sont étudiées. Une comparaison à un modèle théorique récent, développé dans le premier chapitre, permet de mieux comprendre la déformation de l'onde de Rayleigh. Dans une approche plus industrielle, nous analysons l'influence des paramètres pouvant altérer le processus de contrôle ultrasonore sans contact mécanique. Nous déduisons de ces études une méthode de contrôle. Enfin, à l'aide d'une modélisation numérique aux différences finies, nous simulons la propagation ultrasonore sur un cylindre et comparons ces résultats aux signaux expérimentaux.

Le troisième chapitre est consacré à l'étude de l'interaction de l'onde de Rayleigh avec un défaut placé aléatoirement sur la section à inspecter. Nous examinons cette interaction tantôt sur un tour tantôt sur plusieurs tours, pour un ensemble de fissures de profondeur

variable, de largeur constante, de grande longueur et orientées parallèlement à l'axe du cylindre. Nous interprétons tantôt temporellement tantôt spectralement les modifications de forme et d'amplitude. Parallèlement, nous simulons l'interaction onde de Rayleigh / défaut pour différentes profondeurs et nous comparons à nouveau expérience et simulation. Nous utilisons la méthode de contrôle développée dans le deuxième chapitre pour mettre en évidence les défauts et les évaluer.

Dans le quatrième chapitre, nous étendons nos résultats au cas d'un tube. Nous inspectons successivement une partie saine et une partie endommagée du tube. Nous analysons ainsi les ondes de Lamb présentes ainsi que les modifications engendrées par la fissure. Afin de comparer avec une technique de détection développée au laboratoire, nous avons réalisé un contrôle en immersion de ce tube à l'aide de la méthode D.O.R.T. Nous obtenons ainsi une autre interprétation de l'interaction des ondes ultrasonores avec la fissure.

La conclusion de cette étude sera l'occasion de faire le bilan des résultats obtenus et d'indiquer quelques perspectives à donner à ce travail.

Chapitre I : Etat de l'art

En contrôle non destructif, l'utilisation d'une source photothermique pour engendrer des ondes ultrasonores et d'une sonde hétérodyne pour les détecter en vue d'analyser la présence éventuelle d'un défaut reste encore marginale en comparaison des méthodes classiques (transducteurs en immersion, avec contact ou jet d'eau conducteur). Dans ce chapitre, nous allons donc expliciter les propriétés et les avantages d'un tel dispositif. Nous en déduisons au cours de cette étude la configuration optimale à adopter.

Nous présentons aussi les modèles exploités dans cette thèse :

- le formalisme de la matrice mixte pour la génération de l'onde de Rayleigh,
- le modèle de Cooper et celui d'Angel et Achenbach pour l'interaction des ondes de Rayleigh avec une fente,
- les relations de dispersion des ondes guidées par un cylindre ou un tube.

I- Génération d'ondes élastiques par effet photothermique

La génération d'ultrasons dans un solide résulte de l'interaction du faisceau lumineux avec la surface du matériau. La fraction d'énergie absorbée par celui-ci crée un échauffement agissant comme un champ de forces mécaniques qui donne naissance à des ondes élastiques [1].

Selon l'énergie lumineuse déposée, deux régimes sont à distinguer. Le régime thermoélastique, totalement non destructif, engendre des déplacements de faible amplitude. Le régime d'ablation apparaît au delà d'une certaine puissance lumineuse absorbée. Le seuil dépend des propriétés mécaniques et thermodynamiques du chaque matériau (15 MW/cm² pour le duralumin) [2].

A chaque régime correspond des caractéristiques différentes pour l'émission des ondes de compression et de cisaillement [3]. Dans le cas des ondes de surface, la forme de la source permet de favoriser une direction privilégiée [4].

I-1. Régime thermoélastique

Le régime thermoélastique ne modifie pas l'état de surface. La pression de radiation, l'électrostriction, la diffusion Brillouin et la dilatation thermoélastique participent à la génération de l'onde élastique [5]. Cette dernière apporte une contribution prépondérante à ce processus. L'énergie incidente est convertie par effet Joule en chaleur. En raison de l'effet d'écran des électrons de conduction, l'énergie absorbée reste localisée dans l'épaisseur de peau du métal (quelques nanomètres) ; cette énergie agit comme une source acoustique et crée une déformation mécanique localisée près de la surface.

Le champ des contraintes mécaniques peut alors être représenté par deux dipôles de forces orthogonaux et parallèles à la surface qui engendrent des ondes de volume et des ondes de surface par conversion des ondes longitudinales et transversales à l'interface (figure 1). Ces ondes de surface ont une amplitude plus grande que les ondes de volume.

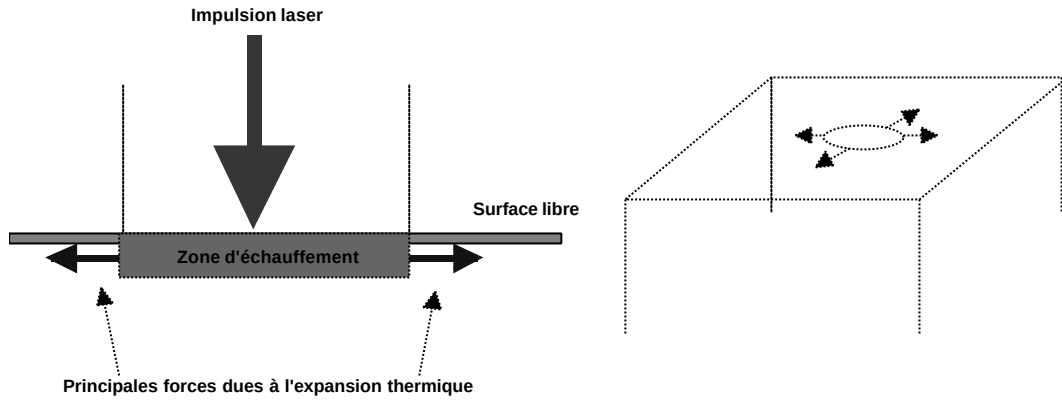


Figure 1 : Régime thermoélastique.

I-2. Régime d'ablation

Lorsque la densité de puissance déposée est supérieure au seuil d'ablation I défini par la relation :

$$I > \left(\frac{\rho K r C}{4} \right)^{1/2} (T_V - T_I) \quad (1)$$

(K conductivité thermique, ρ masse volumique, C capacité thermique massique, D durée de l'impulsion laser, T_V température de vaporisation et T_I température initiale), l'élévation de température s'accompagne d'une modification de la surface. Lorsque la température de vaporisation est dépassée, une fraction de la matière en surface se vaporise : cette éjection crée dans la zone irradiée un champ supplémentaire de forces normales à la surface (figure 2) [5,6]. Des forces tangentielles d'origine thermoélastique subsistent mais elles sont beaucoup plus petites que les forces normales.

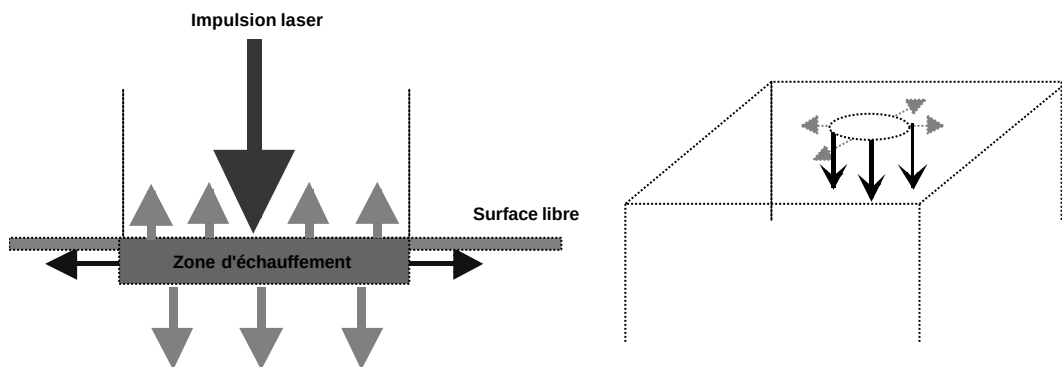


Figure 2 : Régime ablatif.

Ce mécanisme permet d'engendrer des ondes de volume, de ondes de surface et des modes de plaque mais leur forme temporelle, leurs amplitudes et leurs fréquences diffèrent de

celles engendrées en régime thermoélastique [7]. Il est important de signaler que ce régime, par l'endommagement du matériau qu'il occasionne, n'est pas strictement non destructif.

I-3. Diagrammes de directivité

En champ lointain, les diagrammes de directivité en régime thermoélastique et en régime d'ablation ont été modélisés par différents auteurs [8, 9, 10] et vérifiés expérimentalement [11, 12, 13].

Dans le cas d'une source ponctuelle, nous nous intéresserons d'abord au rayonnement en régime thermoélastique pour des matériaux métalliques puis, dans le cas du régime d'ablation nous comparons les différences apportées par une modification de l'énergie déposée.

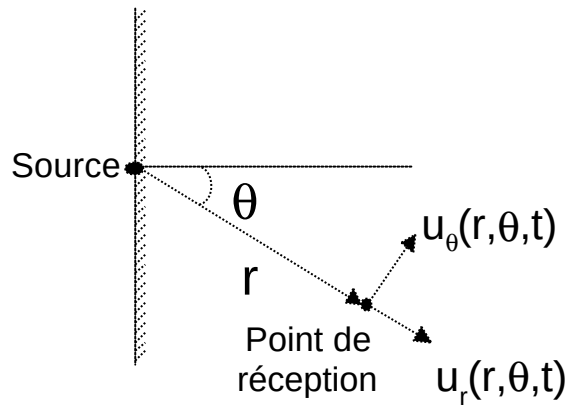


Figure 3 : Configuration géométrique pour le calcul du déplacement longitudinal et transversal créé par un point source.

I-3.1. Régime thermoélastique

Les expressions des déplacements radiaux et tangentiels ont été établies par Rose [14] dans le cas d'une source ponctuelle (figure 3). Le déplacement mécanique est défini par ses deux composantes radiale u_r et transverse u_θ :

$$u_i(r, \theta, t) = D q(t) \otimes g_i^H(r, \theta, t) \quad (2)$$

où $D = (3\mu + 2\lambda) \left(\frac{a}{\lambda C} \right) Q$ est un paramètre dépendant des constantes de Lamé λ et μ du matériau et de son coefficient de dilatation a . $q(t)$ est la forme temporelle normalisée de l'impulsion lumineuse, Q est la quantité d'énergie absorbée par le matériau, g^H est la divergence de la fonction de Green correspondant à une variation temporelle en échelon.

En champ lointain, l'amplitude du **déplacement longitudinal** décroît en $1/r$; Rose a établi l'expression asymptotique de la fonction de Green :

$$g_r^H(r, \theta, t) = \frac{G}{rc_L} A(\theta) \delta\left(t - \frac{r}{c_L}\right) \quad (3)$$

où $\Gamma = (\rho rc_L)^2$. c_L est la vitesse de l'onde longitudinale, c_T celle de l'onde transversale. La fonction de directivité $A(q)$ s'exprime en fonction de l'angle q par rapport à la normale à la surface et du rapport $k = c_L/c_T$:

$$A(q) = \frac{\sin q \sin 2q (k^2 - \sin^2 q)^{1/2}}{(k^2 - 2 \sin^2 q)^2 + 2 \sin q \sin 2q (k^2 - \sin^2 q)^{1/2}} \quad (4)$$

Cette fonction est symétrique par rapport à la normale à la surface. Le déplacement longitudinal, nul à l'épicentre, est maximum pour un angle proche de 65° dans le cas du duralumin ($k \approx 2$) (figure 4-a).

L'amplitude du **déplacement transversal** varie également en $1/r$:

$$g_\theta^H(r, \theta, t) = \frac{G}{2rc_L} \left[B_1(\theta) \delta\left(t - \frac{r}{c_L}\right) - \frac{B_2(\theta)}{\pi\left(t - \frac{r}{c_T}\right)} \right] \quad (5)$$

Sa fonction de directivité $B(q)$ est tantôt réelle tantôt complexe suivant l'angle d'observation :

$$B(\theta) = B_1(\theta) + jB_2(\theta) = \frac{\sin 2\theta \cos 2\theta}{\cos^2 2\theta + 2 \sin \theta \sin 2\theta (k^{-2} - \sin^2 \theta)^{1/2}} \quad (6)$$

Le déplacement transversal est nul à l'épicentre. Par contre le maximum d'amplitude se situe vers 30° pour le duralumin (figure 4-b).

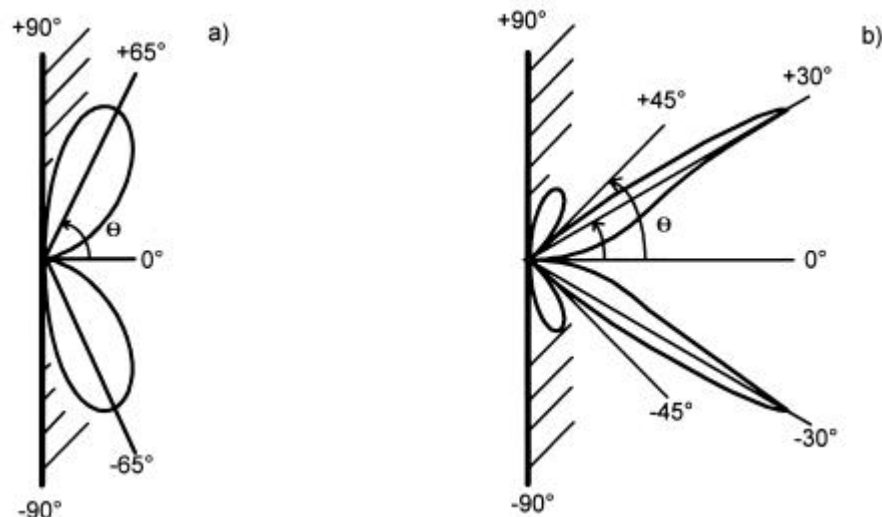


Figure 4 : Diagrammes de directivité en régime thermoélastique des ondes (a) longitudinale et (b) transversale pour le duralumin [4].

Dans le cas d'un matériau en acier de vitesses ($c_L = 5900\text{m/s}$ et $c_T = 3200\text{m/s}$), le maximum d'amplitude de l'onde longitudinale se situe à 67° par rapport à l'épicentre et le maximum d'amplitude de l'onde transversale se situe à $32,5^\circ$. Remarquons que ces deux matériaux (acier et duralumin), que nous utiliserons dans la suite de notre étude, sont quasiment identiques du point de vue de la directivité.

I-3.2.Régime d'ablation

Pour une densité de puissance supérieure au seuil d'ablation I , Rose montre que l'amplitude du **déplacement longitudinal** décroît en $1/r$; la fonction de directivité est alors :

$$C(q) = \frac{\cos q (k^2 - 2 \sin^2 q)}{(k^2 - 2 \sin^2 q)^2 + 2 \sin q \sin 2q (k^2 - \sin^2 q)^{1/2}} \quad (7)$$

La source est omnidirectionnelle mais non isotrope, l'amplitude est maximale à l'épicentre (figure 5-a).

L'amplitude du **déplacement transversal** varie également en $1/r$, sa fonction de directivité est :

$$D(q) = \frac{\sin 2q (k^{-2} - \sin^2 q)^{1/2}}{\cos^2 2q + 2 \sin q \sin 2q (k^{-2} - \sin^2 q)^{1/2}} \quad (8)$$

Le déplacement est nul à l'épicentre, par contre il est maximum vers 35° pour le duralumin. L'émission est moins directive que celle de la source thermoélastique (figure 5-b).

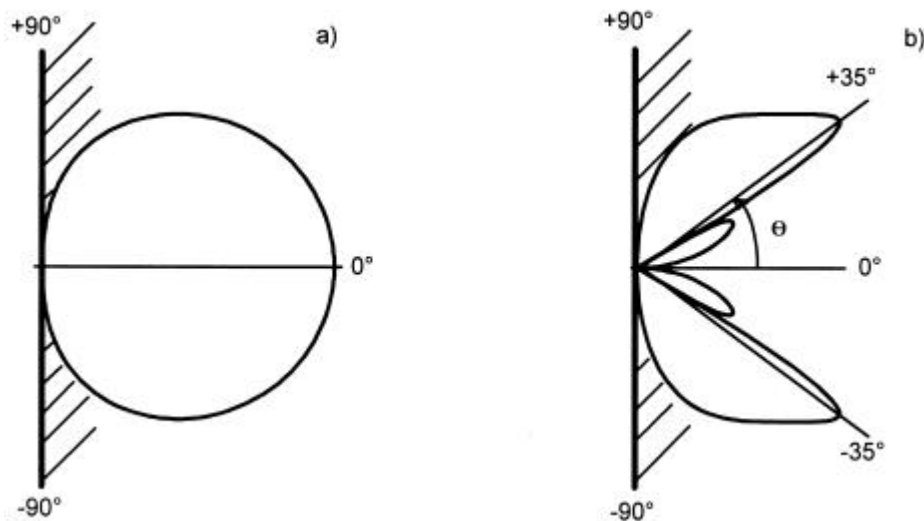


Figure 5 : Diagrammes de directivité en régime d'ablation des ondes (a) longitudinale et (b) transversale pour le duralumin [4].

I-4. Propagation des ondes ultrasonores

Connaissant les directions privilégiées de la propagation des ondes ultrasonores en champ lointain, nous pouvons à présent analyser le champ ultrasonore détecté en fonction de la configuration de contrôle. Il existe deux dispositifs de contrôle dont le choix de l'application dépend des propriétés géométriques de l'échantillon (accessibilité) et de la zone à inspecter (volume, surface). Chaque configuration induit un signal ultrasonore caractéristique de la propagation des différentes ondes engendrées dans le matériau en fonction du régime d'émission.

I-4.1. Contrôle en transmission

Le contrôle en transmission permet d'inspecter soit le volume de la plaque, soit la surface située du même côté que la détection. Dans la première configuration expérimentale, la détection est placée à l'épicentre par rapport à l'émission. Cette configuration est la plus courante, car elle est plus aisée à utiliser et, de plus le signal ultrasonore est plus facilement interprétable en raison des échos multiples et des conversions aux interfaces. Suivant l'épaisseur de la plaque, suivant le matériau utilisé, la propagation diffère. La figure 6 est un exemple, pris dans la littérature [4], de déplacement normal détecté à l'épicentre sur une plaque d'aluminium d'épaisseur 3 mm. Le signal comprend un pic positif de faible amplitude appelé précurseur dépendant de la conduction thermique ou de la pénétration optique [15]. Puis les différentes ondes détectées sont d'amplitude négative, elles représentent les différents trajets des ondes longitudinale et transversale dans la plaque et leur conversion au niveau des interfaces.

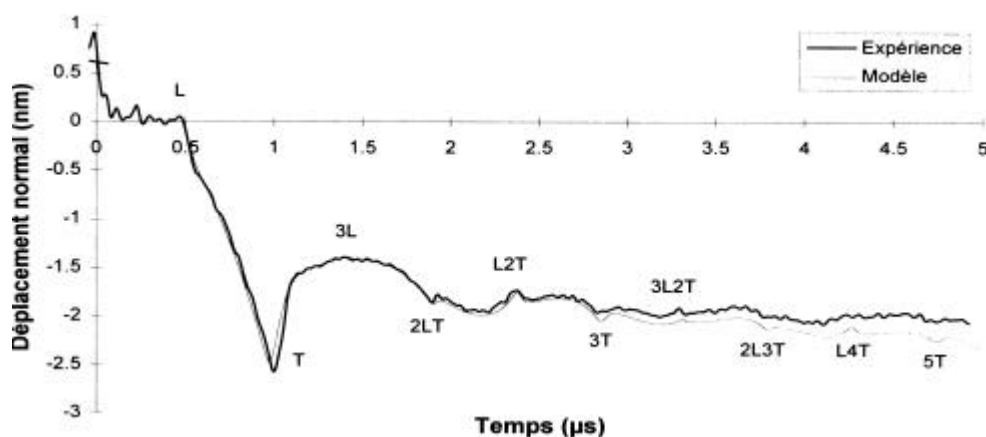


Figure 6 : Déplacement normal à l'épicentre sur une plaque d'aluminium d'épaisseur 3mm [4].

Plusieurs modèles analytiques ont été développés tout d'abord par Scruby [16] puis par Dewhurst [17] et enfin par Doyle [18] pour les matériaux métalliques homogènes et

isotropes, et par la suite par différents auteurs pour des matériaux composites [19, 20] et pour les matériaux revêtus d'une couche fine [4]. Ces différents modèles sont en bon accord avec les signaux expérimentaux, ils permettent de comprendre la propagation des ondes ultrasonores dans différents matériaux et d'optimiser les configurations expérimentales à adopter.

La configuration en transmission, de type émission-détection décalée, permet, suivant les diagrammes de directivité calculés, de privilégier la détection de certaines ondes ultrasonores [21]. La figure 7 montre la variation de l'amplitude du déplacement normal détecté pour différentes positions de la réception (26° , 45° , 56°). Une onde, appelée onde de tête (H), résultant de la conversion de l'onde longitudinale en onde transversale à la surface pour un angle d'observation proche de l'angle critique est visualisée en plus des ondes de volume classique. Plus la détection s'éloigne de l'épicentre plus le déplacement de l'onde longitudinale devient important. De plus, nous observons également le changement de polarisation de l'onde transverse après passage par le minimum d'amplitude à 45° . Une autre étude a montré que la largeur des différents pics dépend des dimensions de la source [65].

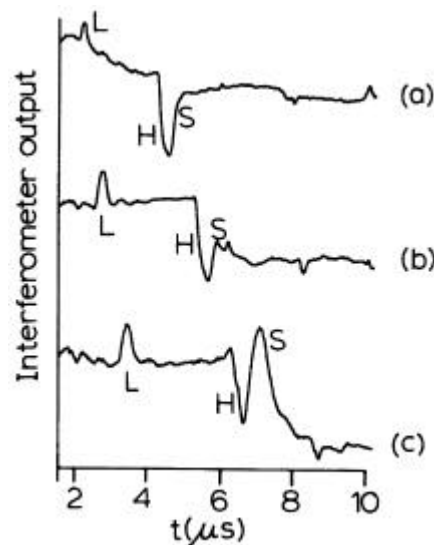


Figure 7 : Déplacement normal détecté à (a) 6mm, (b) 12mm, (c) 18mm, de l'épicentre dans une plaque d'aluminium d'épaisseur 12mm [21].

I-4.2. Contrôle en réflexion

Dans ce type de contrôle, nous ne nous intéresserons qu'à la configuration émission et détection décalées qui s'affranchit de la perturbation thermique difficilement exploitable [22]. Ce dispositif offre l'avantage supplémentaire de donner accès aux ondes de surface (onde de Rayleigh si $e \gg l$ ou ondes de Lamb si $e < l$; e épaisseur du milieu, l longueur d'onde

acoustique). Celles-ci comprennent une composante longitudinale et une composante transversale déphasée de $\pi/2$. La génération d'ondes de Rayleigh (ou d'ondes de Lamb) s'effectue par conversion à la surface des ondes longitudinale et transversale quel que soit le régime d'émission laser. L'émission laser favorise la génération d'ondes de surface parce que l'échauffement reste localisé à proximité de la surface (figure 8). En régime thermoélastique, la proportion ondes de surface / ondes de volume est 70% / 30%. Les ondes de volume provenant des réflexions ou des conversions aux interfaces ne sont détectables que pour des plaques d'épaisseur faible.

Les ondes de surface évoluent en fonction de l'épaisseur de la plaque à inspecter et en fonction de la distance de propagation. Nous reviendrons plus en détail sur la modélisation de l'onde de Rayleigh dans le paragraphe III.

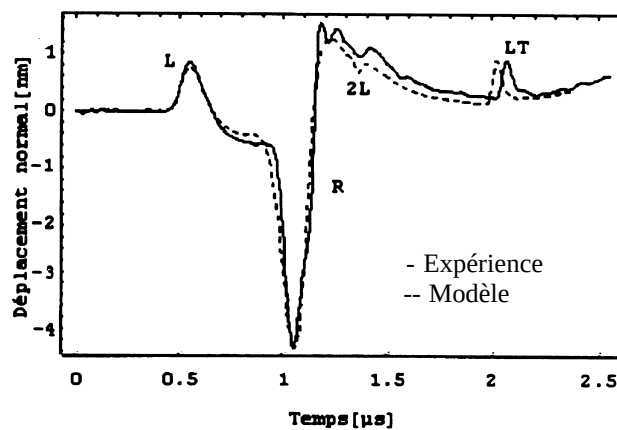


Figure 8 : Déplacement normal dans une plaque d'aluminium d'épaisseur 4mm [4].

Nous pouvons également signaler que la forme de l'onde de Rayleigh évolue en fonction de l'énergie déposée. Le passage du régime thermoélastique au régime d'ablation s'accompagne d'une augmentation d'amplitude et d'une déformation du signal [7].

I-5. Forme de la source

Dans l'ensemble du paragraphe précédent, la source des ondes ultrasonores était ponctuelle. D'autres études ont permis d'analyser l'influence de la forme de la source sur la directivité du rayonnement engendré [4, 9, 24]. Dans le cas d'une source linéique de largeur $2a$ et de hauteur $2b$, le diagramme de directivité des ondes de volume n'est modifié que

lorsque la longueur d'onde λ est supérieure à six fois la demi-largeur a (condition de source ponctuelle) [23].

Par contre, une source linéique favorise une direction de propagation pour les ondes de surface et les ondes de plaque [24].

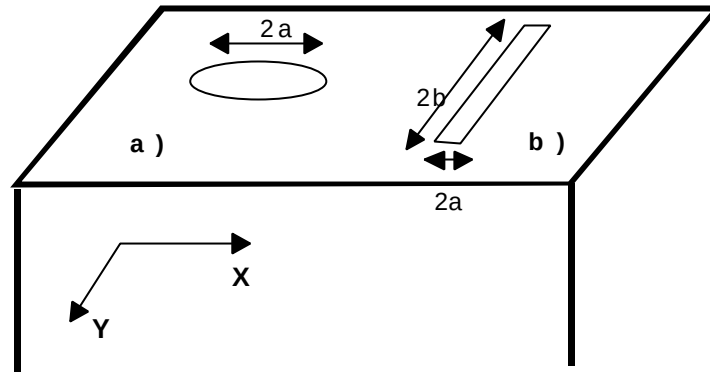


Figure 9 : Forme de la source a) circulaire b) linéique.

Dans le cas d'une source ponctuelle, le rayonnement est omnidirectionnel et isotrope. En utilisant une source linéique, la génération d'ondes de surface s'effectue suivant une direction privilégiée (direction perpendiculaire à la hauteur de la ligne) et avec un maximum d'amplitude suivant la médiatrice donc suivant l'axe x (figure 10). Dans nos applications, il apparaît évident qu'une distribution d'énergie suivant une ligne source nous conférera une configuration optimale pour la détection de défauts en surface.

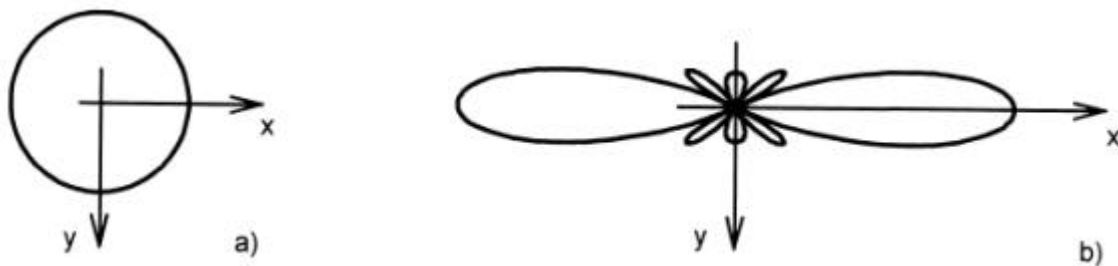


Figure 10 : Diagrammes de directivité en surface en régime thermoélastique. a) Source ponctuelle b) source linéique.

II- Détection

Dans la poursuite de notre cheminement, il apparaît que seule une détection optique offre également la propriété de contrôle du matériau sans contact mécanique à grande distance. La détection optique est moins sensible que le transducteur piézoélectrique [25],

mais elle présente l'avantage de mesurer localement, et avec une large bande passante, le déplacement normal à la surface d'un échantillon. D'autres systèmes de détection sans contact mécanique existent tels que le transducteur électromagnéto-acoustique (EMAT), la sonde capacitive qui offrent une qualité de détection des petits déplacements moindre en comparaison de la sonde optique [26] et qui imposent des conditions expérimentales plus contraignantes (faible distance entre la sonde et la matériau).

Il existe différents dispositifs optiques [2,27] de détection basés soit sur la mesure du déphasage entraîné par le déplacement mécanique normal à la surface (interférométrie de déplacement) [28], soit sur la vitesse de déplacement de la surface (interférométrie de vitesse) [29]. Intéressons nous plus particulièrement à l'interférométrie hétérodyne (interférométrie de déplacement) qui est le système de détection utilisé lors des expériences.

II-1. Principe

Le principe général de l'interférométrie consiste à mesurer la différence de trajet entre un faisceau lumineux de référence et un faisceau lumineux perturbé par une surface vibrante puis réfléchi (figure 11).

Le déplacement de la surface vibrante est : $u(t) = u \cos (2\pi f t + \phi)$

Où u , f et ϕ sont l'amplitude, la fréquence et la phase.

Un laser Nd :YAG doublé en fréquence ($L = 532 \text{ nm}$) de cent milliwatts de puissance émet en continu une onde lumineuse de fréquence f_L . A l'aide d'un premier cube séparateur, le faisceau est divisé en faisceau de référence (R) et en faisceau sonde (S). Le faisceau de référence est dirigé à l'aide d'un prisme de Dove jusqu'à la photodiode. Un modulateur acousto-optique décale le faisceau sonde d'une fréquence f_B (70 MHz). Ce faisceau se réfléchit sur la surface vibrante de l'échantillon caractérisée par le déplacement $u(t)$. Une lame quart d'onde et un cube polarisé permettent d'orienter ce faisceau sonde vers la photodiode. Au préalable les deux faisceaux de fréquence f_L et $f_L + f_B \bmod f$ traversent un analyseur orientant à 45° les polarisations qui permet de faire battre ces faisceaux sur la photodiode. Nous obtenons en sortie un courant $i(t)$ de fréquence f_B dont la phase est modulée par la vibration de la surface de l'échantillon :

$$i(t) \propto I_0 \cos [f_B t + \phi_S - \phi_R + 2ku(t)] \quad (9)$$

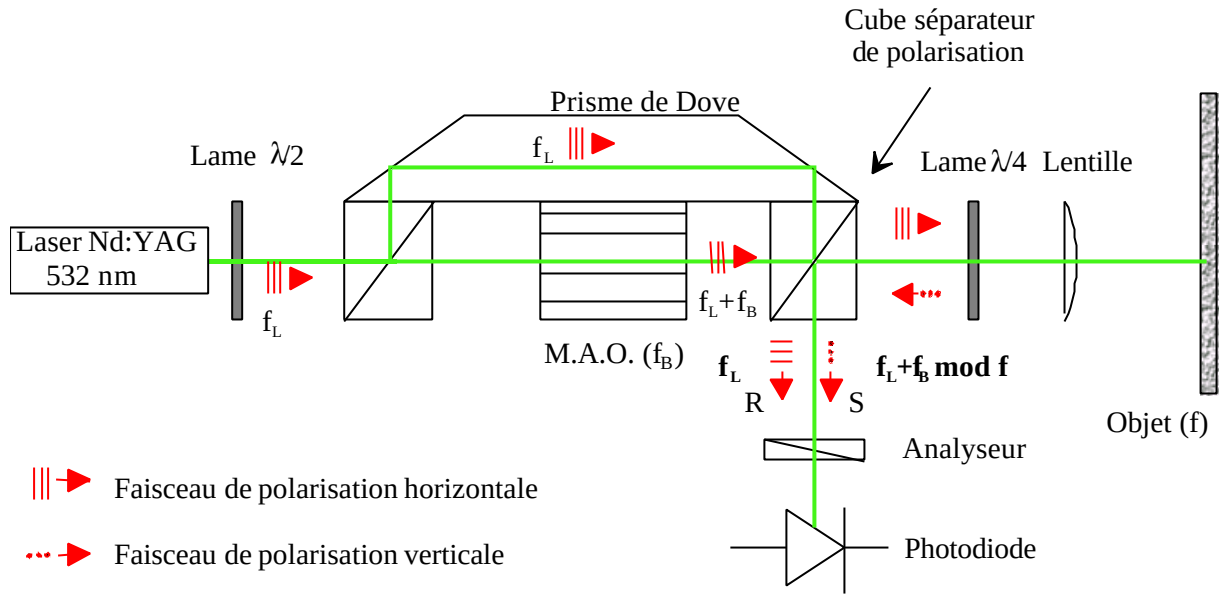


Figure 11 : Configuration optique compacte de la sonde interférométrique hétérodyne.

Pour extraire le déplacement de la surface de l'échantillon nous démodulons le courant $i(t)$ à l'aide d'un circuit électronique qui scinde le courant $i(t)$ en deux courants (figure 12). Une autre manière d'utilisée cette démodulation a été réalisée par Cretin et Hauden. A l'aide d'un circuit avec boucle de phase, cette démodulation permet de mesurer des déplacements à très basse fréquence [69]. Dans notre cas, le premier courant ne subit aucune modification, le second est filtré autour de f_B puis déphasé de $\pi/2$. En mélangeant ces deux courants nous obtenons, après un filtrage passe-bas, un courant $s(t)$ directement proportionnel au déplacement $u(t)$ de la surface de l'échantillon :

$$s(t) \approx \sin [2 ku(t)] \approx 2 ku(t) \text{ si } ku(t) \ll 1 \text{ ou } u(t) \ll L/16 (= 34\text{nm}) \quad (10)$$

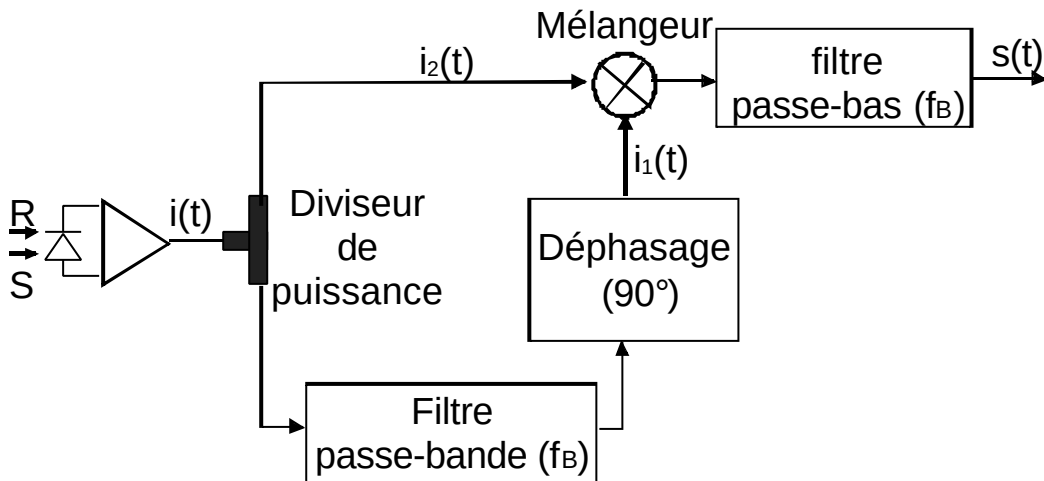


Figure 12 : Circuit de démodulation.

Ces déplacements ($\ll 34$ nm, valeur limite due uniquement à la condition de linéarité) sont fréquemment obtenus lors de la génération d'ondes de Rayleigh en régime thermoélastique. Au cours de nos expériences, nous utiliserons la sonde SH140 développée par THALES Laser (ex- B.M.Industries).

II-2. Performances

La sonde optique compacte mesure la composante normale du déplacement de façon absolue : son facteur de calibration, défini pour une tension de sortie de démodulation de 10mV, correspond à un déplacement de 0,1 nm. La sensibilité de la sonde SH 140 équipée d'un laser Nd :YAG de puissance 100 mW est de $10^{-6} \text{ nm}/\sqrt{\text{Hz}}$ [30,62].

En plus de la mesure sans contact mécanique, la sonde optique offre un avantage supplémentaire par sa largeur de bande de détection. La sonde peut être également équipée d'un zoom afin d'optimiser la focalisation ; la largeur de la tâche focale (quelques dizaines de μm) permet de réceptionner en théorie des fréquences jusqu'à 100MHz dans le cas de propagation d'ondes de Rayleigh. L'électronique de détection réduit cette bande à 20 KHz - 45 MHz, expérimentalement nous limiterons cette bande à 20 KHz - 20MHz.

Le problème principal de la sonde est la sensibilité du rapport signal à bruit à la quantité d'énergie lumineuse réfléchie par la surface de l'échantillon ; l'expérience impose donc de travailler sur des surfaces de réflectivité suffisante ou de moyenniser les signaux afin de diminuer la valeur du bruit selon la racine carrée du nombre d'acquisitions.

Nous serons également confrontés dans notre étude à une sensibilité supplémentaire du rapport signal sur bruit due à la courbure ainsi qu'à la structure des échantillons.

III- Modélisation d'une onde de Rayleigh créée par une ligne source thermoélastique

Le modèle développé par Doyle [31] et basé sur les considérations de Rose [14] et de Berthelot [32] a déjà permis d'expliquer la génération et la propagation d'ondes de Rayleigh engendrée par une ligne source thermoélastique. Des expériences réalisées au laboratoire par

Catherine Chenu sur une plaque d'aluminium montrent, en champ proche, la forme et l'amplitude de l'onde de Rayleigh ainsi que leur évolution en champ lointain [36].

Un formalisme nouveau introduit par Tobolka [33] et généralisé par Desbois et Boyer [34] fournit une nouvelle approche de la propagation des ondes de volume et de surface créée par une ligne source thermoélastique. Celui-ci décompose, sous forme matricielle, les différents phénomènes linéaires agissant lors de cette propagation.

III-1. Formalisme de la matrice mixte

Considérons un espace semi-infini où la ligne source thermoélastique ayant le profil temporel $q(t)$ se situe sur la surface $x_1 x_3$. Fixons x_1 comme axe de propagation parallèle à la surface libre. L'axe x_2 est orienté vers la profondeur du matériau et la ligne source est parallèle à l'axe x_3 (figure 13).

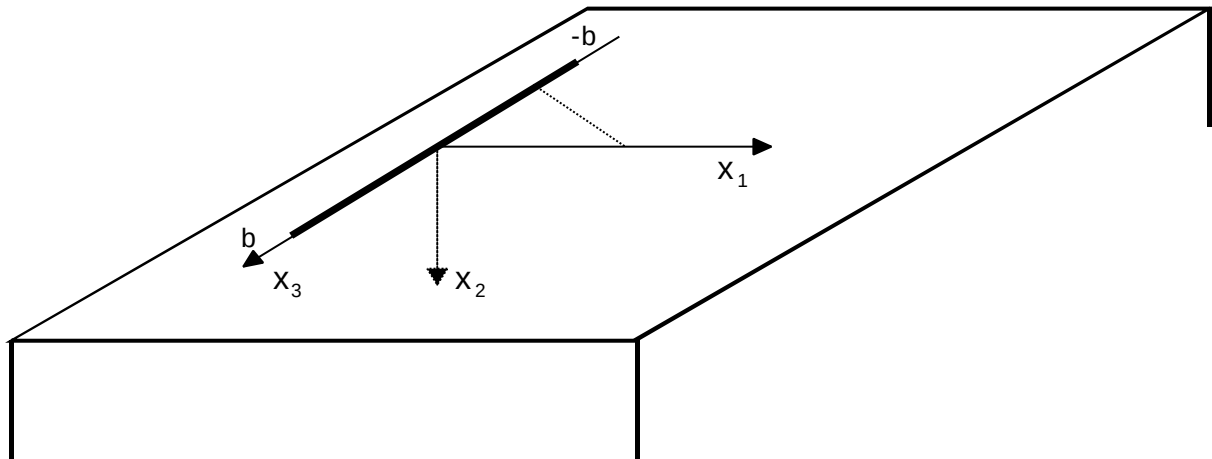


Figure 13 : *Modèle de la ligne source thermoélastique.*

La formulation matricielle de la propagation et de l'interaction des ondes élastiques avec la surface s'exprime par :

$$\begin{bmatrix} \mathbf{b} \\ \mathbf{v} \end{bmatrix} = [\mathbf{M}] \begin{bmatrix} \mathbf{a} \\ \mathbf{f} \end{bmatrix} \quad (11)$$

$\mathbf{a}$ est le vecteur des amplitudes complexes des ondes de volume incidentes.

$\mathbf{b}$ est le vecteur des amplitudes complexes des ondes de volume réfléchies ou transmises.

$\mathbf{v}$ est la vitesse des particules sur la surface libre ($x_2 = 0$).

$\mathbf{f}$ est le vecteur densité de force appliquée uniformément sur la surface, opposée à la contrainte mécanique T_{i2} ($f_i = -T_{i2}$).

Le déplacement de la surface comprend trois composantes telles que $\mathbf{v} = i \omega \mathbf{u}$.

La matrice $\mathbf{M}$ représentant les phénomènes linéaires d'émission, de détection et de diffraction des ondes élastiques à la surface du solide se compose de quatre sous-matrices appelées $\mathbf{D}$, $\mathbf{E}$, $\mathbf{R}$ et $\mathbf{Y}$ telles que :

$$[\mathbf{M}] = \begin{bmatrix} \mathbf{D} & \mathbf{E} \\ \mathbf{R} & \mathbf{Y} \end{bmatrix} \quad (12)$$

Chaque sous matrice est définie par :

$\mathbf{D}$ est la matrice de diffraction ; elle donne, en onde plane, les amplitudes réfléchies en terme d'ondes incidentes quand la surface est libre ($T_{i2} = 0$).

$\mathbf{E}$ est la matrice d'émission ; elle donne, en l'absence d'onde incidente ($\mathbf{a} = 0$), les amplitudes des ondes de volume produites par une distribution uniforme de forces mécaniques appliquées.

$\mathbf{R}$ est la matrice de réception ; elle permet de calculer les déplacements mécaniques induits par les ondes de volume incidentes sur la surface libre ($\mathbf{f} = 0$).

$\mathbf{Y}$ est la matrice d'admittance ; elle donne, en l'absence d'onde incidente ($\mathbf{a} = 0$), les déplacements à la surface produits par une distribution uniforme de forces mécaniques appliquées.

A partir de cette description du phénomène, nous pouvons en déduire les déplacements des ondes de volume et de surface engendrées. Pour les ondes de volume, le calcul intégral est décrit dans l'article de Daniel Royer [35]. Nous expliciterons, ici, les déplacements calculés pour l'onde de Rayleigh.

III-2. Génération d'ondes de Rayleigh

Comme nous l'avons écrit précédemment, en l'absence d'onde incidente, la vitesse de déplacement $\mathbf{v}$ des ondes de Rayleigh est reliée aux forces mécaniques $\mathbf{f}$ par l'intermédiaire de la matrice d'admittance $\mathbf{Y}$. ($v_i = Y_{ij} f_j$). Dans notre problème à deux dimensions, les

coefficients Y_{ij} dépendent seulement de la composante des lenteurs $s_1 = k_1/\omega$ dans l'espace libre. Alors les composantes u_i du déplacement sur la surface sont dans le domaine de Fourier :

$$u_i(x_1, \omega) = \frac{1}{2\pi i \omega} \int_{-\infty}^{+\infty} Y_{ij}(s_1) F_j(k_1) e^{-ik_1 x_1} dk_1 \quad (13)$$

où $F_j(k_1)$ est la transformée de Fourier spatiale de la distribution de force $f_j(x_1)$. Si les forces sont appliquées suivant la ligne $x_1 = 0$ sur la surface $x_2 = 0$ alors $f_j(x_1) = F_j \delta(x_1)$ et $F_j(k_1) = F_j$. Les déplacements peuvent donc être exprimés par la fonction de Green spectrale G_{ij} associée à la distribution spatiale de force F_j :

$$G_{ij}(x_1, \omega) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{+\infty} Y_{ij}(s_1) e^{-i\omega s_1 x_1} ds_1 \quad (14)$$

Les calculs développés en annexe (**Annexe I**) fournissent dans le cas d'un matériau isotrope semi-infini les composantes de la matrice d'admittance en fonction de la lenteur s_1 :

$$Y_{ij}(s_1) = \frac{N_{ij}(s_1)}{\mu \Delta(s_1)} \quad (15)$$

où $\Delta(s_1)$ est le déterminant de l'équation de Rayleigh :

$$\Delta(s_1) = (2s_1^2 - s_T^2)^2 - 4s_1^2(s_1^2 - s_T^2)^{1/2}(s_1^2 - s_L^2)^{1/2} \quad \text{avec } s_1 > s_T > s_L \quad (16)$$

Les valeurs annulant l'équation de Rayleigh $\Delta(s_1) = 0$ sont $s_1 = \pm s_R$ avec $s_R > s_T > s_L$. Ces valeurs correspondent aux pôles de l'admittance. La contribution de chaque pôle à l'intégrale de la fonction de Green notée G_{ij}^R se calcule par la méthode des résidus.

Deux fonctions distinctes correspondant aux pôles $+s_R$ et $-s_R$ et respectivement aux sens de propagation $x_1 > 0$ et $x_1 < 0$ en ressortent :

$$G_{ij}^{R+}(x_1, \omega) = -\frac{N_{ij}(s_R)}{\mu(d\Delta/ds_1)_{s_R}} e^{-i\omega s_R x_1} \quad x_1 > 0 \quad (17)$$

$$G_{ij}^{R-}(x_1, \omega) = -\frac{N_{ij}(-s_R)}{\mu(d\Delta/ds_1)_{s_R}} e^{i\omega s_R x_1} \quad x_1 < 0 \quad (18)$$

En considérant classiquement chaque point de la ligne source thermoélastique infiniment fine comme un dipôle de forces opposées orientées suivant x_1 , nous pouvons, après différents calculs, obtenir pour le demi espace $x_1 > 0$ l'amplitude de la composante normale A_2 de la fonction de Green G_{ij}^{R+} :

$$A_2 = -\frac{2s_R N_{21}(s_R)}{(l + 2m)(d\Delta/ds_1)_{s_R}} = -\frac{s_T^2(2s_R^2 - s_T^2)}{(l + 2m)(d\Delta/ds_1)_{s_R}} \quad x_1 > 0. \quad (19)$$

Nous pouvons également réécrire l'amplitude A_2 en fonction d'un paramètre sans dimension exprimant le rapport des vitesses transverse et de Rayleigh (K). Ce paramètre est défini par la relation :

$$K = \frac{\varsigma(2\varsigma-1)^3}{8\varsigma^3(1-\kappa)-4\varsigma+1} \quad \text{avec} \quad \varsigma = \frac{V_T^2}{V_R^2} \quad (20)$$

alors l'amplitude de la composante normale s'écrit simplement :

$$A_2 = \frac{V_R K}{2(\lambda + 2\mu)V_T^2} = \frac{V_R K}{2\mu V_L^2} \quad (21)$$

La fonction de Green temporelle se déduit de la formulation (16) :

$$g_2^R(x_1, t) = A_2 \delta(t - s_R x_1) \quad (22)$$

Berthelot [32] a démontré comment déduire la forme de l'onde Rayleigh engendrée par une ligne source à partir de celle calculée pour une point source. En inversant cette correspondance, nous pouvons en déduire la fonction de Green associée à un point source :

$$g_2^R(r, t) = \frac{K}{mV_L^2} \frac{\mathbb{I}}{\mathbb{I}t} \left[\frac{1}{2p} \frac{H(t - s_R r)}{(t^2 - s_R^2 r^2)^{1/2}} \right] \quad (23)$$

Le déplacement normal $u_2(r, t)$ est le résultat de la convolution de la fonction de Green par le profil temporel de l'impulsion lumineuse $q(t)$, multiplié par un coefficient Γ dépendant des propriétés du matériau :

$$u_2(r, t) = \Gamma q(t) \otimes g_2^R(r, t) \quad \text{avec} \quad \Gamma = (3\mu + 2\mu) \left(\frac{a}{\rho C} \right) Q \quad (24)$$

Le déplacement normal engendré dans un matériau tel que le duralumin par une ligne source infiniment fine de hauteur $2b$ (mm) pour une énergie absorbée Q (mJ) se caractérise par les constantes suivantes :

- La valeur crête du déplacement de l'impulsion lumineuse s'obtient lorsque $q(t - s_R r) = q_{\max} \approx 1/\Delta$ où Δ la durée de l'impulsion. Dans nos expériences en régime thermoélastique, la durée de l'impulsion est de 40 ns.

- Le paramètre thermoélastique $\frac{\alpha}{\rho C}$, qui vaut $0,84 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{J}^{-1}$ [1]
- Les vitesses dans le duralumin $V_L = 6\,420 \text{ m/s}$, $V_T = 3\,140 \text{ m/s}$ et $V_R = 2\,932 \text{ m/s}$,
 $\rightarrow K = 0,44396$.

Nous en déduisons l'ordre de grandeur du déplacement normal maximal :

$$u_2^{\max} (\text{nm}) = \frac{\Gamma V_R K}{2\mu V_L^2} \frac{1}{2b} = \frac{\alpha}{\rho C} \frac{K}{V_T} \frac{Q}{2b} \approx 30 \frac{Q(\text{mJ})}{2b(\text{mm})}, \quad (25)$$

soit pour $Q = 1\text{mJ}$ et $2b = 10\text{mm}$, $\rightarrow u_2^{\max} = 3 \text{ nm}$.

III-3. Validation expérimentale

Pour valider ce modèle, il faut tenir compte de la répartition d'énergie sur la ligne source qui n'est pas infiniment fine. Doyle puis Daniel Royer ont adopté un profil gaussien, mesuré expérimentalement [37], de la forme :

$$w(x) = \frac{1}{b\sqrt{p}} \exp\left(\frac{-x^2}{b^2}\right) \quad (26)$$

b étant la demi largeur correspondant à une amplitude $1/e$ du profil normalisé.

Les dimensions de la ligne source sont $2a = 0,38 \text{ mm}$, $2b = 6 \text{ mm}$ et l'énergie incidente est 30 mJ .

Des expériences [36] réalisées sur une plaque de duralumin de coefficient d'absorption de l'ordre de 7% et suffisamment épaisse (5λ) ont permis de valider ce modèle surtout en champ proche. Par contre l'onde de Rayleigh, expérimentalement, devient beaucoup plus dipolaire à proximité de la limite de champ proche (figure 14). Des études complémentaires ont permis d'exclure l'erreur sur le positionnement du point récepteur vis-à-vis de la médiatrice de la ligne source quant au désaccord entre modélisation et expérience en limite de champ proche.

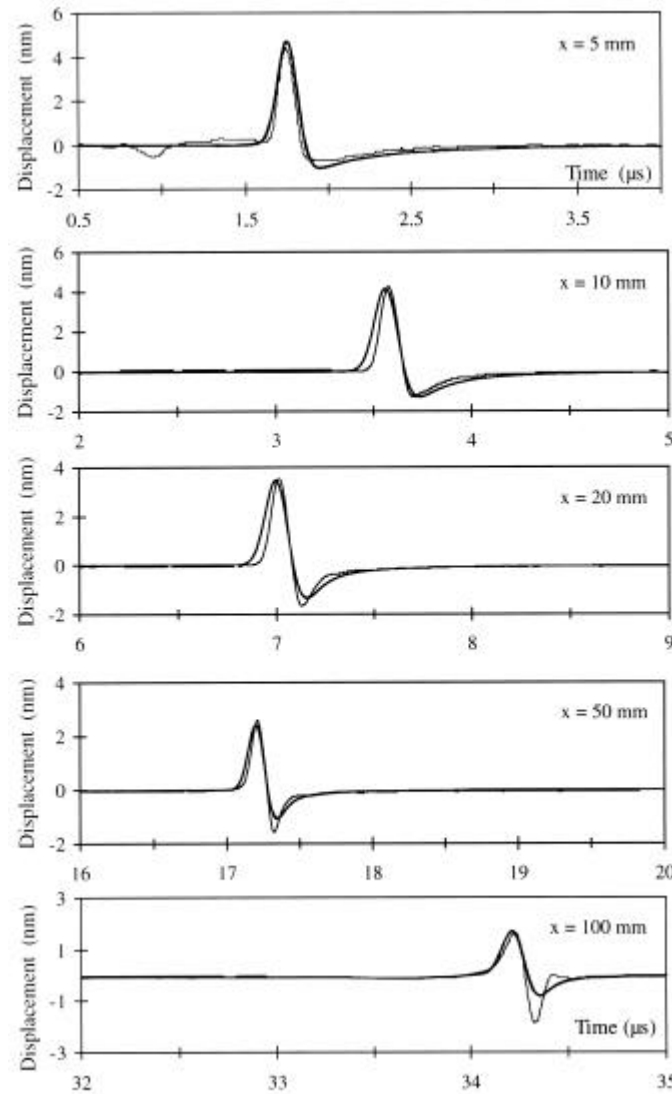


Figure 14 : Comparaison modélisation d'une onde de Rayleigh (—) et expérimentation (---)[37].

IV- Accroissement de l'efficacité

Dans l'objectif d'une d'application industrielle de cette technique sans contact mécanique, différentes expérimentations ont permis d'accroître l'amplitude des déplacements engendrés tout en conservant l'aspect non destructif du contrôle.

Dans un premier temps, le dépôt d'une couche mince (film d'huile) sur la surface de la zone irradiée permet par vaporisation de ce film de créer une contrainte normale supplémentaire à la surface : cette action semblable au régime d'ablation augmente la génération d'ondes de volume [12, 38]. Industriellement, cette méthode est contraignante à mettre en œuvre sur des

matériaux homogènes ; par contre les matériaux composites (carbone-époxy) ou les matériaux homogènes recouverts d'une couche de peinture (aéronautique) présentent cette configuration dès leur élaboration [39,66,67].

Une autre manière d'augmenter l'amplitude des déplacements est d'utiliser un réseau de sources (ponctuelles ou linéiques) thermoélastiques dûment déphasées. Cette sommation constructive apporte une amélioration sensible du rapport signal sur bruit (> 20 dB) pour les ondes de volume et les ondes de surface [3,61,70]. Un balayage sectoriel du milieu inspecté peut être obtenu en contrôlant, à l'aide d'une loi de retard, la directivité du faisceau d'ondes de Rayleigh (comme pour les ondes de volume).

Les méthodes de génération et de détection sans contact ayant été examinées, nous nous intéressons à l'interaction d'une onde de Rayleigh engendrée par une ligne source thermoélastique avec un défaut surfacique dans une configuration en réflexion.

V- Interaction d'une onde de Rayleigh avec un défaut

Un contrôle ultrasonore permet dans un premier temps de rechercher l'existence d'un défaut puis d'évaluer ses dimensions caractéristiques (largeur, longueur, profondeur). L'interaction d'une onde de Rayleigh avec une fissure offre différentes possibilités d'analyse ; ces différentes interprétations ne s'intéressent principalement qu'à la profondeur de la fissure. Nous décrirons deux méthodes basées pour l'une sur le trajet des ondes et pour l'autre sur les coefficients de réflexion et de transmission.

V-1. Estimation de la profondeur en fonction du temps de vol

Dans une configuration en mode échographique, Cooper et *al* [26] ont décrit le mécanisme d'interaction sur une plaque d'une onde de Rayleigh, engendrée par une impulsion laser et détectée par une sonde interférométrique, interagissant avec une fissure artificielle débouchante et perpendiculaire à la surface de largeur w et de profondeur p (figure 15). La largeur de la fissure (si $w \ll \lambda$) n'est pas un paramètre intervenant dans la description du phénomène.

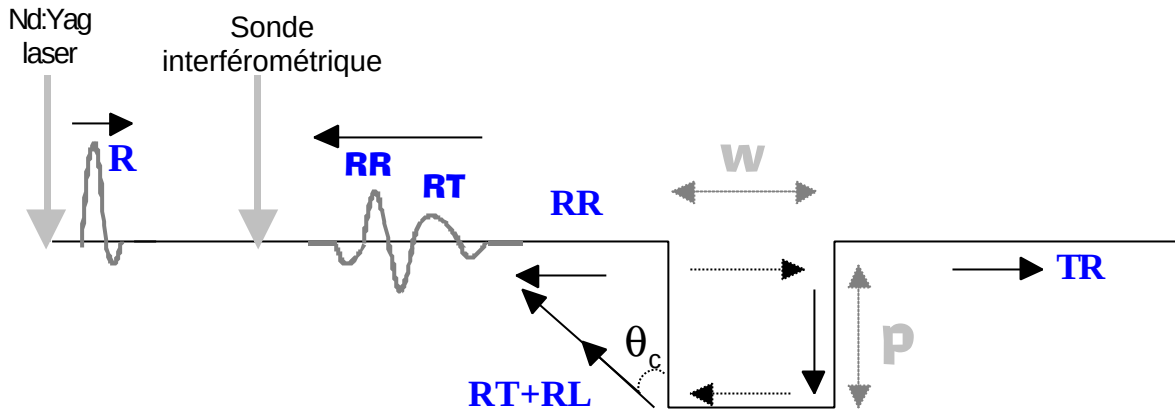


Figure 15 : Principe d'interaction d'une onde de Rayleigh avec une fissure (émission et détection laser).

Il convient de signaler que cette détection n'est possible que si la profondeur de la fissure est inférieure à la profondeur de pénétration de l'onde de Rayleigh ($p < 2\lambda_R$).

Lors du contact de l'onde de Rayleigh (R) avec la fissure, une fraction de l'énergie est réfléchi (RR) par le coin supérieur gauche de la fissure, une autre fraction traverse la fissure et est transmise (TR). Une partie de cette énergie transmise, au niveau du coin supérieur droit, est dirigée vers le fond de la fissure puis est convertie en onde transverse et réémitte suivant l'angle θ_C ($\sim 30^\circ$ pour le duralumin et pour l'acier) vers la surface (RT).

A partir de cette interprétation en temps de vol de l'interaction de l'onde Rayleigh avec une fissure, Cooper propose donc d'estimer la profondeur de la fissure par la différence de trajet entre les ondes RR et RT (figure 16-a). Il a établi la relation mathématique liant la différence de temps de vol Δt , les vitesses (V_R et V_T) et la largeur de la fissure w connue afin de calculer la profondeur p :

$$p = ?t \left(\frac{1}{V_R} + \frac{1}{V_T \cos \theta_C} - \frac{\tan \theta_C}{V_R} \right)^{-1} - 2w \quad (27)$$

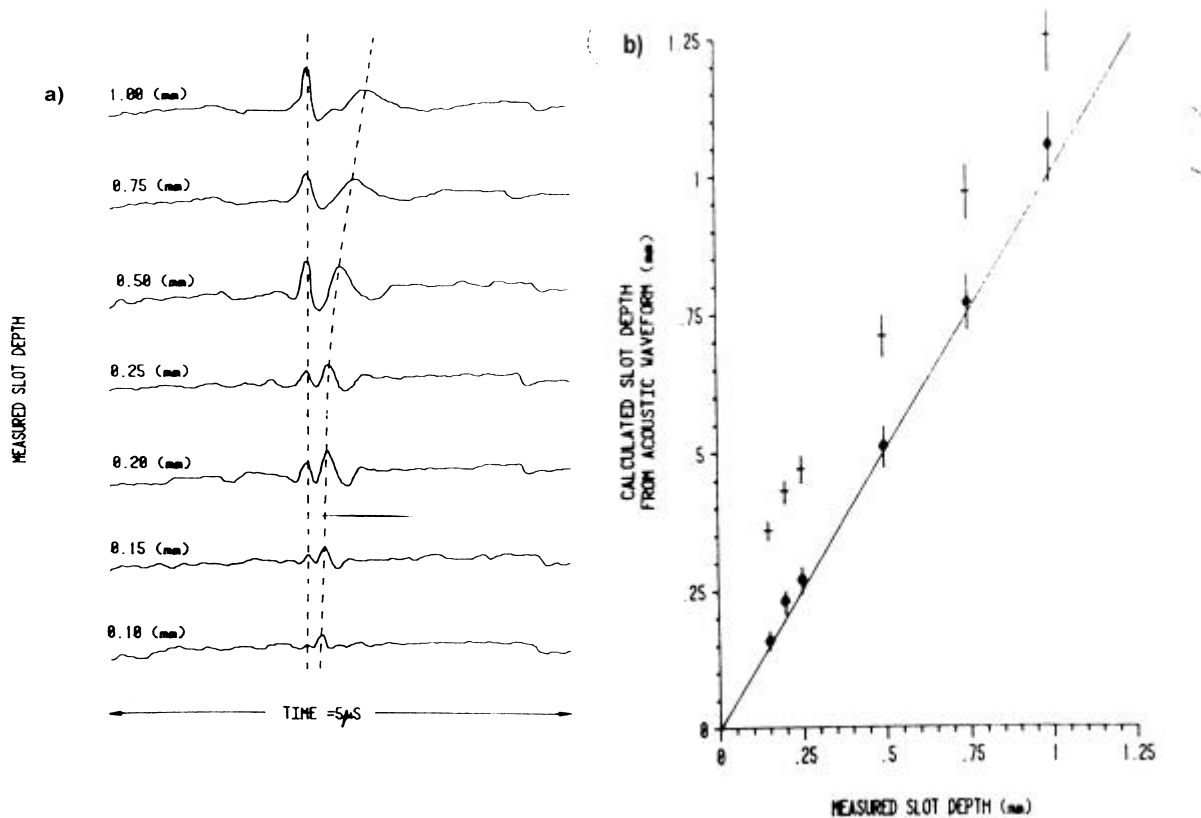


Figure 16 : *a) Données expérimentales sur une plaque de duralumin pour des ondes de surface réfléchies par une fissure de largeur constante (0,1mm) et de profondeur variable. b) Détermination de la profondeur de la fissure à partir des données expérimentales, comparaison avec les valeurs réelles (- sans tenir compte de la largeur de la fissure, · en tenant compte de la largeur de la fissure) [26].*

Cette méthode donne de très bon résultat avec une faible incertitude pour des défauts de profondeur comprise entre 0,2 et 1 mm (figure 16-b).

V-2. Estimation de la profondeur en fonction des coefficients de réflexion et de transmission

Hiaro et *al* [40] puis Angel et Achenbach [41] ont modélisé, dans la même configuration expérimentale, la variation des coefficients de réflexion et de transmission de l'onde de Rayleigh pour une fissure infiniment étroite, de rapport profondeur sur longueur d'onde variable et pour différents angles d'incidence (figure 17). Cette modélisation s'applique dans le cas d'une source monochromatique. Il convient dans le cas d'une source laser d'adapter cette modélisation à la large bande spectrale émise. La longueur d'onde, correspondant à la fréquence centrale du spectre d'émission, est connue avec une certaine incertitude. Nous obtenons donc une allure moyenne des coefficients de réflexion et de transmission avec une erreur dépendant de la largeur de la bande spectrale.

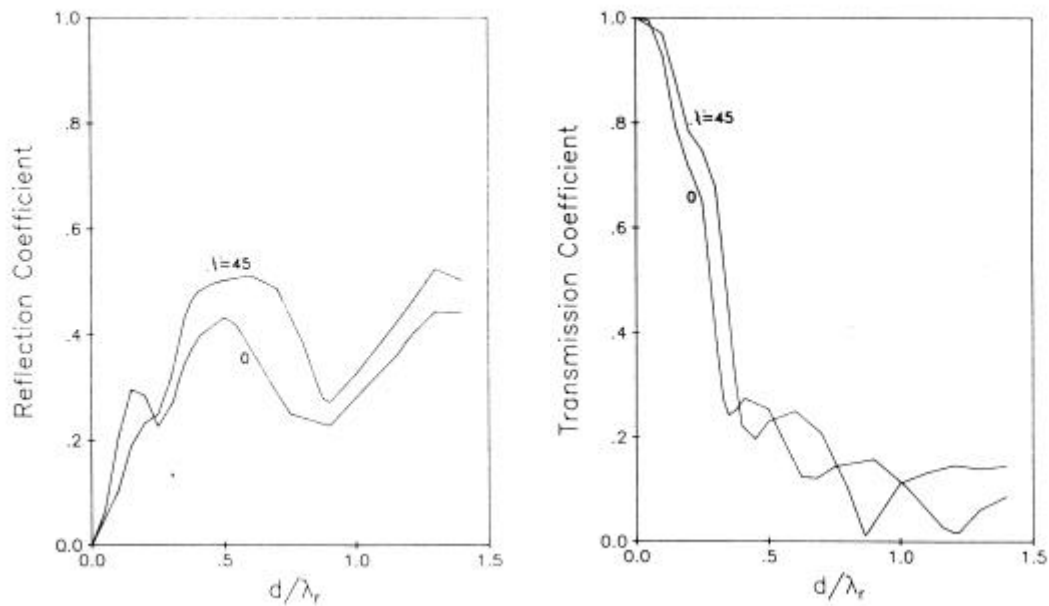


Figure 17 : Coefficients de réflexion et de transmission calculés en fonction du rapport profondeur sur longueur d'onde $C = 0$ (incidence normale), $C = 45^\circ$ (incidence oblique)[41].

Des expériences réalisées par Catherine Chenu [36] ont validé ce modèle et permis de garantir une détection de fissure jusqu'à une profondeur de 0,1 mm dans le cas d'une onde de Rayleigh, se propageant sur une plaque de duralumin, créée par un réseau de 16 sources thermoélastiques.

Depuis le début de ce chapitre, nous avons considéré uniquement des plaques. Nous avons décrit, pour les différentes configurations de contrôle, le champ ultrasonore engendré et ses modifications. Nous avons montré ensuite le bon accord entre modélisation et expérience de la propagation des ondes de Rayleigh. Examinons maintenant le cas de pièces cylindriques.

VI- Pièces de forme cylindrique

Dans l'ensemble de notre étude expérimentale, les échantillons analysés auront la particularité commune d'être de forme cylindrique. Nous devons donc résumer en préambule les différentes caractéristiques acoustiques de ce milieu. Ces pièces se classent en deux catégories : les cylindres de rayon a , et les tubes définis par leur rayon et par leur épaisseur, supposée petite devant la longueur d'onde acoustique.

VI-1. Propriétés

Les géométries des pièces de forme cylindrique (cylindre, tube) et de forme sphérique sont des systèmes bouclant en phase : ils sont donc de type résonant. Sur une pièce de rayon a , la périodicité ou la condition d'interférence constructive des ondes de surface ($2 \pi a = n \lambda$) engendre un spectre de résonance ; l'espacement Δf entre deux résonances successives est défini par [42] :

$$\Delta f = \frac{V_g}{2 \pi a} \quad (28)$$

où V_g est la vitesse de groupe de l'onde.

Une caractéristique supplémentaire s'observe au niveau des pôles d'émission : un saut de phase de π pour les sphères et de $\pi/2$ pour les cylindres. Plusieurs études réalisées soit dans l'eau [43] soit dans l'air [44] ont décrit et mis en évidence ce phénomène. De ce fait, dans le cas d'un cylindre ou d'une sphère, la position des résonances s'en trouvent décalées d'un facteur 1/2 :

$$f_n = \left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{V_g}{2 \pi a} \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (29)$$

VI-2. Cylindre

Sur une plaque d'épaisseur suffisamment grande vis-à-vis de la longueur d'onde, l'onde de Rayleigh n'est pas dispersive. Par contre sur un cylindre, une dispersion affecte les basses fréquences de l'onde de Rayleigh inversement proportionnelle au rayon a du cylindre, ainsi que les ondes de volume se propageant par réflexions multiples sur les parois du cylindre : ces ondes sont appelées ondes de galerie à échos. Nous évaluerons donc la dispersion d'un matériau en fonction de ses modes propres.

Viktorov [45] a établi la relation de dispersion entre le mode n ($= 2\pi a/\lambda$) et la fréquence de résonance normalisée des ondes de surface (onde de Rayleigh et onde de galerie à écho) à partir de l'annulation du déterminant :

$$\begin{bmatrix} I_{n+2}(x) + I_{n-2}(x) - 2 \left(\frac{k_T^2}{k_L^2} - 1 \right) I_n(x) & I_{n+2}(y) - I_{n-2}(y) \\ I_{n+2}(x) - I_{n-2}(x) & I_{n+2}(y) + I_{n-2}(y) \end{bmatrix} = 0 \quad (30)$$

où $x = k_L a$, $y = k_T a$ et I_n est la fonction de Bessel d'ordre n .

La figure 18 montre la position des résonances normalisées calculées des différents modes engendrés dans un cylindre de duralumin de vitesses longitudinale $V_L = 6420$ m/s et transverse $V_T = 3140$ m/s.

A partir de ce calcul, nous pouvons alors déterminer le profil de la vitesse de groupe V_g des différentes ondes engendrées dans un cylindre en fonction du mode n ($= ka$) à l'aide de la formule (28).

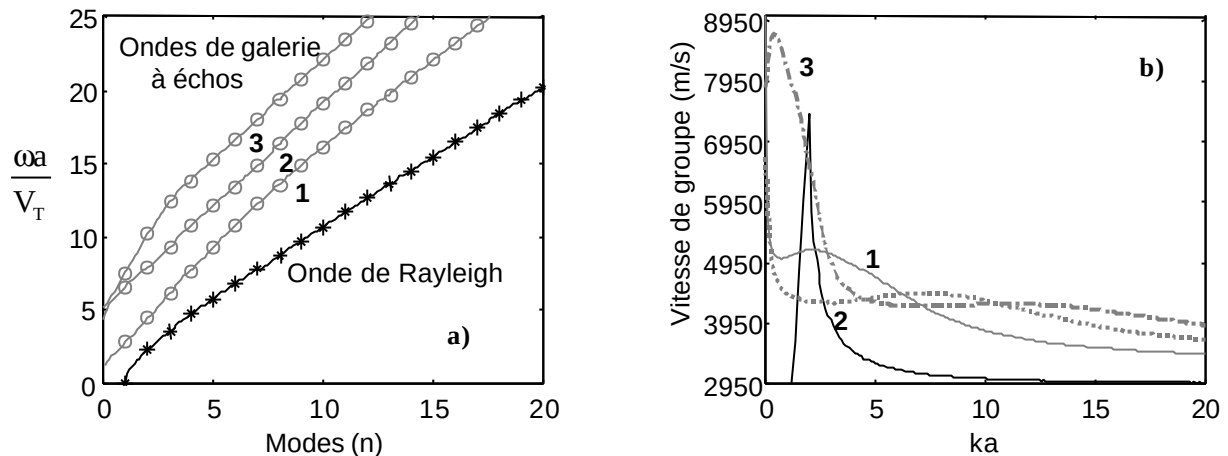


Figure 18 : a) Courbes de dispersion des ondes de surface sur un cylindre de duralumin. b) Vitesse de groupe en fonction de ka ($V_L = 6420$ m/s ; $V_T = 3140$ m/s).

Nous distinguons premièrement les résonances propres à l'onde de Rayleigh. Celles associées aux modes $n > 5$ montrent une croissance linéaire, une légère courbure pour les premiers modes se traduit par une vitesse de groupe plus élevée pour les faibles ka (ou pour les basses fréquences) ; celles-ci sont donc plus rapide. La vitesse de groupe pour $ka > 15$ tend vers la vitesse de groupe dans une plaque $V_R = 2932$ m/s. Le mode $n = 0$ n'existe pas car il est purement radial [42].

Dans un second temps, ce calcul nous donne également les résonances associées aux modes des ondes de galerie à échos. Ces ondes sont des ondes de volume qui se propagent par réflexion sur les bords du cylindre et inspectent une épaisseur supérieure à la longueur d'onde. Ces modes subissent également un effet dispersif moins important pour les faibles ka . Seul le troisième mode offre un profil de vitesse comparable à celui obtenu pour l'onde de Rayleigh. La courbure agit donc principalement sur l'onde de Rayleigh et sur le troisième mode des ondes de galerie à échos.

VI-3. Tube

Un tube (ou une plaque infiniment fine) est caractérisé acoustiquement par une épaisseur inférieure à la longueur d'onde émise. Alors des ondes de plaque ou ondes de Lamb sont générées dans ce type de milieu par conversion des ondes de volume aux interfaces. Ces ondes sont fortement dispersives pour un produit fréquence $\times$ épaisseur inférieur à $3\text{MHz}\times\text{mm}$ [46]. Il existe deux types d'ondes de Lamb (figure 19) : les modes symétriques (S) ou modes de compression et les modes antisymétriques (A) ou modes de flexion [46]. Seul deux modes, sans fréquence de coupure, peuvent se propager en basse fréquence : le mode S_0 n'ayant qu'une composante longitudinale et le mode A_0 ne possédant qu'une composante transversale. Le mode A_0 présente le déplacement normal le plus important (composante détectée par la sonde hétérodyne). Seule une très faible amplitude du mode S_0 est mesurée par la sonde optique. En raison de la largeur de la bande d'émission, l'effet dispersif du mode A_0 s'observe nettement.

Comme pour les ondes de Rayleigh, l'effet de la courbure agit sur la basses fréquences d'une manière inversement proportionnelle au rayon du tube.

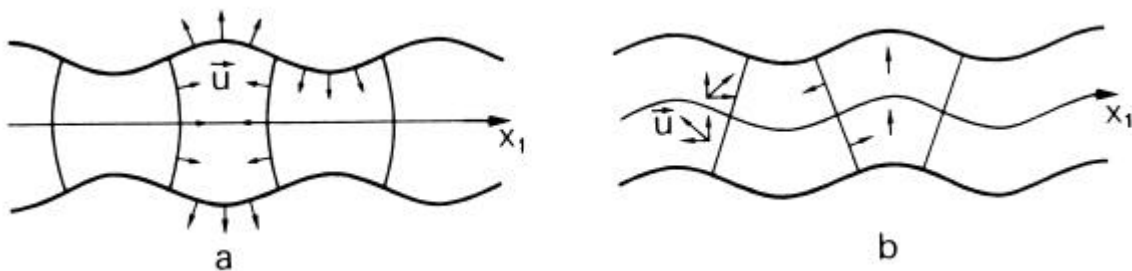


Figure 19 : Ondes de Lamb a) symétrique b) antisymétrique.

En présence d'un défaut, des conversions de mode apparaissent au passage de la fissure ($A_0 \rightarrow S_0$, $S_0 \rightarrow A_0$). Des modélisations de l'interaction des ondes de Lamb avec un défaut ont permis de comprendre l'influence de la profondeur, de la largeur, de la forme du fond de la fissure sur la conversion de mode en fonction du produit fréquence $\times$ épaisseur et ainsi de calculer les coefficients de réflexion et de transmission de chaque mode existant en fonction du mode incident [47].

VII- Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons mis en évidence les principales propriétés de la ligne source laser en régime thermoélastique: la génération d'ondes de Rayleigh principalement, la direction de propagation privilégiée suivant la médiatrice, l'amplitude du déplacement engendrée (quelques nm).

Nous avons également décrit le principe de la détection optique hétérodyne sans contact mécanique utilisée dans les expériences. Etant donné la forme des échantillons, seul un contrôle en réflexion est possible. Ce cas de figure est favorable à la détection de défaut en surface.

Nous avons également développé un modèle analytique donnant le déplacement des ondes de Rayleigh à la surface d'une plaque. En incluant la dispersion due à la courbure, nous sommes en mesure d'analyser la propagation et la déformation des ondes de Rayleigh à la surface d'un cylindre.

A partir des résultats obtenus par Cooper et *al.* d'une part, Angel et Achenbach d'autre part, sur une plaque en présence d'un défaut, nous examinerons les modifications entraînées par la courbure ainsi les effets supplémentaires propres à un système bouclant en phase.

Chapitre II : Propagation sur un cylindre

Les propriétés de la source photothermique et de la détection hétérodyne ainsi que la propagation ultrasonore sur une plaque étant clarifiées, nous étudions à présent la propagation sur des cylindres de différents matériaux et de différents diamètres. Après avoir décrit, dans une première partie, le schéma expérimental; nous analysons, pour différents angles de détection, la forme temporelle, l'amplitude et l'énergie de l'onde de Rayleigh. Dans une approche plus industrielle du contrôle de chaque échantillon, nous étudions les différents paramètres du dispositif expérimental pouvant influencer les modifications de la propagation ultrasonore. Nous proposons alors une méthode de reconnaissance de la qualité du matériau. Dans une seconde partie, nous traitons spectralement cette propagation du point de vue

dispersion, atténuation et modulation. Enfin, nous proposons une simulation aux différences finies de la propagation ultrasonore sur un cylindre par génération thermoélastique. Nous comparons les signaux expérimentaux et simulés afin de valider cette simulation.

I- Configuration expérimentale

I-1. Dispositif expérimental

Il comprend, sur la figure 1, un faisceau laser, de diamètre 3mm, Nd:YAG impulsif qui par l'intermédiaire d'une lentille cylindrique (de focale $F = 24$ cm) ou sphérique permet de créer tantôt une ligne source tantôt un point source au foyer de la lentille. Dans le cas d'une ligne source, un extenseur de faisceau assure un grandissement (rapport 3,33) du faisceau initial. De ce fait la ligne source est agrandie suivant sa hauteur ce qui permet d'augmenter le rendement énergétique sur la médiatrice et également d'éloigner la limite de champ proche des ondes de Rayleigh $b^2/c_R D$; b hauteur de la ligne source, c_R vitesse de l'onde de Rayleigh, D largeur à mi-hauteur de l'impulsion laser).

La sonde hétérodyne (Nd:YAG à $\lambda/2$) SH140, commercialisée par THALES Laser (ex- BM Industries), peut être déplacée manuellement afin d'inspecter à différents endroits le champ ultrasonore de la section (plan médian de la ligne source). Elle est équipée d'un zoom permettant un réglage aisé et optimal du point de détection. Ce niveau de détection est visualisé à chaque acquisition sur un analyseur de spectre (Tektronix 2710). Le signal en sortie de démodulation est acquis à l'aide d'un oscilloscope numérique (Tektronix TDS 520D, fréquence d'échantillonnage 500MHz). Puis, à l'aide d'une carte GPIB National Instruments, les données sont transférées vers un ordinateur. Nous traitons ces données à l'aide du logiciel Matlab.

Les échantillons sont placés sur des supports garantissant une faible erreur sur le positionnement (0,05 mm). Une table goniométrique permet également un ajustement fin de la section à inspecter vis-à-vis du système de génération / détection. Enfin une platine de translation Micro-contrôle, commandée par ordinateur par l'intermédiaire de la carte GPIB,

permet de réaliser des BSCAN des pièces analysées par pas de 10 μm .

Dans l'ensemble de nos expériences les échantillons sont des pièces cylindriques (cylindres, tubes, vis,...) en acier ou en duralumin, de différents diamètres. Ils possèdent ou non une fissure à la surface soit sur toute la hauteur soit localement. Les pièces fissurées se scindent en deux groupes : l'un comprend des fissures réalisées au laboratoire et caractérisées par un fond non parallèle à la surface (cette forme est due au procédé d'usinage : fraisage). Les profondeurs mesurées par défocalisation correspondent à la plus grande profondeur. L'autre groupe comprend des fissures électro-érodées de faible profondeur et de fond plat.

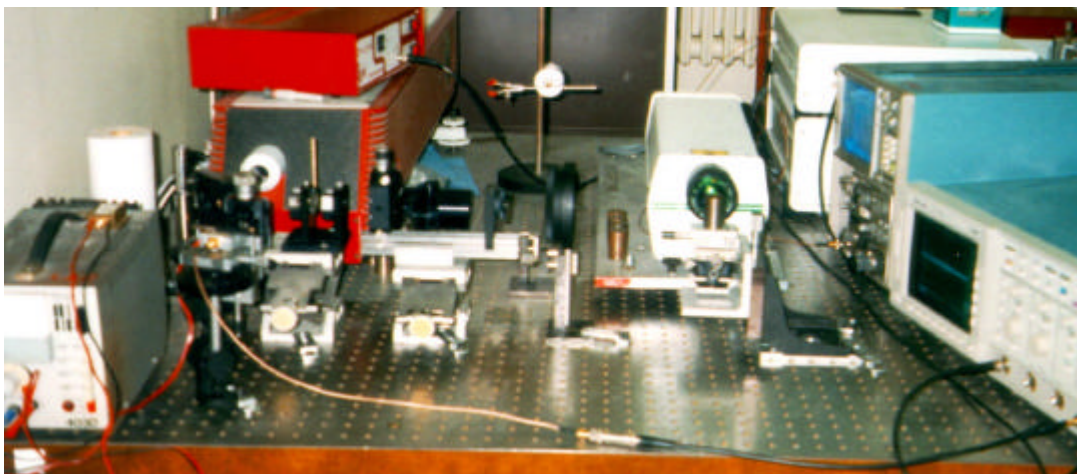
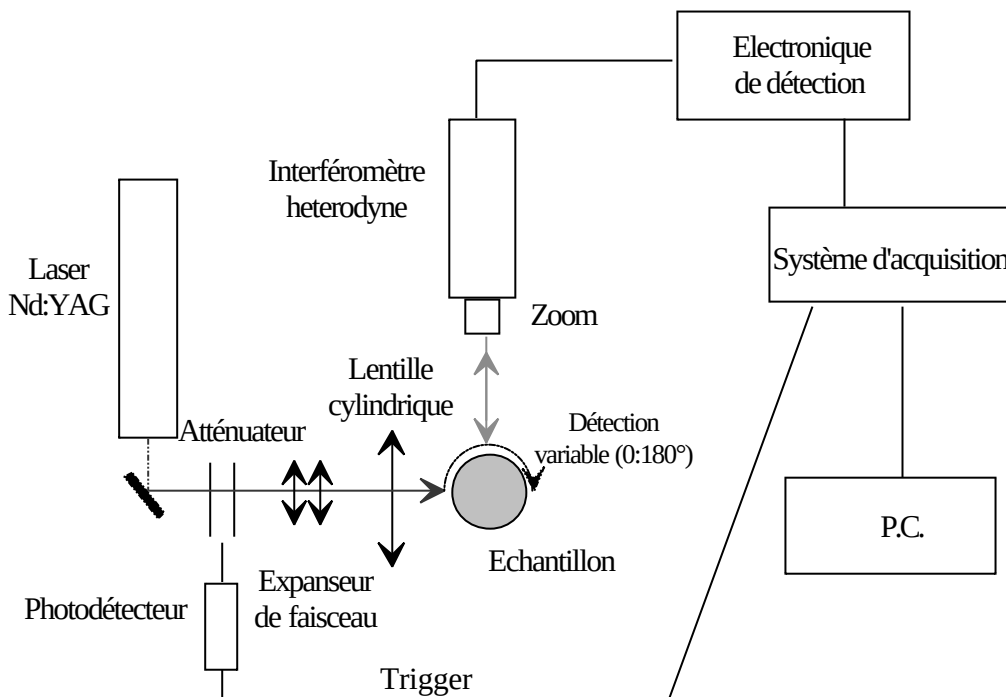


Figure 1 : Dispositif expérimental.

I-2. Caractéristiques

Le laser d'émission est équipé d'un potentiomètre pour faire varier continûment l'énergie émise ; un diviseur de cadence permet de diminuer le taux de répétition des tirs laser, imposé par une horloge interne à 10 Hz ou 30 Hz. L'énergie lumineuse déposée est de l'ordre de 6 mJ ce qui représente étant donné les dimensions de la ligne source ($2b = 9\text{mm}$, $2a = 0,36\text{mm}$) une densité de puissance incidente de 3 MW/cm^2 . Le coefficient d'absorption du duralumin est proche de 7%, celui de l'acier est de 37% [1]. Ces coefficients induisent donc des densités de puissance absorbée de $0,21\text{ MW/cm}^2$ pour le duralumin et de $1,11\text{ MW/cm}^2$ pour l'acier.

L'impulsion lumineuse (figure 2-a) est caractérisée par le temps de montée t et par la largeur D à mi-hauteur. Alors l'impulsion lumineuse peut être modélisée par la fonction $q(t)$:

$$q(t) = \frac{t}{t^2} e^{-t/\tau}, \text{ avec } D \approx 2,4 t. \quad (1)$$

Dans notre cas le temps de montée est proche de 10 ns ; la largeur à mi-hauteur de la l'impulsion est donc de 24 ns. Le spectre de cette impulsion nous montre une bande passante à -6 dB de 12 MHz. La forte composante de basse fréquence (figure 2-b) correspond à la queue du signal temporel (figure 2-a).

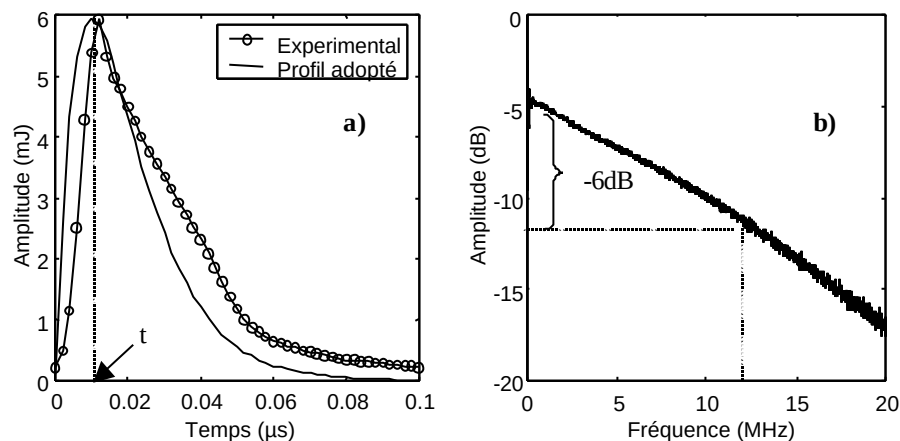


Figure 2 : Impulsion optique délivrée par le laser (a) et son spectre (b).

Les niveaux de détection peuvent varier considérablement d'un point à un autre. Sur du duralumin de bonne qualité réfléchissante (poli), le niveau est stable proche de 0 dBm. Par contre sur les cylindres d'acier oxydable, certains points contaminés peuvent entraîner des chutes du niveau à -40 dBm , qui ne peuvent être compensés par le contrôle automatique de

gain (CAG). Il faudra donc par la suite tenir compte de ce paramètre pouvant altérer les résultats obtenus.

II- Aspect temporel

II-1. Emission-détection à 90°

Dans un premier temps, nous nous intéressons au signal acquis sur un cylindre d'acier de qualité standard de diamètre 25 mm et de hauteur 40 mm, la détection se situe à 90° vis-à-vis de l'émission. La ligne source émet simultanément et symétriquement deux ondes se propageant selon la médiatrice. Le choix de cette configuration réside dans la possibilité d'obtenir en présence d'un défaut et sur un tour de propagation un signal comprenant une onde non perturbée et une onde affectée par l'interaction onde de surface / défaut.

Expérimentalement, le signal, échantillonné à 100 MHz, est moyenné 20 fois. Nous observons, sur la figure 3, une première onde de Rayleigh arrivant au temps $T/4$, T étant la période temporelle de révolution, puis une succession régulière d'ondes espacées de $T/2$. Au total nous détectons $2N$ passages de l'onde de Rayleigh correspondant à un parcours de N tours. Nous constatons également que le signal offre une amplitude non négligeable après un temps de propagation de 500 μ s. L'interface solide / air offre l'avantage de permettre d'étudier le signal, si besoin est, sur un grand nombre de tours de propagation.

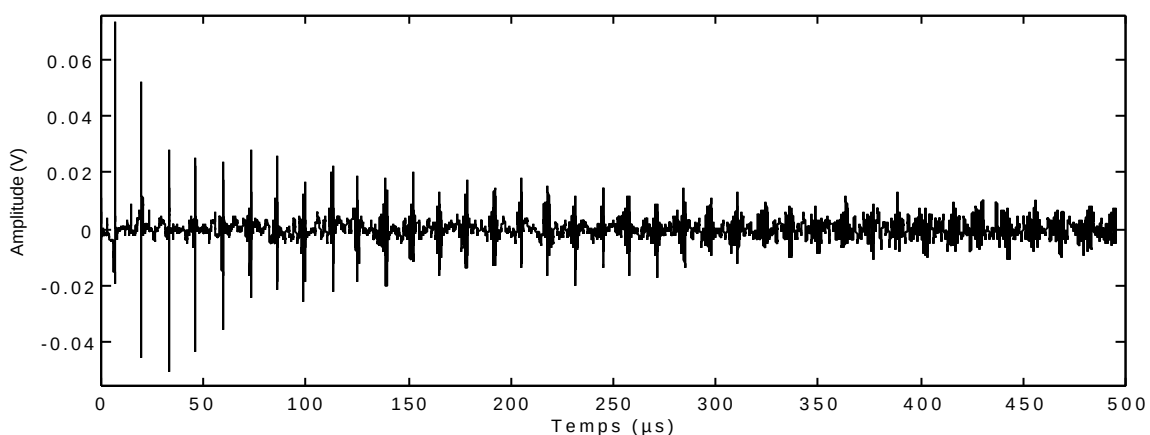


Figure 3 : Signal acquis sur un cylindre d'acier de diamètre 25 mm.

Si nous analysons plus précisément le premier tour de propagation (figure 4), nous

observons premièrement l'effet du rayonnement électromagnétique (E.M) dû au déclenchement de la cellule de Pockels au moment de l'émission lumineuse. Ensuite comme dans le cas d'une plaque, un signal monopolaire correspondant à l'onde de tête (L), dont la trace à la surface se propage à la vitesse de l'onde longitudinale ($c_L \approx 6300$ m/s pour le duralumin, 5900 m/s pour l'acier). En raison de la configuration expérimentale et de la forme de la pièce, nous observons une légère dépression correspondant à l'onde transverse qui se propage à la vitesse $c_T = 3100$ m/s. Sur un tour, deux ondes de Rayleigh, arrivant aux temps $T/4$ et $3T/4$, sont détectables. La première (R_1) est monopolaire, sa forme est semblable au signal détecté dans les mêmes conditions sur une plaque. La deuxième onde de Rayleigh (R_2) est bipolaire, nous expliquerons ultérieurement pourquoi l'onde de Rayleigh devient si rapidement bipolaire par rapport à ce qui se passe dans le cas d'une plaque. Enfin des ondes appelées ondes de galerie à échos (G.E) se propagent à la surface de l'échantillon sur une épaisseur plus importante que la longueur d'onde, leurs amplitudes sont faibles. Celle arrivant au temps $t = 15 \mu s$ correspond à une onde transverse se réfléchissant à 30° par rapport à l'axe d'émission (cf diagramme de directivité) et réémise vers la sonde hétérodyne. L'amplitude de l'onde de Rayleigh est la plus importante ($0,07V \Rightarrow u = 0.7$ nm). Ce zoom du premier tour de propagation met également en évidence le bon rapport signal sur bruit (30 dB) [48,68].

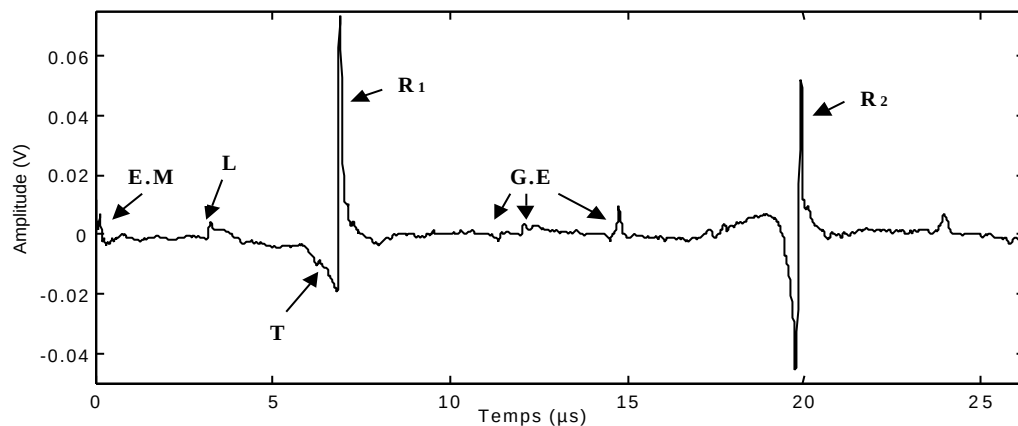


Figure 4 : Agrandissement du premier tour de propagation et identification des ondes engendrées:
E.M: onde électromagnétique, L: onde longitudinale, T: onde transverse, R: ondes de Rayleigh, G.E: ondes de galerie à échos.

II-2. Emission-détection à 180°

Si maintenant nous plaçons la sonde dans la position opposée à l'émission (180°), les ondes se propageant de part et d'autre de la ligne source se somment de manière constructive. Sur la figure 5, nous constatons l'accroissement attendu d'un facteur deux de l'amplitude

crête à crête de l'onde de Rayleigh détectée. Cette configuration (valable également sur les sphères) augmente d'autant le rapport signal à bruit et permet de travailler sur des surfaces de moins bonne qualité en terme de réflexion lumineuse. Par contre, en présence d'un défaut, nous détectons sur le premier tour de propagation la sommation de l'onde saine et de l'onde perturbée par le défaut. De plus cette configuration expérimentale met en évidence principalement les ondes transmises en comparaison des ondes réfléchies : ces dernières ne se somment pas.

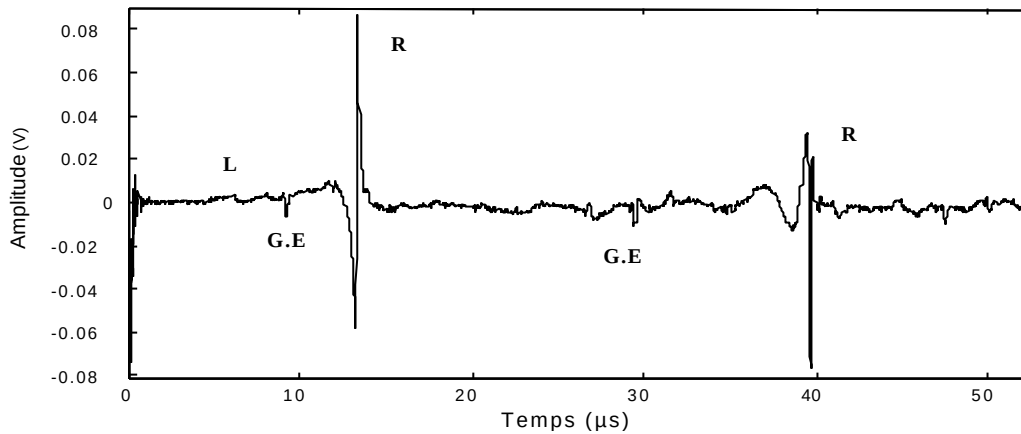


Figure 5 : Signal correspondant à deux tours de propagation: mise en évidence du déphasage de $p/2$ au passage des pôles d'émission.

En examinant les deux premiers tours de propagation (figure 5), nous constatons que les deux ondes de Rayleigh sont déphasées de π l'une par rapport à l'autre. Ce déphasage, décrit largement dans la littérature [43, 44], provient du saut de phase de $\pi/2$ au passage du pôle d'émission (identiquement π pour les sphères). Ici, la deuxième onde de Rayleigh détectée a cumulé deux sauts de phase. D'autre part, l'onde de tête est de très faible amplitude : son atténuation est très rapide sur de courtes distances. De plus, nous observons les ondes de galerie à échos qui bénéficient également de la sommation constructive.

II-3. Variation de l'amplitude et de l'énergie

Si nous regardons l'évolution de l'amplitude crête à crête normalisée du signal temporel détecté dans une configuration 0-180°, nous constatons que celle-ci décroît en $1/\sqrt{r}$ comme nous le montre la figure 6 (ajustement $a_{cc} = 0,24/\sqrt{r}$), la décroissance est très rapide jusqu'à 40 cm, ensuite l'atténuation est progressive. La ressemblance entre les courbes

relevées sur des cylindres d'acier et de dural suggère que l'atténuation est principalement due à la dispersion ainsi qu'à la diffraction.

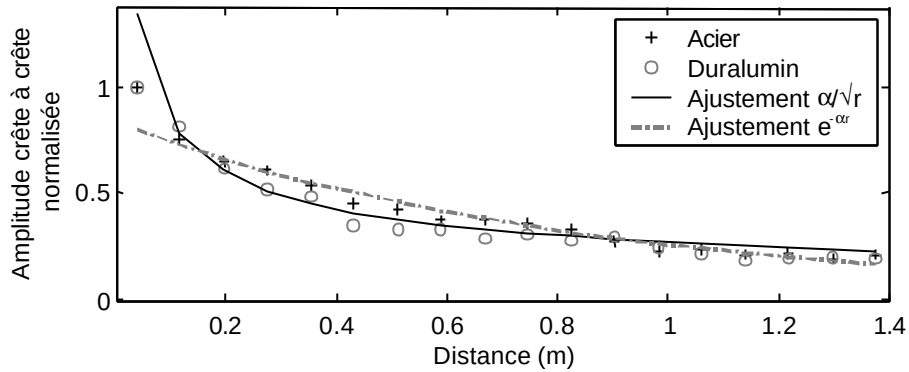


Figure 6 : Amplitude crête à crête de l'onde de Rayleigh en fonction de la distance de propagation pour un cylindre de diamètre 25 mm (ajustement $a_{cc} = 0,24/\sqrt{r}$, ajustement $a_{cc} = e^{-1,17r}$).

De la même manière nous avons tracé l'évolution de l'énergie de chaque onde de Rayleigh en fonction de la distance parcourue. Nous trouvons également une décroissance qui peut s'apparenter tantôt à une loi en $1/\sqrt{r}$ (ajustement $E = 0,36/\sqrt{r}$) tantôt à une loi exponentielle (ajustement $E = e^{-0,48r}$). A nouveau, ces décroissances sont quasiment similaires entre l'acier et le duralumin.

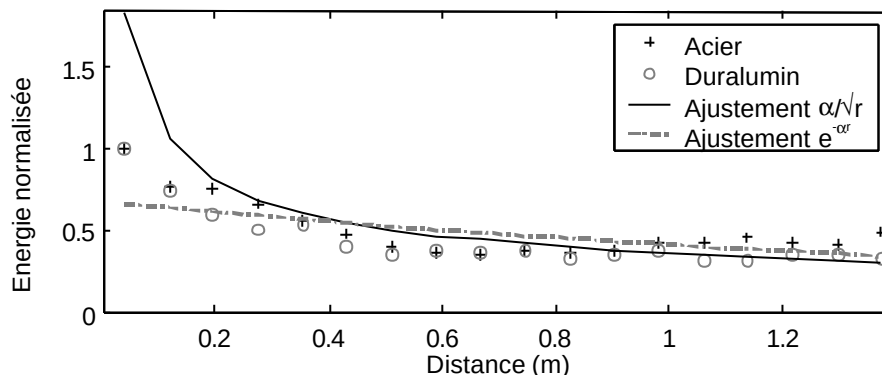


Figure 7 : Evolution de l'énergie de l'onde de Rayleigh en fonction de la distance parcourue pour un cylindre de diamètre 25 mm (ajustement $E = 0,36/\sqrt{r}$, ajustement $E = e^{-0,48r}$).

Après avoir analysé les différentes ondes détectées sur un tour puis la variation d'amplitude des ondes de Rayleigh au cours de la propagation, nous étudions l'impact de la sensibilité des différents composants du dispositif expérimental : le laser d'émission, la sonde de détection et les échantillons.

II-4. Sensibilité du dispositif

II-4.1. Angle émission

Un transducteur classique au contact engendre des ondes de Rayleigh à l'angle critique. L'erreur sur l'inclinaison du transducteur doit être faible. La génération par laser offre la possibilité de créer une onde de Rayleigh d'amplitude constante pour des angles d'incidence relativement éloignés de la normale. Des expériences, réalisées en faisant varier l'angle d'incidence de 0 à 35°, nous permettent de conclure que la génération est constante indépendamment de l'angle d'incidence et qu'il n'existe pas de direction privilégiée. Par contre elle induit pour des angles élevés une génération moins importante en haute fréquence en raison de l'étalement de la source.

La sensibilité de l'amplitude de l'onde de Rayleigh reste faible pour des angles d'incidence proche de la normale et pour des temps de propagation longs. Ceci nous permet en raison de la courbure de l'échantillon et des différences de diamètre de garantir un processus de génération constant.

II-4.2. Distance focale

La position de l'échantillon vis-à-vis de la distance focale de ligne source entraîne une chute en amplitude de l'onde de Rayleigh dès que celle-ci s'écarte de quelques millimètres du plan focal (figure 8). Nous devons donc assurer un positionnement précis de l'échantillon vis-à-vis du système de contrôle (laser + sonde) afin d'obtenir des déplacements reproductibles d'un point de mesure à l'autre de l'échantillon.

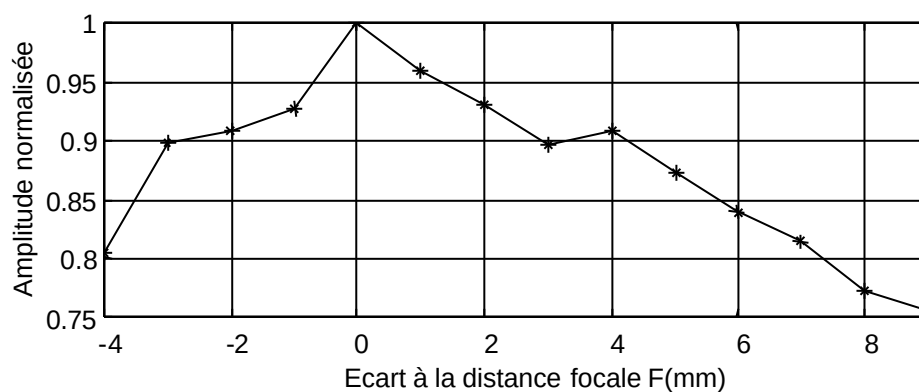


Figure 8 : Evolution de l'amplitude de l'onde de Rayleigh en fonction de la distance au foyer.

II-4.3. Echantillon

Si nous analysons un ensemble de réalisation (10 tirs) sur une même section du cylindre d'acier en appliquant une rotation à celui-ci entre chaque acquisition nous observons une fluctuation de 5% de l'amplitude sur la première onde de Rayleigh détectée.

Si maintenant nous analysons un lot de cylindres « identiques », la fluctuation sur l'amplitude est toujours de l'ordre de 5% sur le premier tour de propagation, ensuite la fluctuation sur l'amplitude augmente en fonction du temps de propagation pour atteindre 15% au bout de 500 μ s. Sachant que l'émission laser peut avoir une fluctuation de 10% entre chaque impulsion émise, nous pouvons donc conclure que les échantillons sont identiques en structure jusqu'à une certaine distance de propagation ensuite les faibles effets de la microstructure peuvent générer une diffusion variable entre les échantillons analysés et ainsi une fluctuation en amplitude plus importante.

II-4.4. Température

La vitesse des ondes de Rayleigh est sensible à la pression et la température. Dans une possibilité d'appliquer industriellement notre dispositif de contrôle à haute température, nous devons pouvoir évaluer la modification engendrée par une variation de la température dans le milieu. Expérimentalement nous chauffons la base du cylindre à l'aide d'une plaque chauffante. Nous contrôlons au niveau de la section inspectée la température à la surface du matériau à l'aide d'un thermocouple. Nous élevons la température du cylindre d'acier ou de duralumin depuis la température ambiante jusqu'à 200°C. Nous constatons une décroissance linéaire de la vitesse en fonction de la température (figure 9). Cette décroissance est plus accentuée dans le cas du duralumin (facteur 2). La forme du signal n'est pas affectée par le changement de température.

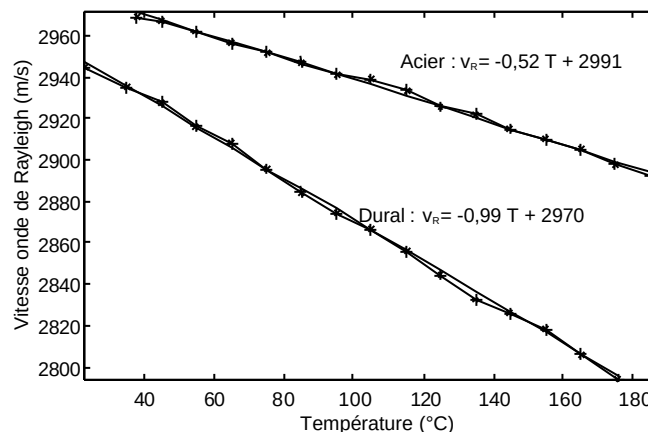


Figure 9 : Evolution de la vitesse des ondes de Rayleigh en fonction de la température.

L'acier ($0,52 \text{ m.s}^{-1}.\text{°C}^{-1}$) et le dural ($0,99 \text{ m.s}^{-1}.\text{°C}^{-1}$) offrent une grande stabilité à la température.

II-4.5. Influence du niveau de détection

Dans l'ensemble de nos expériences nous avons contrôlé à chaque acquisition le niveau de détection à l'aide d'un analyseur de spectre. Nous avons optimisé soit la position du cylindre soit le point focal soit la qualité surfacique du point de contrôle (oxydation, rugosité) afin d'avoir un niveau de détection avoisinant -5 dBm . Nous constatons une dégradation du signal lorsque l'un des paramètres précédents n'est pas optimal pour se rapprocher des conditions industrielles probables. Afin de ne pas allonger le temps d'acquisition du signal nous moyennons 20 fois celui-ci.

Expérimentalement, nous traitons un lot de cylindres et nous inspectons une section de chaque cylindre à trois niveaux de détection (-5 , -15 , -25 dBm). Pour faire varier ce niveau de détection, nous défocalisons légèrement le faisceau sonde. Au minimum de cette détection (-25 dBm), l'onde de Rayleigh reste très bien définie avec un rapport signal sur bruit de 14 dB au bout de $200 \text{ } \mu\text{s}$ soit 8 tours. Par contre l'expérience montre qu'en certains points où l'oxydation est intense la chute de niveau est proche de -40 dBm . Le contrôle automatique de gain de la sonde n'arrive plus à compenser la chute d'amplitude du signal détecté. Le signal est alors seulement observable sur le premier tour de propagation.

Nous avons montré, au paragraphe II-4.4, la possibilité de détecter le signal ultrasonore sur un cylindre chauffé jusqu'à 200°C . Sachant que le calaminage du matériau est moins important à haute température, nous pouvons alors penser qu'un contrôle ultrasonore sans contact peut être moins sensible au niveau de détection si celui-ci est effectué à haute température, c'est-à-dire en fin d'usinage. Cette hypothèse reste cependant difficile à vérifier expérimentalement car elle demande un protocole contraignant. Dans notre étude, nous réalisons donc toutes nos mesures à température ambiante.

II-5. Décomposition du signal

Que ce soit dans la configuration à 90° ou celle à 180° , la périodicité des temps de détection des ondes de Rayleigh offre la possibilité de décomposer le signal en fenêtre centrée sur chaque onde de Rayleigh et de largeur tantôt $T/2$ tantôt T suivant la configuration de

contrôle (figure 10). Cette décomposition tient compte du déphasage de $\pi/2$ au passage du pôle d'émission ainsi que des dimensions du cylindre et de la vitesse des ondes de Rayleigh.

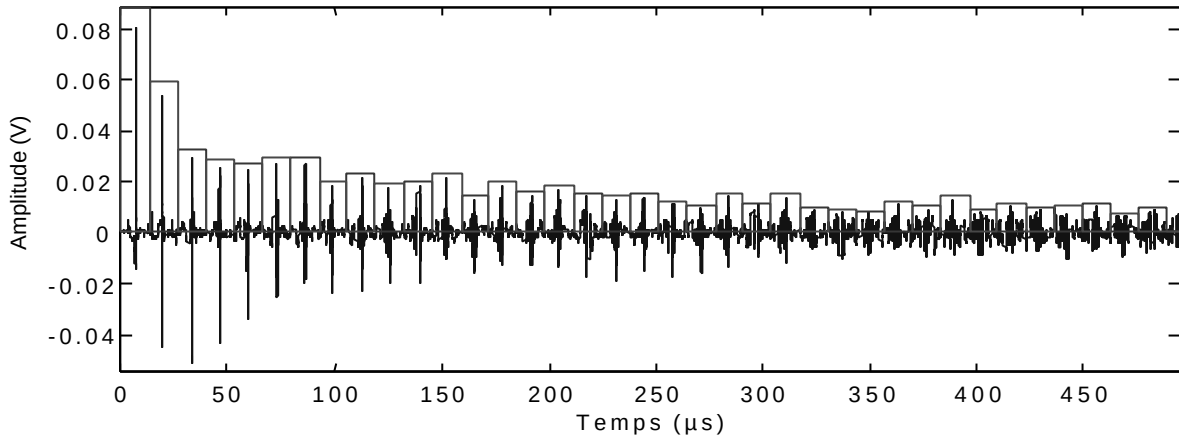


Figure 10 : Décomposition du signal en fenêtre centrée sur chaque onde de Rayleigh.

Cette décomposition nous permet d'analyser à chaque demi-tour l'amplitude, l'énergie, le contenu spectral ainsi que la forme de chaque onde de Rayleigh détectée.

II-5.1. Degré de ressemblance des signaux

Le degré de ressemblance entre deux signaux est une méthode largement utilisée dans divers processus ou applications. Dans le but d'inspecter un lot de cylindres usinés industriellement donc comportant une faible variation de diamètre ($25,00 \pm 0,04$ mm), nous aurions pu calculer, pour l'ensemble du signal, le degré de ressemblance entre ces différentes acquisitions mais nous trouvons une décorrélation trop importante à cause des différences de temps de vol qui augmentent en fonction du nombre de tour entre deux cylindres de diamètre légèrement différent.

A partir de cette constatation et en appliquant la décomposition du signal, nous pouvons ainsi recalculer chaque onde de Rayleigh étudiée (N). Pour ce faire, nous calculons le degré de ressemblance entre les signaux de durée $T/2$ acquis sur les différentes pièces. Le coefficient de corrélation Γ entre deux signaux $x_N(t)$ et $y_N(t)$ est défini par la relation :

$$\Gamma_{xy}(N) = \frac{\max(R_{xy}(\tau))}{\sqrt{R_{xx}(0)R_{yy}(0)}} \quad (2)$$

τ est l'écart que s'accorde la corrélation afin de recalculer au plus juste des signaux provenant de

pièces ayant des diamètres légèrement différents.

R_{xy} et R_{xx} sont les fonctions d'intercorrélation et d'autocorrélation telles que :

$$R_{xy}(\tau) = \int x(t) y(\tau - t) dt \quad (3)$$

$x_N(t)$ est le signal de référence et $y_N(t)$ est le signal à analyser.

La figure 11 montre l'évolution du coefficient de corrélation en fonction de l'onde de Rayleigh analysée dans deux cas. Nous prenons successivement chaque acquisition comme onde de référence que nous comparons aux acquisitions effectuées sur les autres cylindres afin d'obtenir une moyenne statistique du degré de ressemblance des signaux.

Dans le premier cas nous traitons toutes les fréquences, le coefficient de corrélation moyen décroît linéairement en fonction de l'onde étudiée et l'écart type croît proportionnellement pour atteindre une erreur de 20%. Les différences de diamètre entre les pièces s'observent nettement après plusieurs tours de propagation car, les temps de vol étant différents, la corrélation n'arrive plus à recaler l'ensemble du signal.

En filtrant le signal passe-haut, nous diminuons sensiblement l'erreur sur la valeur moyenne (facteur 3) en supprimant les ondes de basse fréquence énergétiques et très dispersives. Le degré de ressemblance moyen des signaux est également amélioré.

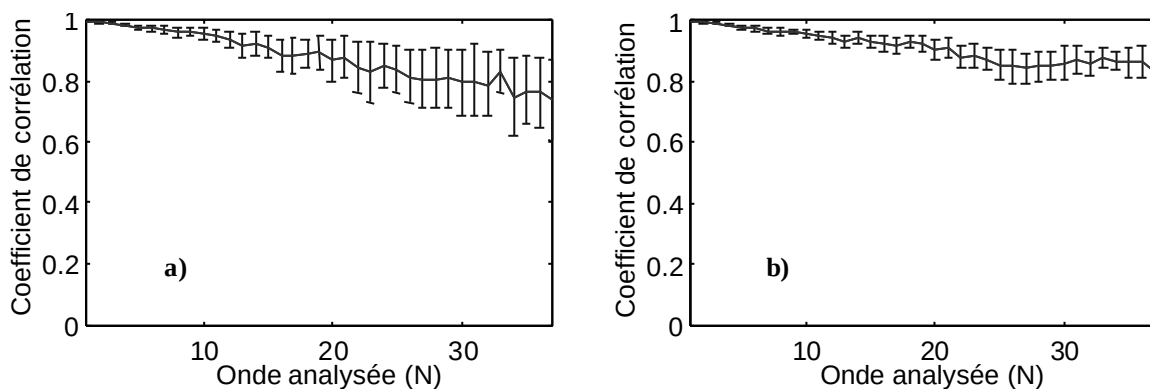


Figure 11 : Degré de ressemblance en fonction de la fenêtre étudiée, a) filtrage 0,1-10MHz b) filtrage 0,8-10MHz.

Le filtre utilisé est un filtre de Butterworth numérique passe-bande d'ordre 2 (figure

12). La pente est très abrupte pour les basses fréquences et nettement plus douce pour les hautes fréquences. Dans l'ensemble de nos traitements nous utiliserons ce filtre numérique en modifiant les fréquences de coupure pour optimiser la détection des défauts.

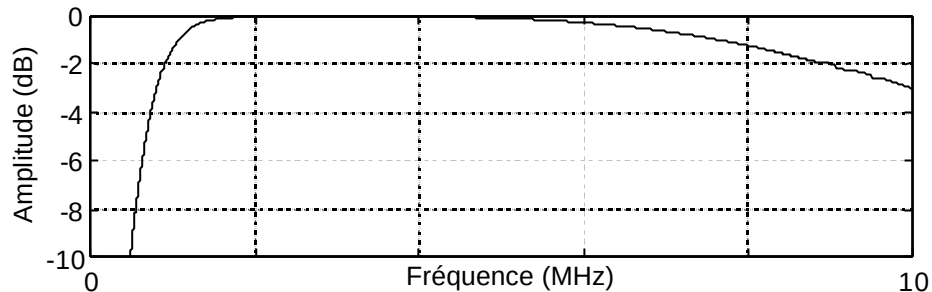


Figure 12 : Filtrage de Butterworth passe bande d'ordre 2 entre 0,8 et 10MHz.

L'analyse plus précise de chaque signal montre qu'après un certain temps de propagation, la forme des ondes de Rayleigh diffère à un instant donné pour différents cylindres. Cette modification de forme s'observe principalement sur les composantes de haute fréquence. Outre les variations de diamètre et les fluctuations en amplitude, la décorrélation des signaux ne serait-elle pas due également à la microstructure du milieu ? Nous savons que ce type d'acier de qualité standard est classiquement qualifié d'homogène quant à sa structure ; celle-ci comprend en fait une structure de grains de petite taille vis-à-vis de la longueur d'onde acoustique mais de forme allongée donc après un temps de propagation suffisamment long, l'accumulation de ces perturbations sur l'onde acoustique se manifeste sur l'atténuation, par diffusion, principalement des composantes de haute fréquence : la forme des signaux peut ainsi différer au même temps de vol pour deux cylindres « identiques ».

L'oxydation ponctuelle et inégale de certaines zones de la section analysée peut être également un facteur influençant l'énergie de ces hautes fréquences. De même la rugosité de la surface si faible soit-elle peut également entraîner une modification du signal.

II-5.2. Influence du niveau de détection

Si nous considérons que le signal de référence est un signal acquis dans des conditions optimales, le signal présente un niveau de bruit faible (niveau de détection -5 dBm). Maintenant le signal à analyser peut être tantôt très peu bruité (-5 dBm), tantôt bruité (-25

dBm). A l'aide de l'expérience réalisée au paragraphe II-4.5, nous calculons l'allure moyenne du coefficient de corrélation ainsi que son écart type en fonction du niveau de bruit (figure 13).

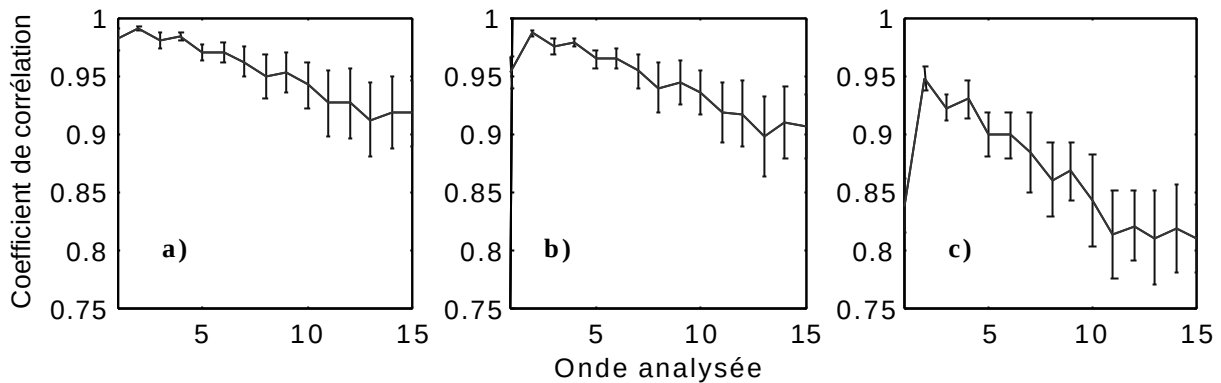


Figure 13 : Evolution du coefficient de corrélation en fonction du niveau de détection de l'onde à analyser : a) -5dBm , b) -15dBm , c) -25dBm (niveau de détection du signal de référence -5dBm).

A partir de ces différentes courbes, nous constatons que la corrélation d'un signal acquis avec un niveau de -15 dBm n'entraîne pas de décorrélation supplémentaire due au bruit. Par contre lorsque le niveau de détection est seulement de -25 dBm , le bruit de détection entraîne une décorrélation supplémentaire sur l'ensemble des ondes analysées, cette décorrélation s'accroît nettement au cours de la propagation.

Le degré de ressemblance de deux signaux ne peut mettre en évidence les petites différences acoustiques du signal que si le bruit de détection est suffisamment faible pour ne pas entraîner de décorrélation supplémentaire. Ainsi, dans le cas de milieux très atténuants comme le laiton, seule une étude qualitative sur quelques tours est possible. Il existe donc une relation entre les propriétés atténuantes et réfléchissantes du milieu et la taille minimale de défaut détectable.

Dans ce paragraphe nous avons analysé temporellement le signal ultrasonore créé par une ligne source thermoélastique sur un cylindre et étudié les différents paramètres pouvant influencer l'amplitude du signal. Nous avons proposé une méthode pour tester des pièces saines quasiment identiques en forme et en structure en calculant leur degré de ressemblance. Nous analysons ces mêmes signaux spectralement.

III- Aspect fréquentiel

Dans le premier chapitre, nous avons indiqué que la sonde hétérodyne présentait une grande largeur de bande de détection. Au début de ce chapitre, nous avons montré la grande largeur de bande de l'émission thermoélastique. Ce dispositif de contrôle permet donc d'inspecter le cylindre dans un domaine de fréquence large. Dans cette partie, nous étudions les propriétés dispersives du cylindre ainsi que les modifications entraînées soit par la configuration de contrôle soit par les dimensions des échantillons.

III-1. Spectre émis

Le spectre de la première onde de Rayleigh détectée sur un cylindre d'acier à 1cm de la ligne source (figure 14) montre la grande largeur de bande émise. Nous estimons la fréquence de coupure de ce spectre à partir de l'amplitude à -3dB : $f_c \approx 2\text{MHz}$. Cette fréquence correspond à une longueur d'onde voisine de 1,5 mm.

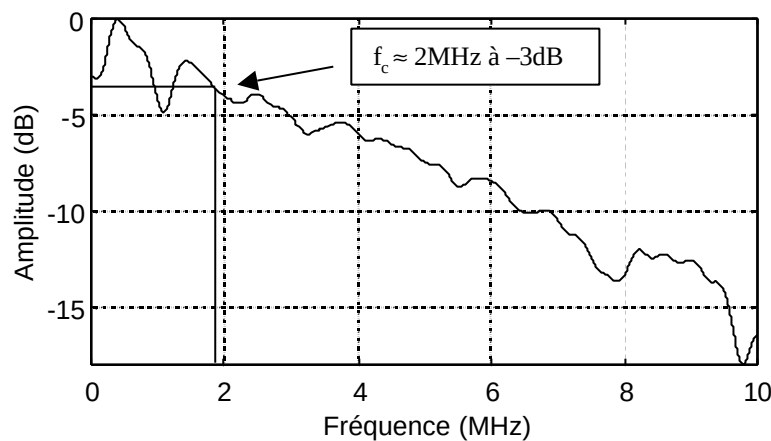


Figure 14 : Spectre de l'onde de Rayleigh.

III-2. Dispersion

III-2.1. Constatations expérimentales

La figure 15 montre la forme de l'onde de Rayleigh détectée au premier, au troisième, au septième puis au onzième tour. L'onde dipolaire au premier tour devient rapidement oscillante et nous observons nettement l'arrivée des basses fréquences avant les hautes fréquences (effet dispersif).

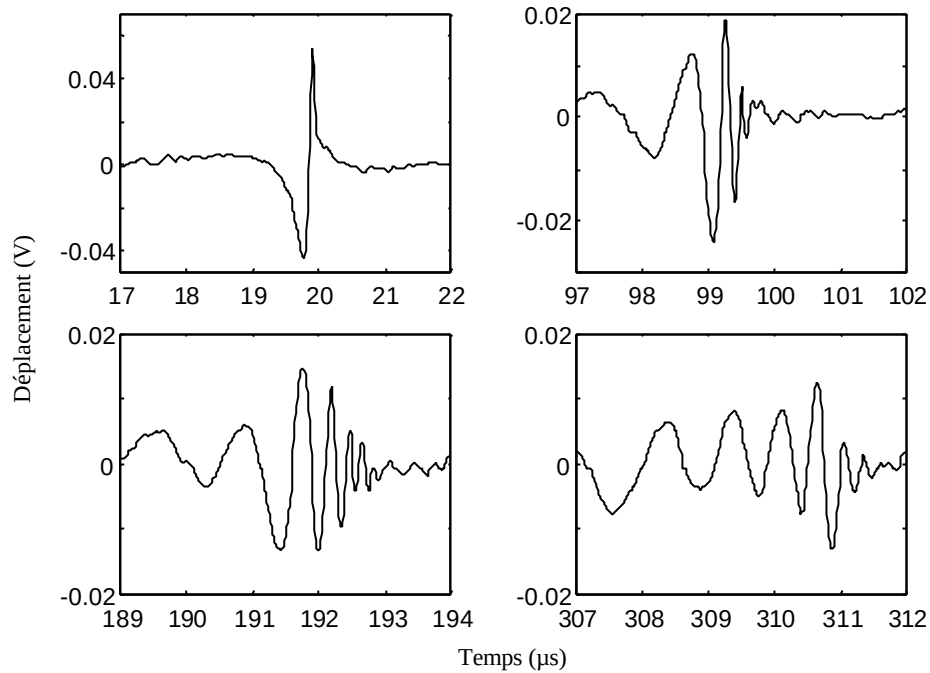


Figure 15 : Effet dispersif : évolution de la forme temporelle en champ lointain de l'onde de Rayleigh sur un cylindre d'acier de diamètre 25 mm.

Connaissant la formulation de Viktorov développée dans le premier chapitre, nous calculons les fréquences de résonance normalisées pour un cylindre d'acier de vitesses longitudinale $V_L = 5910$ m/s et transversale $V_T = 3200$ m/s (figure 16). Nous en déduisons la variation de la vitesse de groupe de l'onde de Rayleigh dans ce milieu.

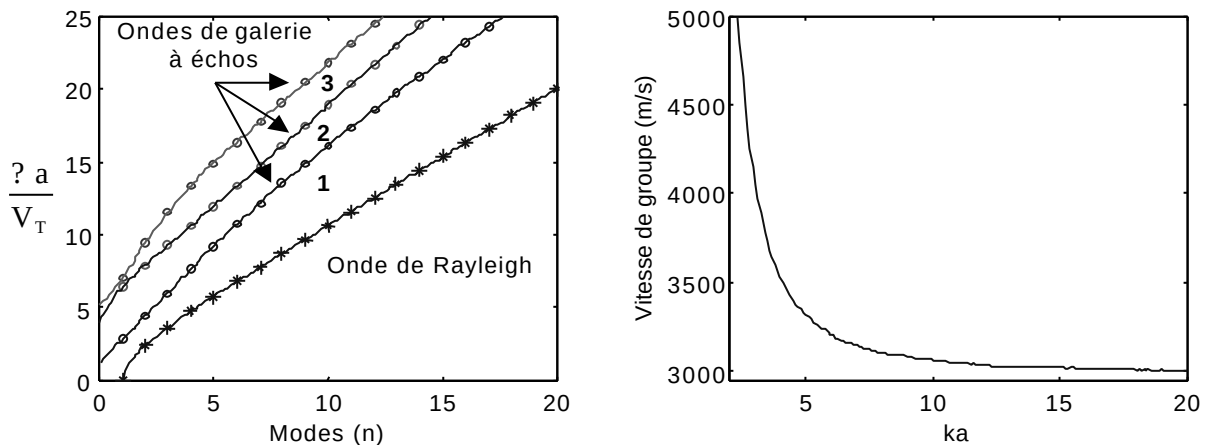


Figure 16 : Calcul des courbes de dispersion des ondes de surface sur un cylindre d'acier. Vitesse de groupe de l'onde de Rayleigh en fonction de ka ($V_L = 5910$ m/s; $V_T = 3200$ m/s).

Si nous comparons la position des résonances théoriques et expérimentales (position émission et détection à 180°) sur un cylindre d'acier de diamètre 25 mm (figure 17), nous

trouvons un bon accord entre les modes théoriques et expérimentaux de l'onde de Rayleigh.

La vitesse minimale est $V_R = 2964$ m/s.

Par contre pour les ondes de galerie à échos, étant donné la faible amplitude des résonances, l'incertitude sur les résonances est plus importante.

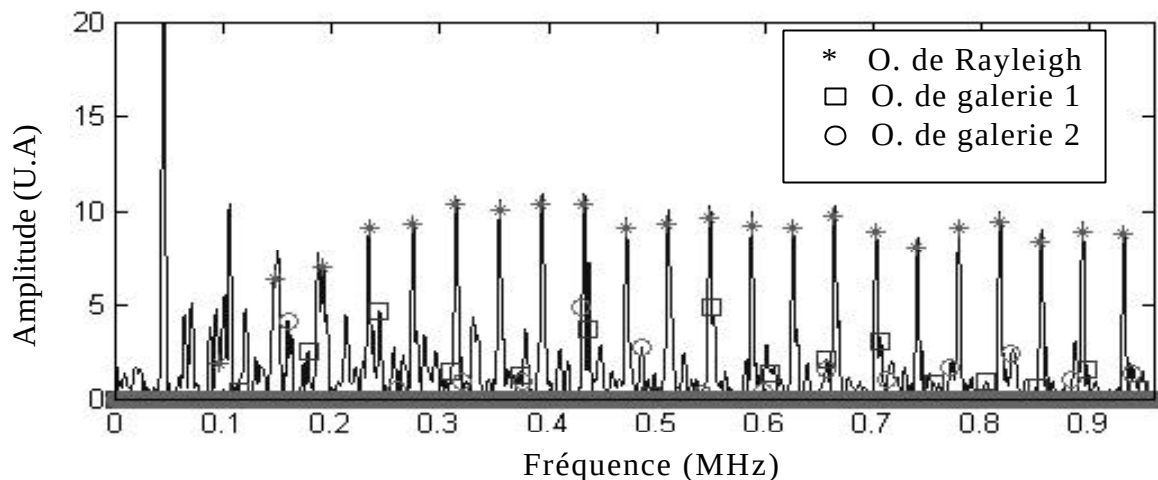


Figure 17 : Spectre de résonance d'un cylindre d'acier de 25mm de diamètre ; comparaison avec les valeurs calculées.

Après avoir identifié les différentes composantes du spectre de résonance ainsi que leur vitesse de groupe, nous pouvons analyser l'impact de la dispersion et de la diffraction sur la forme de l'onde de Rayleigh.

Dans un premier temps, nous acquerrons le signal de l'onde de Rayleigh pour différents angles entre la génération et le détection compris entre 35° et 115° (figure 18). Nous constatons que la forme et l'amplitude de l'onde subissent des changements importants sur une distance de propagation courte. L'onde de Rayleigh est dans un premier temps quasi monopolaire et négative puis vers 45° , l'onde est bipolaire ensuite l'onde change de polarisation et devient à nouveau monopolaire à 90° . A 180° , l'onde de Rayleigh est à nouveau bipolaire (cf figure 5).

Nous constatons également que l'onde transverse devient de plus en plus intense au fur et à mesure que nous nous rapprochons de la position à 150° et de plus qu'elle subit un changement de polarisation au passage à 90° : ceci est conforme au diagramme de directivité calculé au chapitre I.

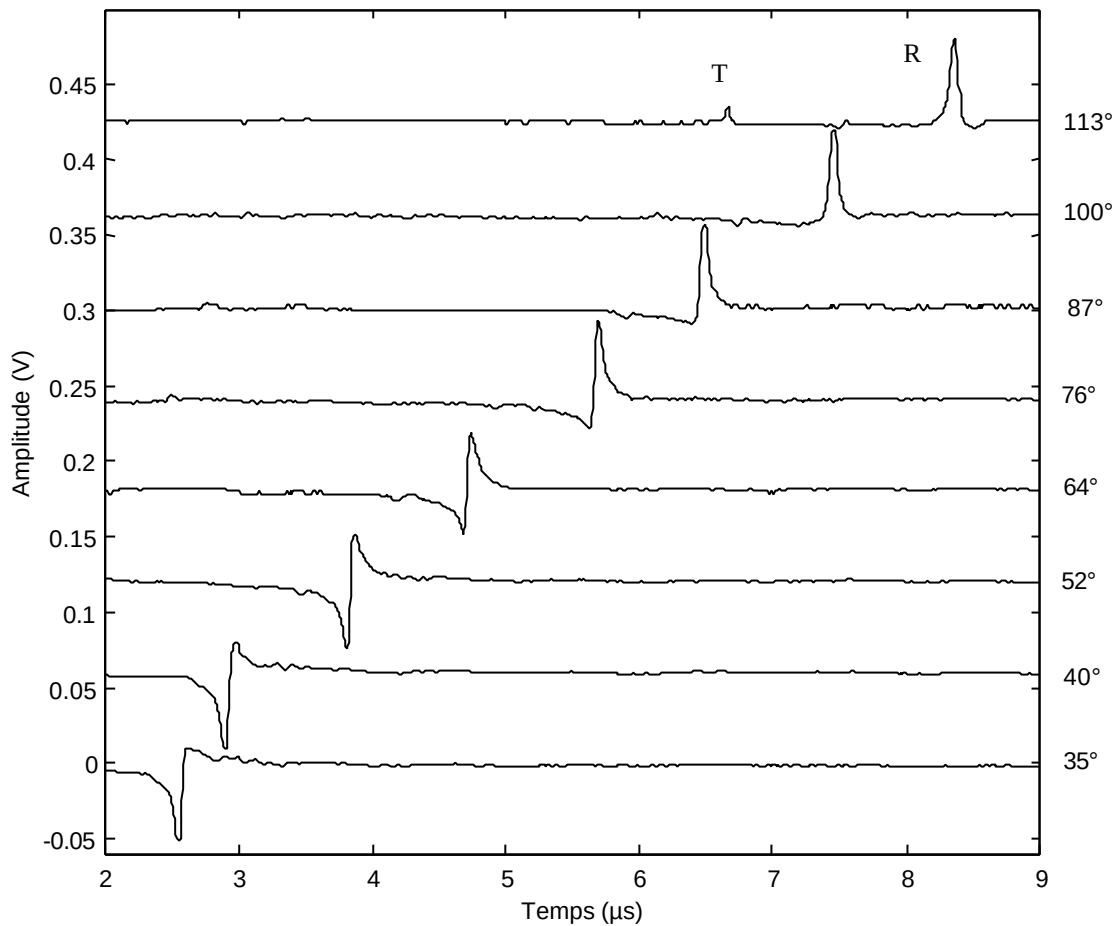


Figure 18 : Evolution de la forme de l'onde de Rayleigh en champ très proche : émission fixe, détection variable.

A partir de ces acquisitions nous pouvons également retrouver la courbe de dispersion de l'onde de Rayleigh en calculant une double transformée spatio-temporelle (figure 19).

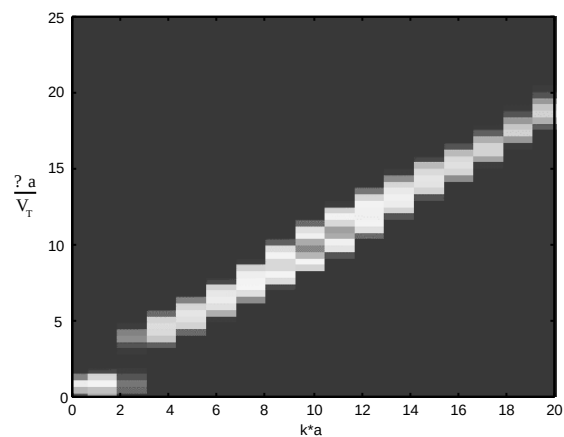


Figure 19 : Relation de dispersion obtenue expérimentalement sur un cylindre de duralumin de diamètre 25 mm.

III-2.2. Modélisation de l'onde de Rayleigh à partir du formalisme de la matrice mixte

A l'aide de la formule (17) du chapitre I et de la courbe de dispersion de la vitesse de groupe calculée précédemment, nous pouvons, pour une ligne source de hauteur $2b$ et d'énergie absorbée Q , calculer le déplacement normal à la surface du cylindre et étudier ainsi les effets de la dispersion et de la diffraction.

Le déplacement normal au point x situé sur l'axe x_1 est la somme des contributions de chaque source située sur l'axe x_3 . Chaque fréquence subit un déphasage qui induit une déformation en temps du signal total.

$$u(x, t) = \Gamma \frac{Q}{\mu V_L^2} \int_0^\omega \int_{-b}^b w(x_3) \frac{K}{s_r} Q(\omega) \exp[-i\omega s_r (x_1 + x_3)] \exp(i\omega t) dx_3 d\omega \quad (4)$$

Où $Q(\omega)$ est la transformée de Fourier de l'impulsion lumineuse normalisée $q(t)$. s_r est la lenteur de l'onde Rayleigh, inverse de la vitesse. K est un facteur sans dimension dépendant de la vitesse de l'onde de Rayleigh. w est la distribution gaussienne d'énergie lumineuse suivant l'axe x_3 . Une intégration suivant la largeur de la ligne source, pondérée par une gaussienne, permet de considérer le cas d'une ligne source de largeur finie $2a$.

Nous calculons donc, pour un réseau de points sources répartis de façon gaussienne suivant la hauteur ($2b = 9$ mm) et la largeur ($2a = 0,4$ mm), le déplacement normal détecté pour une configuration de contrôle $0-90^\circ$. Nous comparons ces résultats aux résultats expérimentaux (figure 20).

Nous trouvons un bon accord entre le modèle et l'expérience pour les trois premières ondes étudiées, ensuite l'atténuation n'étant pas prise en compte, les ondes simulées sont plus intenses que les ondes observées. Toutefois la déformation du signal est en bon accord avec l'expérience. Les légères différences d'amplitude sur les signaux expérimentaux peuvent être dues à la dissymétrie entre le plan de la section inspectée et le plan de contrôle (laser +sonde) ainsi qu'au moyennage qui réduit l'amplitude des composantes de haute fréquence.

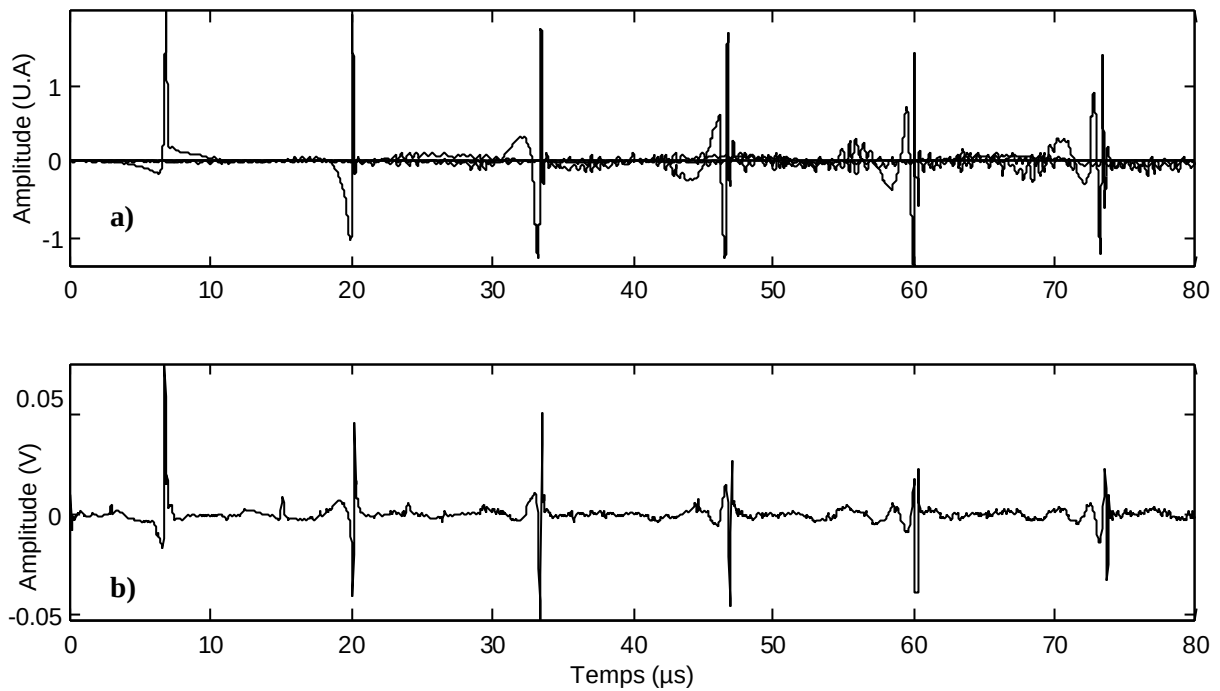


Figure 20 : Modélisation du déplacement normal détecté à la surface d'un cylindre d'acier de diamètre 25mm a) simulation b) expérience.

Par contre la modélisation de l'onde de Rayleigh en champ très proche c'est-à-dire pour des angles inférieurs à 90° calcule un signal quasiment monopolaire légèrement étiré dans sa largeur en raison de la dispersion, donc un signal quasiment semblable au signal acquis sur une plaque en champ très proche. Donc, cette modélisation prenant en compte la diffraction et la dispersion de la vitesse de groupe n'explique pas la déformation du signal observée sur la figure 18. Le fait d'avoir simplement pris en compte l'effet dispersif affectant la vitesse groupe nous montre que ces faibles variations de vitesse (de l'ordre de quelques %) n'entraînent une déformation du signal qu'après un certain temps de propagation nettement supérieur à la limite de champ très proche.

En fait, la déformation du signal en champ très proche, provient de la variation de la vitesse de phase au voisinage du pôle d'émission [44]. Celle-ci diminue sensiblement pour des angles (θ) inférieurs à 45° et pour les basses fréquences ($n = ka < 5$) comme le montre les courbes de la figure 21 calculées pour une sphère. L'étalement des composantes de basse fréquence à l'arrière de l'impulsion s'observe nettement sur les deux premiers signaux de la figure 18. Ensuite pour des angles plus grands, les variations de vitesse sont beaucoup moins importantes donc les composantes de basse fréquence se somment plus constructivement et l'onde devient quasiment bipolaire. Lorsque la détection se situe à 90° (i.e. 270°), l'effet

dispersif de la vitesse de phase et nul, toutes les composantes se propagent à la même vitesse. Par contre dès que la détection inspecte les angles supérieurs, à nouveau les variations de la vitesse de phase interviennent sur le signal pour être maximales à 180° et s'ajoutent à l'effet dispersif des variations de la vitesse de groupe .

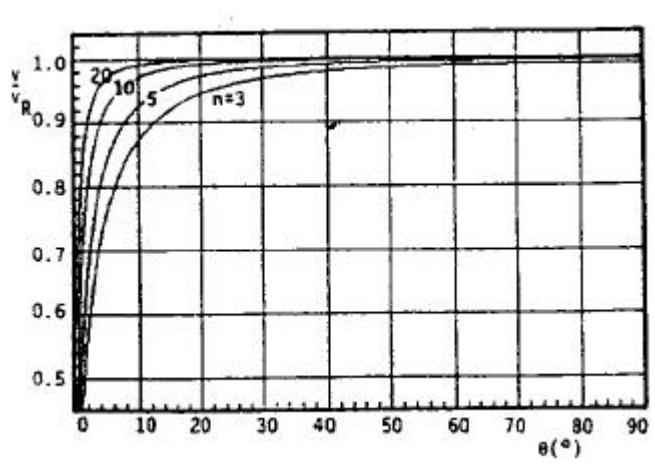


Figure 21 : Vitesse de phase de l'onde de Rayleigh en fonction de l'angle (q) pour différents modes(n) [44].

Nous pouvons donc dire que la modélisation est en bon accord avec les signaux expérimentaux parce que nous sommes placés dans une configuration de contrôle $0-90^\circ$ qui induit l'inexistence de l'effet dispersif de la variation de la vitesse de phase. Etant donné les variations de vitesse, nous concluons que la déformation du signal en champ très proche est du essentiellement à une variation de la vitesse de phase avec l'angle azimutal (déphasage de $\pi/2$). En champ proche et en champ lointain, cette déformation provient de l'effet dispersif de la vitesse de groupe, pratiquement, la diffraction a peu d'influence dans ces conditions sur la forme du signal.

III-3. Atténuation

A cause des propriétés géométriques du cylindre, nous détectons à différents instants l'évolution de l'onde de Rayleigh au cours de la propagation. Après un séquençage du signal acquis sur un cylindre d'acier, nous calculons le spectre de chaque onde de Rayleigh. Le spectrogramme du signal obtenu est représenté sur la figure 22 en décibel.

Nous constatons, après un temps de propagation long, une présence importante de composantes de fréquence inférieure à 2 MHz. L'atténuation est peu importante dans ce

domaine de fréquence et forte, par contre, pour les fréquences supérieures.

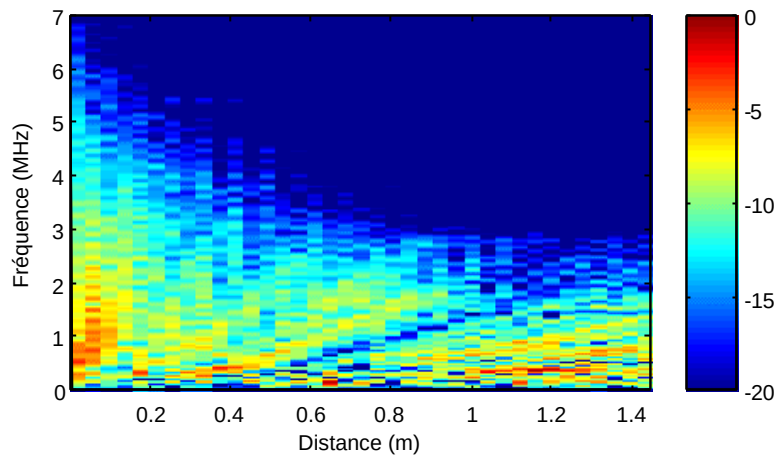


Figure 22 : Spectrogramme (en dB) d'un cylindre d'acier de diamètre 25mm E/D 90° (filtrage 0,1-12MHz).

Nous pouvons alors, pour chaque fréquence, calculer la valeur du coefficient α en interpolant chaque courbe par la fonction $e^{-\alpha r}$, nous obtenons alors l'allure du coefficient α en fonction de la fréquence f en MHz. Nous constatons, sur la figure 23, une décroissance linéaire en fonction de la fréquence pour les fréquences comprises entre 1 et 4 MHz, le coefficient d'atténuation pour ce cylindre d'acier est de $0,6 \text{ Neper.m}^{-1}.\text{MHz}^{-1}$.

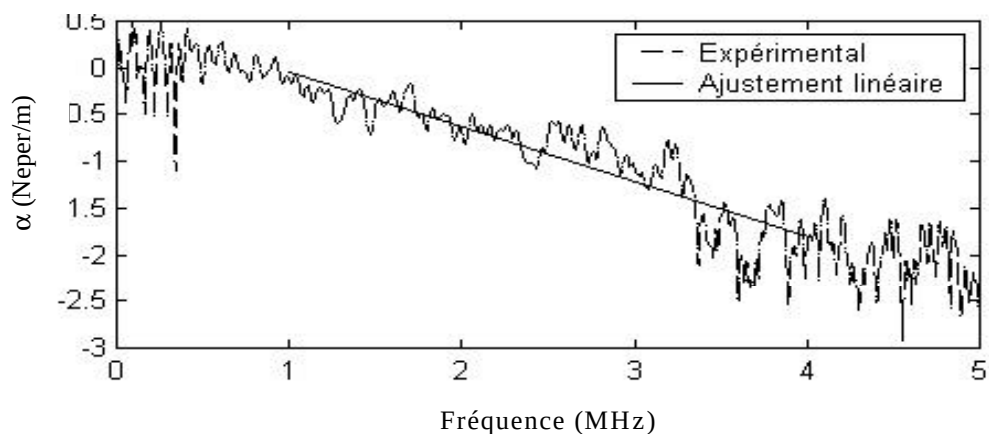


Figure 23 : Evaluation de la pente de l'atténuation en fonction de la fréquence (ajustement linéaire entre 1 et 4 MHz) $a = -0,6 f$.

III-4. Différences de diamètre entre les échantillons

Les faibles différences de diamètre entre les échantillons entraînent un décalage de quelques dizaines de Hertz sur la position de chaque résonance. Cet écart entre les résonances augmente proportionnellement avec la fréquence (i.e. l'ordre du mode). A basse fréquence, les différences sont peu discernables tandis qu'à haute fréquence (modes d'ordre élevé) les écarts induits sont nettement plus importants (figure 24). Dans notre cas, les variations de diamètre sont faibles : $\varnothing_{\max} = 25$ mm et $\varnothing_{\min} = 24,96$ mm.

De ce fait, toute étude sur la modification des résonances doit tenir compte des différences de diamètre entre les échantillons afin d'estimer la bande de fréquence à analyser autour de la fréquence de résonance moyenne. Inversement à haute fréquence, ces écarts sur la position des résonances nous donnent les différences de diamètre entre les échantillons avec une bonne précision.

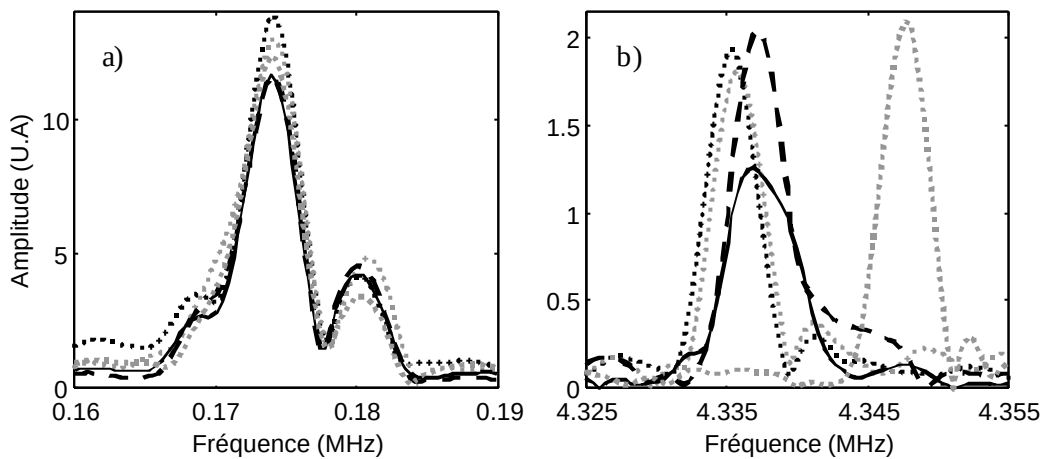


Figure 24 : Influence du diamètre sur la position des résonances, a) basse fréquence, b) haute fréquence.

Ces expériences réalisées dans une configuration émission/détection orthogonale montrent également des différences d'amplitude significatives entre les échantillons inspectés. Nous devons donc maintenant expliquer ces fluctuations en amplitude.

III-4.1. Influence du positionnement émission /réception

La description analytique des ondes de Rayleigh, se propageant à la surface d'un cylindre, peut se décomposer en un motif $m(t)$ répété un certain nombre de fois (n)

correspondant à $2n$ tours de propagation.

En introduisant le déphasage de $\pi/2$ au passage des pôles d'émission ainsi que l'écart entre le point de génération et le point de détection, nous obtenons une forme de $m(t)$:

$$m(t) = s(t) + s(t + \Delta t + \pi/2) + s(t + T + \pi) + s(t + T + \Delta t + 3\pi/2) \quad (5)$$

$s(t)$ est le signal de la première onde de Rayleigh engendrée.

Δt est l'écart en temps des ondes se propageant de part et d'autre de la source; cet écart dépend de la position du point de détection vis-à-vis de celle du point d'émission.

T est la période de révolution.

Le signal total est un peigne de Dirac de période $2T$ multiplié par le motif:

$$R(t) = \coprod_{2T}(t) \cdot m(t) \quad (6)$$

Dans le domaine spectral, $S(\omega)$ est la transformée de Fourier du signal $s(t)$. La transformée de Fourier du signal total est $R(\omega)$:

$$R(\omega) = \coprod_{2T} \frac{1}{2T}(\omega) \otimes \{S(\omega)(1 + e^{-j(\omega\Delta t + \pi/2)} - e^{-j\omega T} - e^{-j(\omega(\Delta t + T) + \pi/2)})\} \quad (7)$$

$$= \coprod_{2T} \frac{1}{2T}(\omega) \otimes \{S(\omega)(1 - e^{-j\omega T})(1 + e^{-j(\omega\Delta t + \pi/2)})\} \quad (8)$$

$$= \coprod_{2T} \frac{1}{2T}(\omega) \otimes \{S(\omega) \sin\left(\frac{\omega T}{2}\right) \cos\left(\frac{\omega\Delta t + \pi/2}{2}\right)\} \quad (9)$$

Deux conditions annulent le spectre :

$$\sin\left(\frac{\omega T}{2}\right) = 0 \quad \text{pour } f_n = \frac{n}{T}$$

$$\cos\left(\frac{\omega\Delta t + \pi/2}{2}\right) = 0 \quad \text{pour } f_n' = \frac{4n'-3}{4\Delta t}$$

Lorsque la détection est proche de 90° vis-à-vis de l'émission, cet écart peut être mesuré par

le paramètre δ tel que $\Delta t = \frac{T}{2} - 2\delta$. Deux cas sont à distinguer :

Le premier correspond au cas idéal où $\delta = 0$ (détection à 90° de l'émission) pour lequel les modes impairs des deux peignes de Dirac se détruisent par interférence.

Le second cas, $\delta \neq 0$, impose une modulation d'amplitude aux fréquences $f_n = \frac{2n-1}{2T}$.

Cette modulation, de période $\alpha_R/4\delta$, affecte principalement les modes pairs jusqu'à la demi période puis les modes impairs.

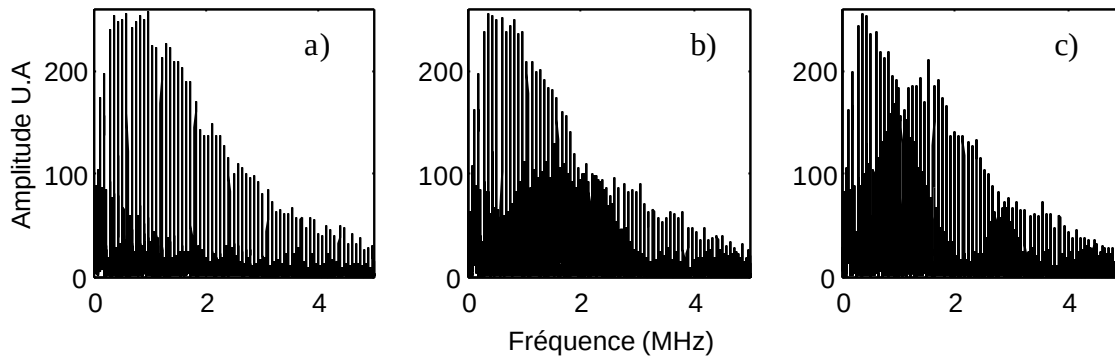


Figure 25 : Influence position de l'échantillon: a) $d = 0$, b) $d = 0,2 \text{ mm}$ et c) $d = 0,4 \text{ mm}$.

Expérimentalement, nous avons effectué des acquisitions où la position de la détection se situait à 90° ($\delta = 0$), 89° ($\delta = 0,2 \text{ mm}$) et $88,2^\circ$ ($\delta = 0,4 \text{ mm}$) par rapport à celle de la génération. Nous trouvons une modulation de l'amplitude des résonances dans les cas b) et c) de période 3,7 MHz et $\sim 2 \text{ MHz}$ (figure 25).

Afin d'expliquer les observations du paragraphe précédent nous pouvons dire que le dispositif expérimental est adapté pour une configuration de contrôle $0-90^\circ$ (condition d'interférence destructive sur les modes impairs). Des pièces de diamètre légèrement inférieur ou supérieur entraînent un degré de liberté qui induit un écart δ du système de détection par rapport à la position à 90° . Généralement l'écart δ est relativement faible (dixième de millimètre) donc la modulation d'amplitude affecte principalement les fréquences comprises entre 2 et 5 MHz.

Nous avons donc montré qu'il fallait tenir compte des différences de diamètre entre les échantillons afin d'étudier le positionnement des résonances. De plus dans une configuration à 90° , le spectre de résonance est sensible en amplitude aux légères fluctuations de diamètre ainsi qu'à une légère erreur sur le positionnement de l'échantillon vis-à-vis du système de contrôle.

De ce fait deux possibilités de contrôle s'offrent à nous :

- La première classique impose une configuration à 180° pour être en permanence en condition de sommation constructive (y compris lors des fluctuations de diamètre de l'échantillon).

- La deuxième utilise la décomposition du signal temporel, nous distinguons deux groupes d'ondes de Rayleigh : celles se propageant à droite de la ligne source et celles se propageant à gauche de la ligne source. Cette deuxième méthode garantit un spectre non modulé en amplitude malgré les erreurs possibles sur le positionnement.

III-4.2. Sélection du sens de propagation

En utilisant la décomposition du signal et la sélection du sens de propagation, nous obtenons un spectre non modulé pour les ondes se propageant à droite de la ligne source, et de la même manière pour celles se propageant à gauche de la ligne source. En traitant les signaux acquis précédemment, nous trouvons une allure moyenne de l'amplitude de chaque résonance conforme au spectre émis avec une incertitude de 10% (figure 26). Pour référence, nous montrons l'allure du spectre moyen en amplitude sans différencier les ondes à droite et les ondes à gauche. Les différences de diamètre entraînent une modulation du spectre et donc une incertitude très importante pour des cylindres quasi-identiques.

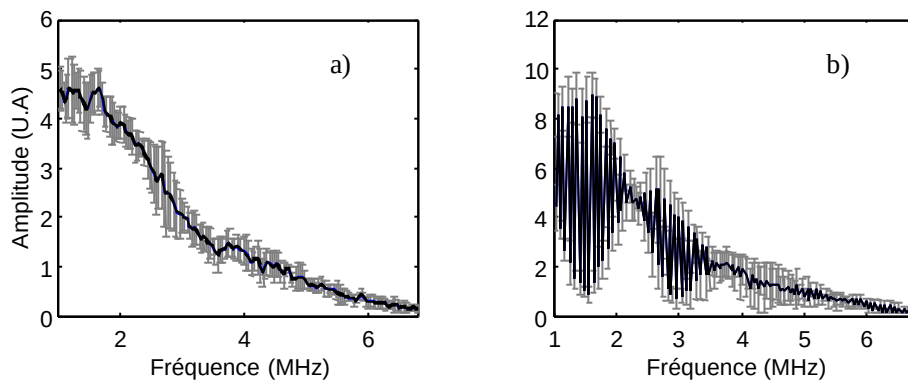


Figure 26 : Valeur moyenne et écart type de l'amplitude de chaque résonance a) ondes de droite b) ensemble du signal.

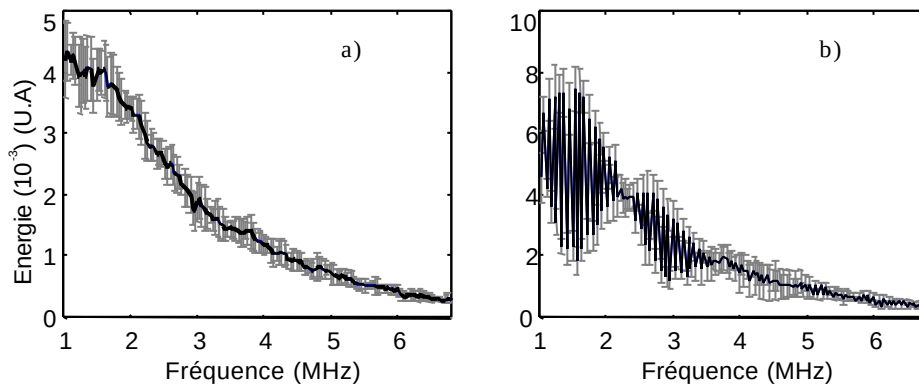


Figure 27 : Valeur moyenne et écart type de l'énergie de chaque résonance a) ondes de droite b) ensemble du signal.

De la même manière, nous avons également calculé l'énergie autour de chaque résonance dans les deux cas (figure 27). Les conclusions sont les mêmes.

Des expériences complémentaires ont montré que la durée du signal analysée ne modifiait que très légèrement l'allure du spectre en amplitude à haute fréquence (figure 28). Cette modification n'est observable que pour des temps inférieurs à 125 μ s. Mais, pour cette taille de cylindre et pour ces temps d'analyse, les résonances ne sont pas encore bien évidentes. Nous pourrions donc analyser le signal sur un temps d'acquisition suffisamment long sans perdre les caractéristiques du spectre dans le domaine des hautes fréquences par atténuation.

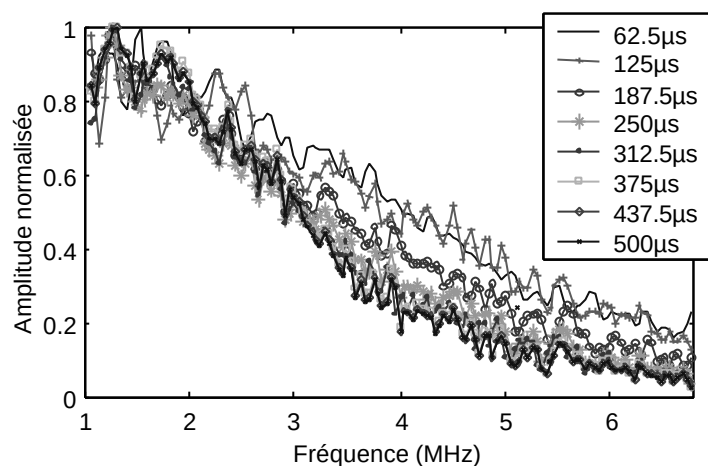


Figure 28 : Evolution de l'amplitude des résonances en fonction de la durée de la fenêtre temporelle.

Afin de supprimer les différents paramètres (bruit de détection, différences de diamètre, positionnement du cylindre vis-à-vis du système de contrôle) nous empêchant de garantir des mesures totalement reproductibles d'un échantillon à l'autre, nous proposons à présent de simuler cette propagation ultrasonore. Nous comparerons les résultats de la simulation aux expériences afin de valider celle-ci.

IV- Simulation aux différences finies.

Pour essayer de mieux comprendre la propagation des ondes dans un cylindre ou un tube, Stefan Catheline a développé, au laboratoire Ondes et Acoustique, une simulation aux différences finies. Cette simulation, basée sur l'équation de propagation en potentiel des

ondes ultrasonores, permet d'évaluer le déplacement ultrasonore en tout point d'une section du cylindre.

$$\Delta\psi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = S(\vec{r}, t) \quad (10)$$

avec $c = c_L$ ou c_T . $S(\vec{r}, t)$ représente la fonction source.

Dans l'impossibilité de représenter la ligne source thermoélastique en trois dimensions, celle-ci est modélisée par un dipôle de contraintes tangentielles à la surface du cylindre. Le milieu extérieur est assimilé au vide et les bords sont absorbants. Afin de représenter la courbure du cylindre finement, nous sommes obligés de sur-échantillonner spatialement le milieu ($\lambda/150$). La configuration de simulation nous laisse la possibilité d'inspecter en chaque point de la surface la composante normale du déplacement.

Dans un premier temps, nous pouvons calculer et comparer le spectre d'émission de l'onde de Rayleigh (figure 29).

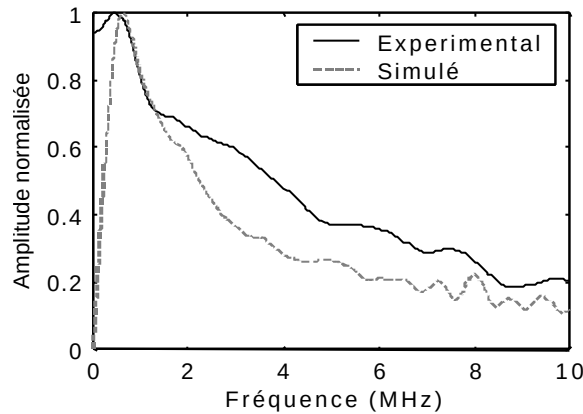


Figure 29 : Comparaison des spectres émis.

Nous obtenons une fréquence centrale identique correspondant à une longueur d'onde $\lambda = 1,5\text{mm}$. Par contre, aux basses fréquences, l'amplitude du spectre réellement émis est nettement plus importante. De même, le contenu haute fréquence du spectre expérimental est légèrement plus important que celui du spectre simulé.

Toutefois, en supprimant certaines ondes de basse fréquence énergétiques ($f < 0,5$ MHz), nous pouvons conclure que le spectre simulé est relativement proche du spectre expérimental.

IV-1. Calcul du déplacement normal à 90° et à 180°

Comparons tout d'abord les résultats obtenus sur un tour de propagation. Nous trouvons un bon accord entre le signal expérimental et le signal simulé (figure 30). Nous observons les mêmes ondes (onde de tête, ondes de Rayleigh et ondes de galerie à échos) arrivant au même temps que les signaux détectés et avec un rapport d'amplitude similaire. Les différences sur la forme des ondes de Rayleigh proviennent du spectre de la source simulée qui n'est pas aussi large bande que le spectre de l'impulsion réellement émise. Cette différence est encore plus nette dans la configuration de détection 0-180° la bipolarité de l'onde est plus marquée expérimentalement.

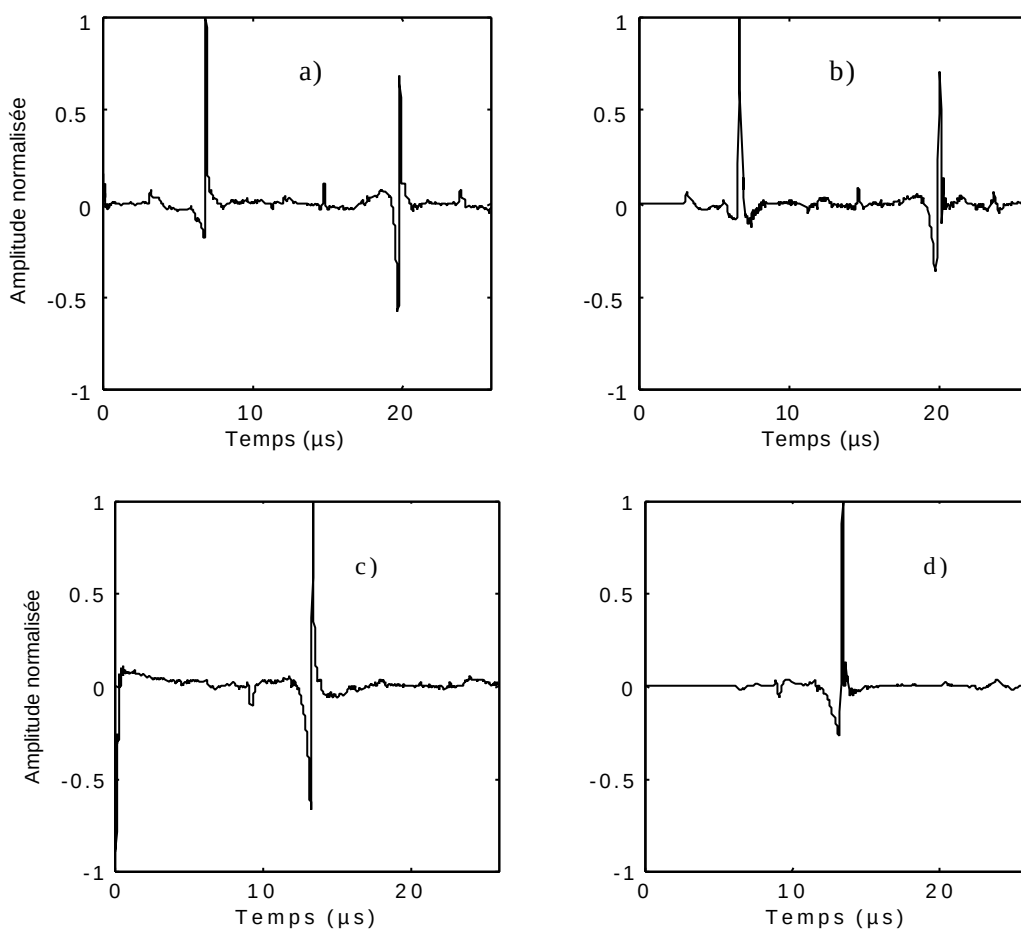


Figure 30 : Comparaison des déplacements normalisés sur un cylindre d'acier de diamètre 25 mm.
Réception à 90° : a) expérience b) simulation / Réception à 180° : c) expérience d) simulation.

En appliquant un filtrage passe-haut 0,5 MHz, nous trouvons une plus grande adéquation en forme entre les signaux simulés et expérimentaux. Toutefois il subsiste de légères oscillations de haute fréquence à la fin du signal provenant essentiellement de la définition des bords du cylindre.

Si maintenant nous comparons ces signaux sur plusieurs tours de propagation (figure 31) nous constatons que l'onde de Rayleigh simulée est nettement plus dispersive et plus atténuée. Ceci peut s'expliquer par l'ajout d'un terme visqueux dans la simulation qui n'est pas représentatif de l'atténuation réelle du milieu. Les différences entre les spectres émis induisent également des déformations supplémentaires.

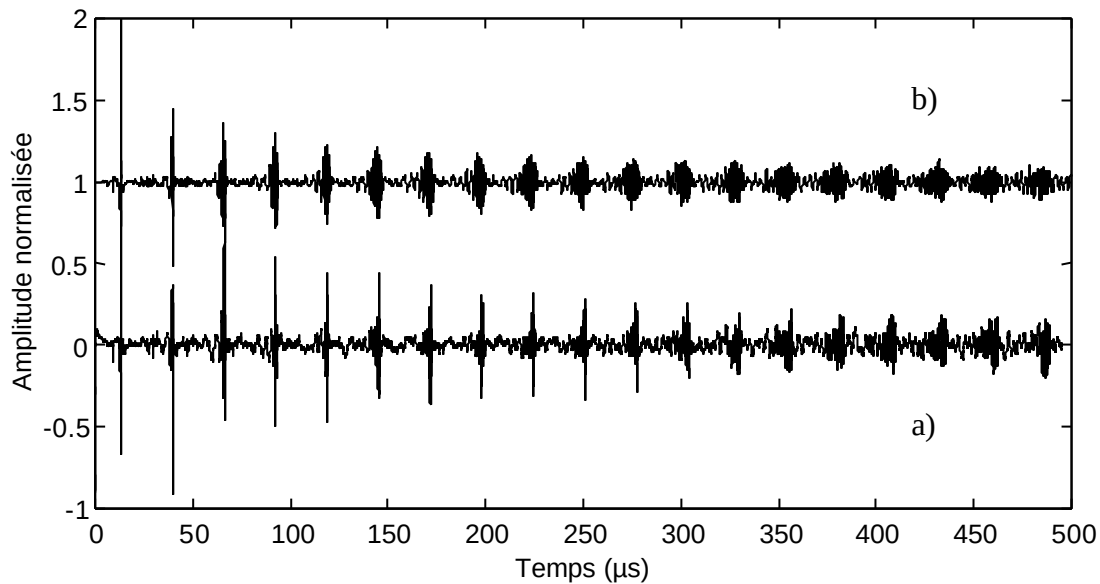


Figure 31 : Comparaison des déplacements normalisés sur un cylindre d'acier de diamètre 25 mm. Réception à 180°. a) expérience b) simulation.

IV-1.1. Influence du diamètre et du bruit de détection

Examinons tout d'abord si la simulation est également sensible aux différences de diamètre entre les échantillons ainsi qu'au bruit du niveau de détection. Nous simulons donc la propagation ultrasonore sur deux cylindres d'acier de diamètre 25 mm et 24,95 mm. Puis nous ajoutons un bruit blanc que nous augmentons progressivement. Nous distinguons deux cas, celui où les cylindres sont parfaitement identiques et celui où il existe une différence de diamètre.

Comme nous l'avons montré au paragraphe II-5.1, le calcul du degré de ressemblance reste plus stable lorsque que l'étude occulte, par filtrage, les basses fréquences énergétiques et très dispersives. Nous appliquons donc un filtrage numérique passe-haut de fréquence de coupure 0,8 MHz

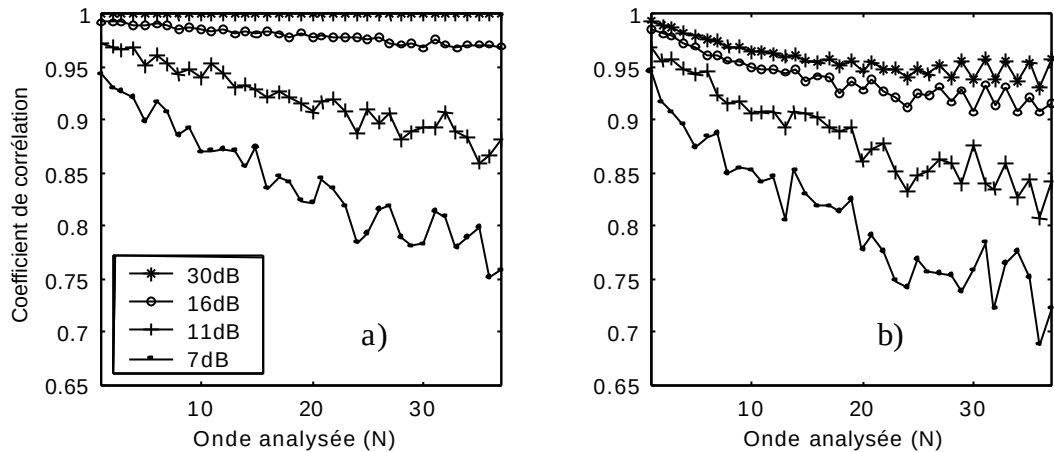


Figure 32 : Sensibilité du coefficient de corrélation : a) au rapport signal à bruit (S/N), b) au rapport signal à bruit (S/N) et aux différences de diamètre (25 et 24,95 mm).

Si nous comparons la courbe expérimentale moyenne (figure 11-b) à la courbe simulée (figure 32-b S/N 30dB), nous trouvons un bon accord sur la décroissance lente mais progressive du coefficient de corrélation. Donc dans le cas d'une très bonne détection, la décorrélation est due essentiellement aux différences géométriques. Par contre, comme le montre la figure, dès que le rapport signal sur bruit se dégrade (< 15 dB), la décorrélation des signaux est nette et aussi importante, que les pièces soient identiques ou différentes en diamètre.

IV-1.2. Déformation du signal en champ proche

Une déformation sensible du signal de l'onde de Rayleigh lors des premières microsecondes de propagation sur un cylindre de diamètre 25 mm avait été constaté au paragraphe III-2.1. Pour valider la simulation, nous effectuons les calculs dans les conditions similaires aux expériences. Nous trouvons un bon accord entre simulation et expérience (figure 33). Les légers décalages temporels sur les temps de vol proviennent de l'imprécision du relevé de la position angulaire de la sonde hétérodyne. Nous retrouvons exactement les mêmes moments de transition de la forme de l'onde de Rayleigh : monopolarité puis bipolarité puis monopolarité avec déphasage de π . Donc, la simulation par éléments finis prend en compte les variations de vitesse de phase en fonction de la position angulaire donc le déphasage de $\pi/2$ au passage du pôle.

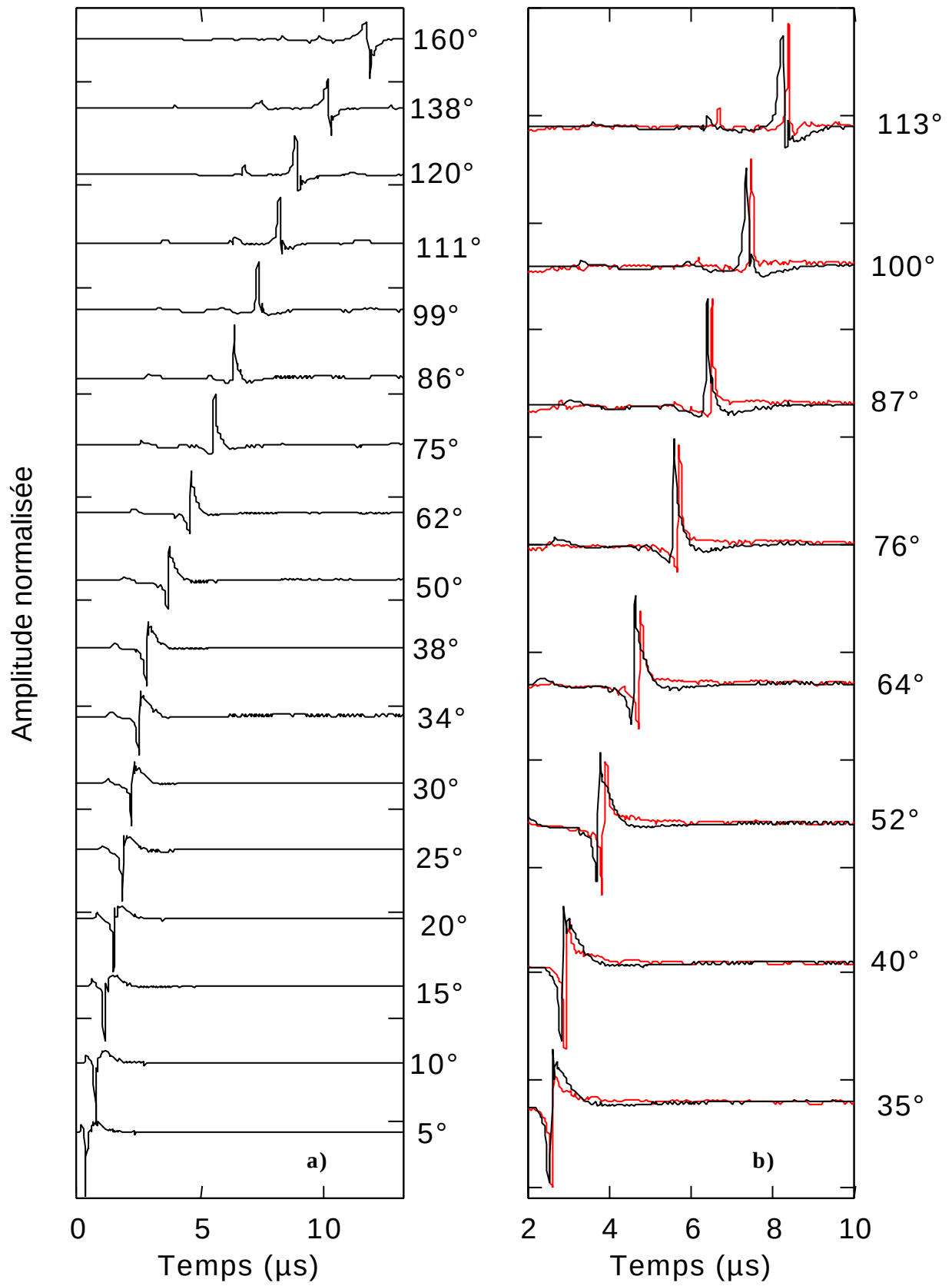


Figure 33 : Forme de l'onde de Rayleigh en champ très proche en fonction de l'angle de détection.
 a) Simulation, b) comparaison expérience (- -) / simulation (-).

Des simulations de signaux détectés pour des angles proches de l'émission ($< 30^\circ$) montrent l'accentuation de la monopolarité de l'onde de Rayleigh et l'étalement des ondes de basse fréquence à l'arrière de signal de l'onde de Rayleigh. D'autres simulations, pour des angles supérieurs à 115° , montrent le couplage entre la dispersion induite par les variations de la vitesse de phase et la dispersion induite par les variations de la vitesse de groupe. L'onde de Rayleigh s'étire en avant et en arrière du signal.

Nous constatons également la croissance de l'onde transverse à partir d'un angle de détection proche de 90° puis sa décroissance pour un angle de détection de 160° . L'amplitude de l'onde transverse est maximale pour un angle proche de 140° ; cet angle est en bon accord avec le diagramme de directivité de l'onde transverse en régime thermoélastique.

IV-2. Analyse spectrale

Nous avons calculé le spectre de résonance du signal simulé et déduit la vitesse de groupe de l'onde de Rayleigh (figure 34). Nous trouvons un bon accord sur la position des résonances entre le spectre simulé et expérimental. De même la courbe donnant la vitesse de groupe de l'onde de Rayleigh est quasiment semblable à celle relevée expérimentalement.

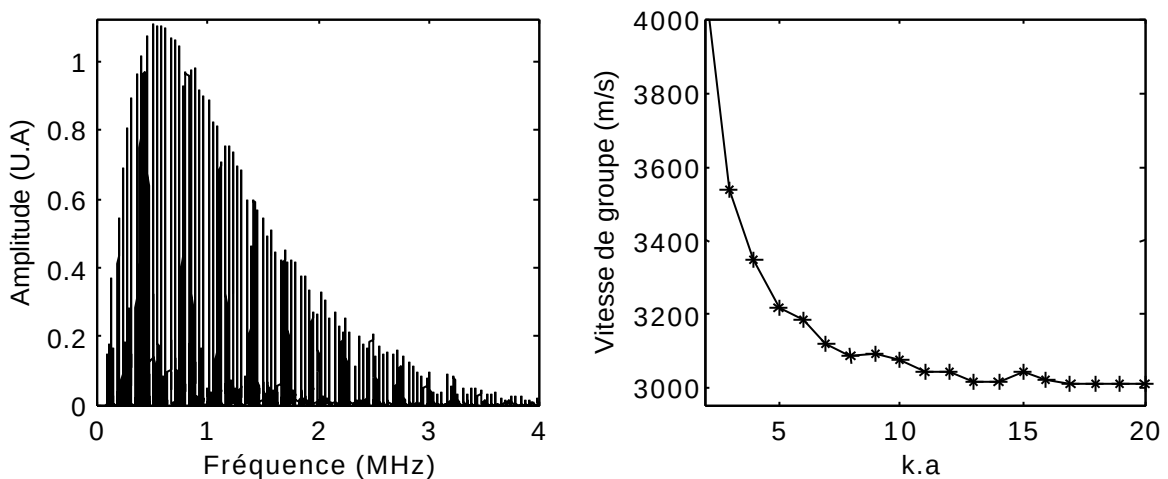


Figure 34 : Spectre du signal simulé, calcul de la courbe de dispersion des ondes de Rayleigh.

V- Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons caractérisé la forme de l'onde de Rayleigh détectée tantôt à 90° tantôt à 180° sur un cylindre d'acier de diamètre 25mm ainsi que les différentes ondes de faible amplitude présentes (ondes de volume et ondes de galerie à échos). Nous avons ensuite évalué la décroissance temporelle de l'amplitude crête à crête de l'onde de Rayleigh ainsi que son énergie en fonction de la distance de propagation.

En vue d'une approche plus industrielle de l'étude, nous nous sommes intéressés au dispositif de contrôle ainsi qu'aux échantillons afin d'analyser les différents paramètres pouvant affecter la reproductibilité des mesures. En conséquence, nous avons déduit une méthode de contrôle par mesure du degré de ressemblance des signaux.

Spectralement, nous avons discriminé, dans un premier temps, les déformations de l'onde de Rayleigh induites par la dispersion de la vitesse de phase en champ très proche et par la dispersion de la vitesse de groupe en champ proche et en champ lointain. A l'aide d'une modélisation, nous avons ainsi pu constater les effets de la dispersion de la vitesse de groupe sur la forme de l'onde de Rayleigh. Dans un second temps, nous avons analysé l'impact de la configuration de contrôle et de la taille des échantillons sur la répartition des résonances (amplitude et position).

Enfin, à l'aide d'une simulation aux différences finies, nous avons pu étudier la forme et la déformation de l'onde de Rayleigh au cours du temps. Nous avons trouvé un bon accord entre le signal simulé et le signal expérimental. Nous pourrions ainsi dans le prochain chapitre utiliser cette simulation afin d'étudier l'interaction de l'onde de Rayleigh avec la fissure sur un cylindre.

Chapitre III : Interaction avec un défaut

Après avoir analysé la propagation ultrasonore sur un cylindre sain dans le chapitre précédent, nous nous intéressons, à partir des résultats obtenus par différents auteurs [26, 40, 41], à l'interaction d'une onde de Rayleigh avec une fissure située à la surface du cylindre. Cette étude doit permettre de détecter tantôt des fentes peu profondes ($\sim 100 \mu\text{m}$) correspondant aux microdiscontinuités observées industriellement après l'usinage des barreaux d'acier, tantôt des fissures plus profondes ($> 0,25 \text{ mm}$) correspondant à l'éclatement de ces microdiscontinuités après frappage du matériau (fabrication de vis...). Ces fissures sont généralement orientées suivant l'axe du cylindre. Expérimentalement, nous étudions donc une large gamme de défauts artificiels, orientés suivant la génératrice du cylindre, de profondeur variable, de largeur constante pour différentes configurations de contrôle. Nous utilisons également une simulation aux différences finies pour mieux comprendre cette interaction.

Ce chapitre est divisé en deux parties. La première explique les modifications engendrées par cette interaction du point de vue temporel. La deuxième partie analyse les pertes énergétiques induites sur le spectre en fonction de la profondeur de la fissure.

I- Aspect temporel

Plusieurs études ont permis de mieux comprendre, l'interaction d'une onde de Rayleigh, se propageant sur une plaque, avec une fissure de profondeur variable. Ces études mettent en évidence les phénomènes de réflexion, de transmission et de conversion au niveau de la fissure. Dans un premier temps, nous comparons, sur un tour de propagation, nos résultats expérimentaux à ces différents modèles et nous relevons les caractéristiques des ondes élastiques engendrées dans un cylindre. Dans une seconde partie, nous inspectons la répétition des interactions onde de Rayleigh / fissure en fonction du nombre de tours de propagation. Nous en déduisons une méthode pour tester une section du cylindre lorsque la position du défaut n'est pas connue.

I-1. Configuration en présence d'un défaut

La finalité de tout système de contrôle est de rechercher la présence d'un défaut et de pouvoir le quantifier. Dans notre cas de figure, nous nous intéressons simplement aux défauts de surface (fissure radiale) caractérisés par leur profondeur d . La largeur de la fissure est fixée à 0,2 mm.

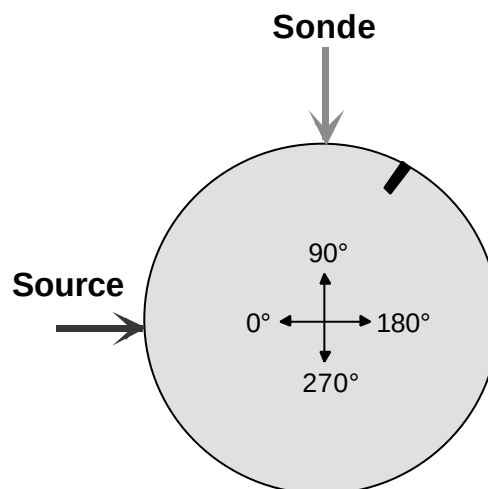


Figure 1 : Configuration expérimentale.

Les échantillons sont des cylindres d'acier de diamètre 25 mm munis ou non d'une fissure. Dans cette première expérience, nous plaçons le défaut à proximité de la sonde ; la distance émission / détection est fixée à 19,6 mm (**configuration 0-90°**) et la distance détection / défaut est voisine de 10 mm (140°). Les signaux sont échantillonnés à 100 MHz et moyennés 20 fois.

I-2. Propagation sur un tour

I-2.1. Analyse du signal

Dans un premier temps nous examinons la forme du signal engendré lors de l'interaction d'une onde Rayleigh avec une fissure sur un cylindre d'acier. La figure 2 montre le signal obtenu en présence d'un défaut de profondeur 0,21mm. Le signal est comparé à celui acquis sur une pièce saine. Par rapport au signal détecté sur une plaque et à la théorie développée par Cooper, nous retrouvons la même forme de signal et les mêmes ondes créées par réflexion ou conversion au niveau de la fissure :

- R : onde de Rayleigh incidente
- RR : onde de Rayleigh réfléchie
- RL : onde de Rayleigh convertie en onde longitudinale au fond de la fissure et réémise vers la surface
- RT : onde de Rayleigh convertie au fond de la fissure en onde transverse et réémise vers la surface.

Par rapport au cas de la plaque, nous constatons la présence d'une onde supplémentaire de forte amplitude TR qui correspond à l'onde transverse engendrée dans le volume convertie en onde de Rayleigh au contact de la fissure et se propageant vers le point de détection.

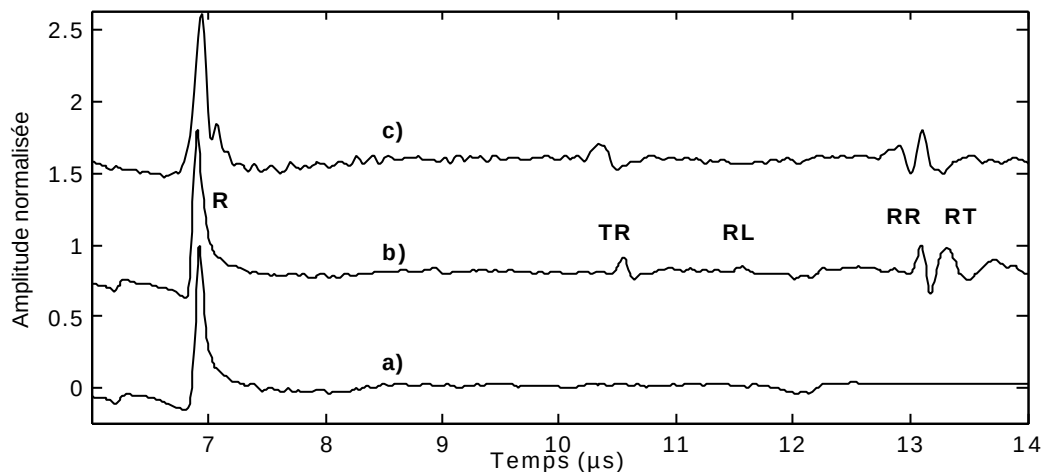


Figure 2 : a) signal acquis sur une pièce saine b) en présence d'une fissure de 0,21mm de profondeur et de 0,2mm de largeur c) simulation.

En ce qui concerne la simulation par éléments finis, nous ne pouvons pas exclure la perturbation induite par les bords et le fond de la fissure qui sont dentés en raison du maillage (taille des dents 20μm) (figure 3).

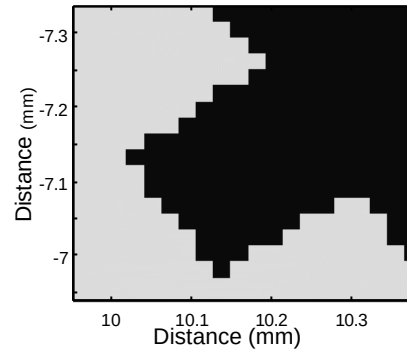


Figure 3 : Visualisation du maillage d'une fissure de profondeur 0,21mm et de largeur 0,2mm située à 140° vis-à-vis de l'émission.

Le signal simulé en présence d'un défaut de profondeur 0,21mm est en bon accord avec le signal relevé expérimentalement, nous retrouvons les mêmes ondes (R, TR, RL, RR et RT) avec des temps de vol quasiment identiques. Nous pouvons noter un léger biais sur l'amplitude de l'onde de Rayleigh réfléchie, probablement dû à la plus grande largeur spectrale du signal expérimental. Toutefois les rapports des amplitudes des différentes ondes simulées sont comparables aux rapports des amplitudes des ondes relevées expérimentalement.

I-2.2. Positionnement du défaut vis-à-vis du système de contrôle

En réalité la position du défaut est une inconnue, sa position sur la section peut varier de 0 à 360° et le temps d'arrivée de la première onde de Rayleigh réfléchie varie de $T/4$ à T dans une configuration $0-90^\circ$ et de $T/2$ à T pour une configuration $0-180^\circ$. Chaque position entraîne une signature caractéristique du signal propre aux ondes se propageant à des vitesses différentes et converties au niveau du défaut.

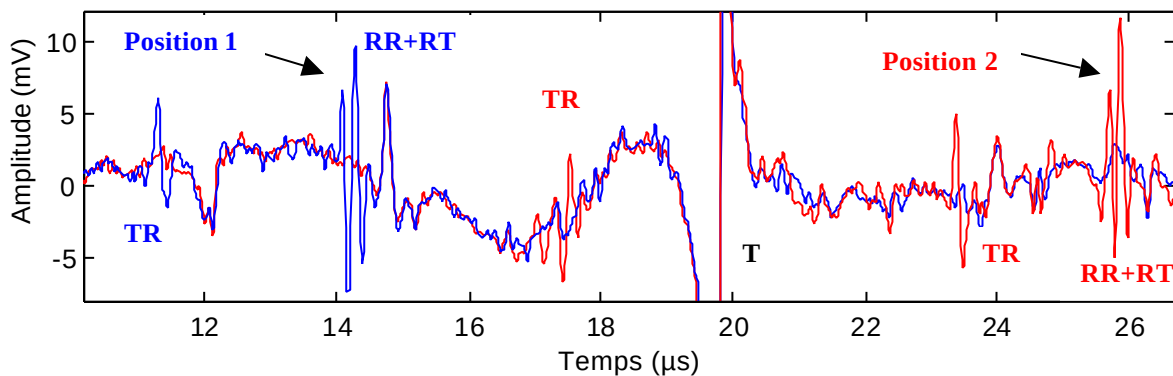


Figure 4 : Forme du signal pour deux positions du défaut $d = 0,21\text{mm}$ (position 1) : 150° , (position 2) : 215° .

Pour différentes positions du défaut, les ondes réfléchies, lorsque leur contenu fréquentiel est suffisamment élevé, ne subissent quasiment pas les effets dispersifs induits par les variations de la vitesse de phase (figure 4). L'onde reste quasiment semblable sur le premier tour de propagation en forme et en amplitude quelle que soit la position du défaut. Sur cette figure nous constatons également pour la deuxième position du défaut la présence des deux ondes TR se propageant à contre sens l'une de l'autre à la surface du cylindre.

Les principales modifications de la forme du signal pour une position de défaut aléatoire proviennent des ondes converties au niveau du défaut et réémises dans le volume, mais ces ondes sont de faible amplitude.

Des positions particulières du défaut existent : dans une configuration 0-90°, une position de défaut à 30° ou à 225° entraîne une sommation constructive des ondes de Rayleigh réfléchies. Une position de défaut à 180° entraîne une interférence entre l'onde réfléchie et l'onde transmise. Dans une configuration 0-180°, les positions 90° ou 270° entraînent une sommation constructive sur les ondes réfléchies.

Il existe également des cas extrêmes où soit la source soit le point de détection sont en interaction directe avec le défaut.

I-2.3. Variation de la profondeur

A partir de cette analyse temporelle du signal engendré lors de l'interaction d'une onde de Rayleigh avec une fissure, nous pouvons alors faire varier la profondeur de la fissure et réaliser la même expérience (configuration 0-90°, position du défaut proche de 140°). Les fissures sont caractérisées par leur profondeur : 0,08 mm ; 0,14 mm ; 0,21mm ; 0,31mm ; 0,38 mm ; 0,5 mm et 1 mm. Nous représentons, sur la figure 5, l'ensemble des signaux acquis sur un tour de propagation et normalisés par rapport à la première onde de Rayleigh non perturbée [49]. De ce fait, cette configuration offre l'avantage de permettre une étude simultanée des ondes réfléchies par le défaut et de l'onde transmise tout en ayant une onde de référence utile pour normaliser par rapport au signal émis (suppression des fluctuations de l'émission laser).

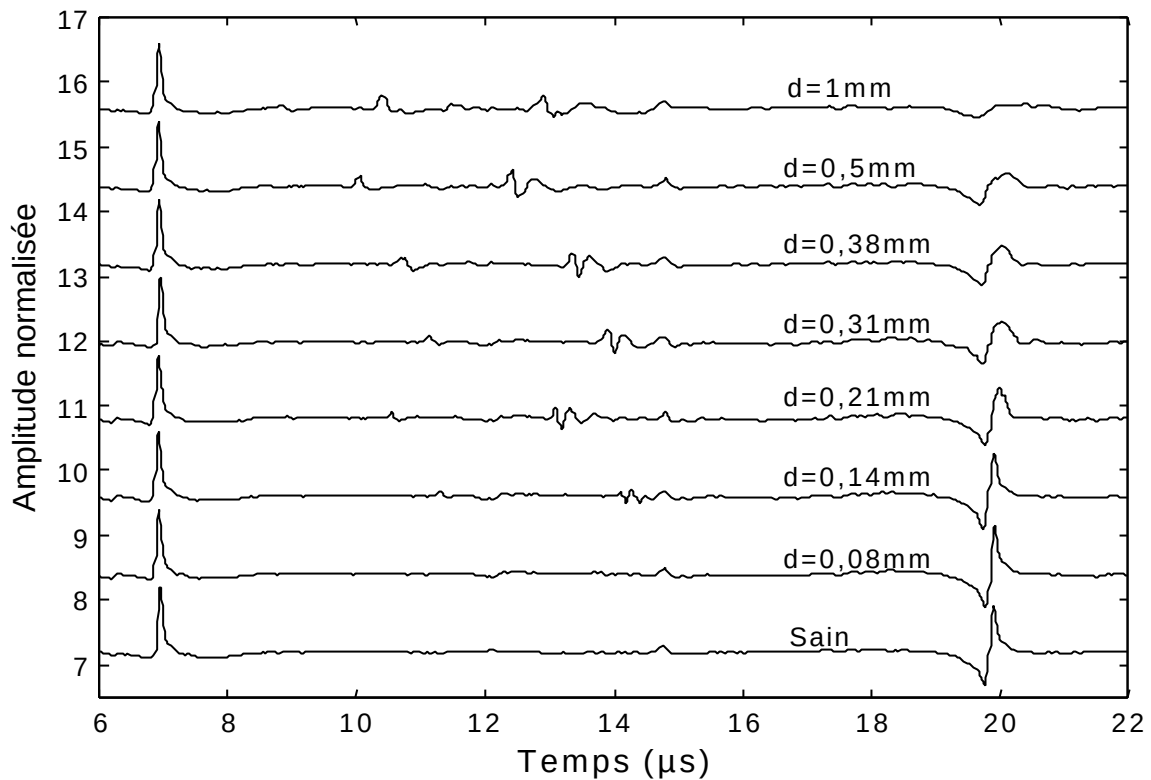


Figure 5 : Interaction d'une onde de Rayleigh avec une fente de largeur 0,2 mm et de profondeur variable usinée dans un cylindre d'acier de diamètre 25 mm.

Les échos réfléchis des pièces contenant les fissures de profondeur supérieure à 0,21 mm sont nettement visibles, nous distinguons facilement les différentes ondes. Dans le cas de la pièce contenant le défaut de profondeur 0,14 mm, l'amplitude relative des ondes réfléchies est faible. Pour la pièce comportant un défaut de profondeur 0,08 mm, les ondes réfléchies ne sont pas discernables. En comparaison, les ondes transmises au temps $t = 20 \mu s$ révèlent une perte d'amplitude beaucoup plus importante. De la même manière les ondes transmises correspondant aux défauts de profondeur 0,14 mm et 0,08 mm ne sont que très peu modifiées.

Nous constatons également dans cette configuration que l'amplitude de l'onde TR (onde transverse convertie en onde de Rayleigh au passage de la fissure) augmente avec la profondeur de la fissure.

Nous avons également simulé la propagation de l'onde de Rayleigh sur un cylindre et son interaction avec un défaut de largeur constante 0,2 mm et de profondeur variable (0 ; 0,1 mm ; 0,15 mm ; 0,25 mm ; 0,35 mm ; 0,45 mm ; 0,65 mm ; 0,85 mm et 1mm). Le milieu a été sur-échantillonné afin de bien définir les bords du cylindre ainsi que le défaut surtout pour les

fissures de faible profondeur. Nous utiliserons les résultats de cette simulation dans les paragraphes suivants.

I-2.4. Coefficients de réflexion et de transmission

Nous déduisons de ces différentes acquisitions les coefficients de réflexion et de transmission et nous les comparons aux coefficients calculés par Angel et Achenbach [41] sur une plaque (figure 6). Nous choisissons la fréquence de 2 MHz comme fréquence centrale du spectre d'émission ce qui correspond à une longueur d'onde λ_R voisine de 1,5 mm. Le coefficient de réflexion expérimental est proche du coefficient calculé mais sa valeur est plus petite. On observe, comme sur la courbe théorique, un léger creux lorsque $d \sim 0,4$ mm ; cet effet est dû à la condition d'interférence destructive pour $2d = \lambda_R/2$. Le coefficient de transmission subit une forte décroissance pour les profondeurs comprises entre 0,1 et 0,5 mm mais celle-ci est également réduite par rapport à la théorie.

Toutefois, nous pouvons conclure que la trace significative de la présence d'un défaut de profondeur supérieure à 0,2 mm se situe au niveau de l'onde transmise, la décroissance de l'amplitude de l'onde transmise est nettement plus importante que le gain sur l'écho réfléchi. De plus, en raison des oscillations du module du coefficient de réflexion, plusieurs profondeurs sont envisageables pour certaines amplitudes. Par contre, la décroissance du coefficient de transmission est quasiment monotone. Pour les défauts de profondeur moindre, les pertes en amplitude sont réparties équitablement sur les ondes réfléchies et transmises, il faudra donc tenir compte de l'ensemble de ces ondes.

Des expériences complémentaires réalisées pour une position de défaut proche de 220° conduisent aux mêmes coefficients de réflexion et de transmission. Sur la base de deux configurations du défaut, il y a donc invariance des coefficients de réflexion et de transmission suivant la position du défaut sur la section.

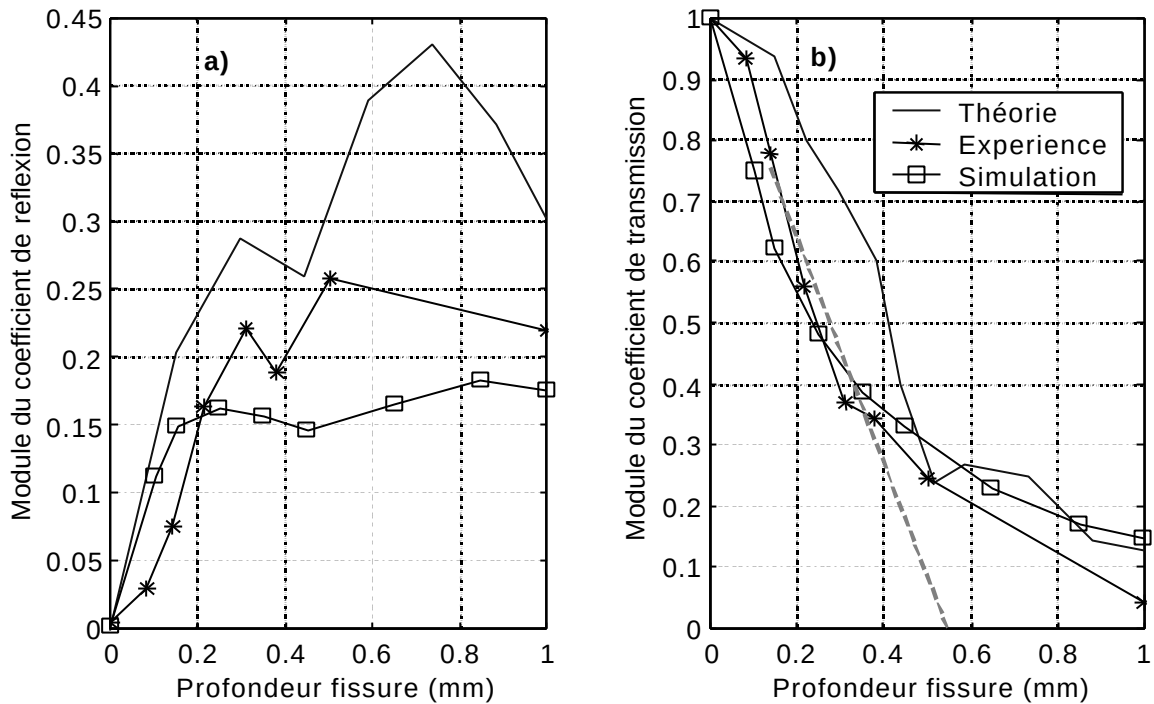


Figure 6 : Coefficients de réflexion (a) et de transmission (b) en fonction de la profondeur de la fissure.

L'amplitude des signaux simulés donne une allure du coefficient de transmission quasiment identique à celle du coefficient de transmission expérimental. Par contre, le coefficient de réflexion simulé montre une intensité moins importante des ondes réfléchies et une saturation très rapide du niveau de réflexion. Cette saturation est probablement due à la surface de la fissure qui est rugueuse en raison du maillage du milieu ainsi qu'au fait que les composantes de basse fréquence ont une énergie plus faible.

A la suite de ces résultats, nous avons relevé la modification de l'amplitude de l'onde TR liée à la variation de la profondeur de la fissure (figure 7).

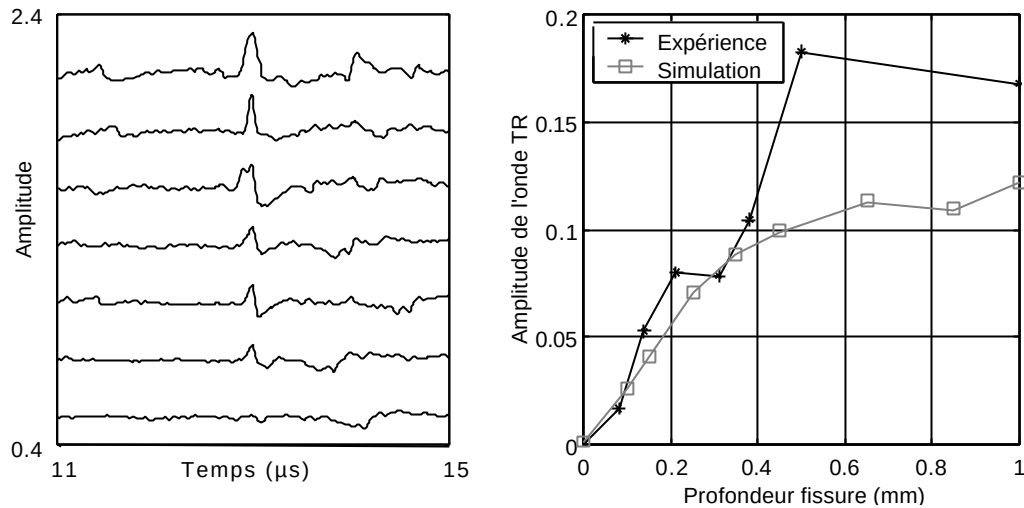


Figure 7 : Onde TR en fonction de la profondeur de la fissure. Amplitude en fonction de la profondeur ; comparaison expérience / simulation.

Nous constatons que pour cette position du défaut, l'interaction de cette onde avec la fissure fournit également un estimateur de la profondeur de la fissure. Des simulations pour différentes positions du défaut permettent de conclure que l'amplitude de l'onde TR est maximale lorsque le défaut se situe au voisinage de 150°. D'après le diagramme de directivité, cet angle correspond au maximum d'énergie émise pour l'onde transversale. Pour d'autres positions du défaut, le signal de l'onde TR est moins intense et de plus subit une déformation importante et un étalement qui ne nous permet pas d'obtenir une courbe aussi sensible à la profondeur. L'onde RT est un bon estimateur de la profondeur du défaut mais seulement dans certaines conditions.

I-2.5. Configuration de contrôle 0-180°

Comme dans le cas de la configuration de contrôle 0-90°, nous comparons dans un premier temps, la déformation induite par la présence de la fissure expérimentalement ainsi que par simulation. Nous comparons ces résultats au signal acquis sur une pièce saine (figure 8). Dans cette configuration, l'onde de Rayleigh transmise (R) est la somme d'une onde perturbée par la fissure et d'une onde n'ayant subi aucune interaction. Nous constatons, en présence d'un défaut de profondeur 0,38 mm (position 150°), un élargissement de l'impulsion positive de l'onde de Rayleigh transmise, une multitude d'ondes de faible amplitude (T, TR) détectée avant l'onde de Rayleigh transmise et ensuite une onde de Rayleigh réfléchie (RR, RT). Nous constatons également sur l'onde transmise une légère modulation sur la fin du

signal provenant probablement de l'interaction des deux ondes de Rayleigh (perturbée et non perturbée) n'ayant pas le même contenu spectral.

La simulation est en bon accord avec l'expérience, les mêmes ondes de faible amplitude apparaissent aux mêmes instants. Par contre l'onde réfléchie est inversée (en signe) par rapport à l'onde réfléchie relevée expérimentalement. Cet erreur de convention de signe provient du processus de simulation.

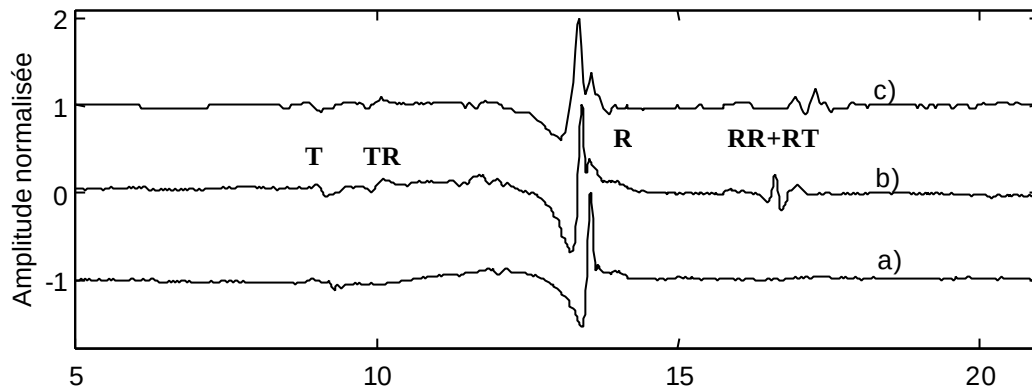


Figure 8 : Configuration 0-180° a) signal acquis sur une pièce saine b) en présence d'une fissure de profondeur 0,38 mm et de largeur 0,2 mm c) simulation.

En l'absence de données expérimentales et après avoir constaté que la simulation était en bon accord avec l'expérience, nous calculons l'amplitude de l'onde de Rayleigh transmise en fonction de la profondeur de la fissure.

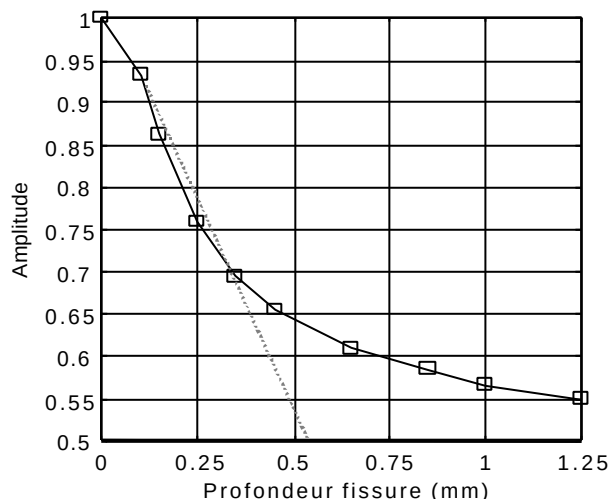


Figure 9 : Configuration 0-180°. Amplitude de l'onde de Rayleigh en fonction de la profondeur de la fissure.

Nous constatons que l'amplitude suit un profil similaire au coefficient de transmission mais avec un chute moins importante. L'onde détectée à 180° est la somme d'une onde non perturbée d'amplitude normalisée constante égale à 1 et d'une onde perturbée de coefficient

de transmission T. Alors l'amplitude normalisée de l'onde détectée à 180° (T_{180}) vaut : $T_{180} = (T+1) / 2$. Comme dans le cas de la configuration 0-90°, l'amplitude décroît fortement entre les valeurs 0,7 et 0,95 puis la pente s'adoucit pour des profondeurs plus grandes.

Après avoir caractérisé l'amplitude du signal réfléchi et transmis en fonction de la profondeur de la fissure, nous essayons à présent d'estimer la profondeur de la fissure à partir des temps de vol des ondes réfléchies.

I-2.6. Estimation de la profondeur par temps de vol

A partir des signaux expérimentaux obtenus pour différentes profondeurs de la fissure, nous cherchons à déterminer, de la même manière que Cooper l'avait fait sur une plaque [26], la profondeur de la fissure par la différence des temps de vol entre l'onde de Rayleigh réfléchie (RR) et l'onde transverse réémise à la surface (RT). Les signaux simulés et expérimentaux sont tracés sur la figure 10. Nous constatons un bon accord entre l'expérience et la simulation sur la forme des signaux, quelle que soit la profondeur. Le trajet de l'onde RT augmente en fonction de la profondeur de la fissure.

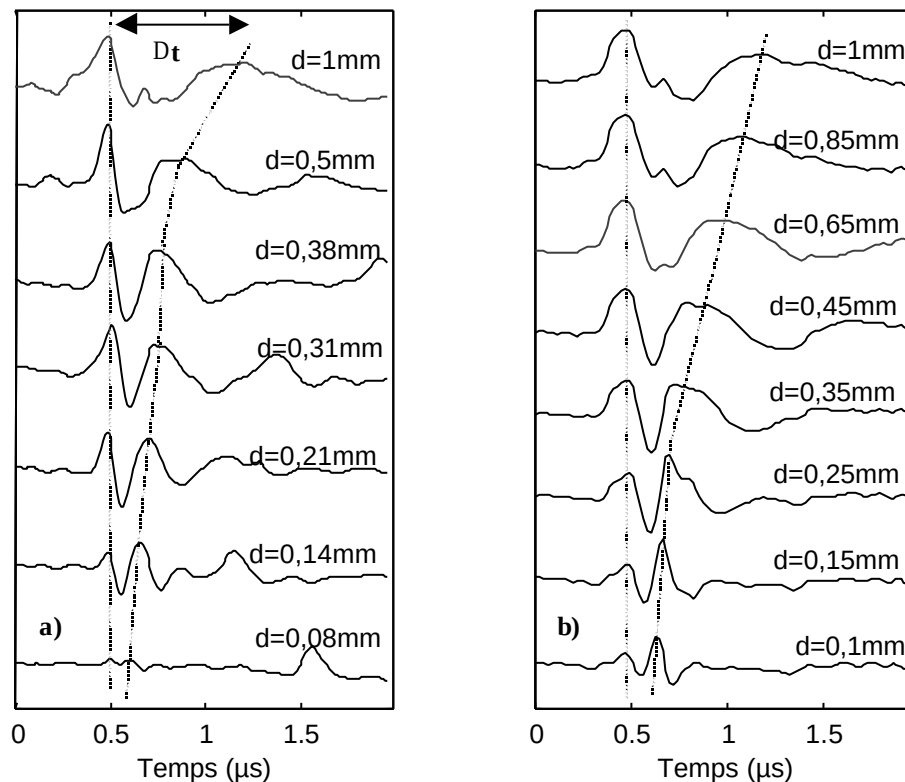


Figure 10 : Evolution de la forme du signal réfléchi en fonction de la profondeur de la fissure (largeur constante) a) expérience, b) simulation.

Nous trouvons les écarts expérimentaux Δt : 0,11 ; 0,17 ; 0,21 ; 0,26 ; 0,27 ; 0,36 et 0,7 μs . D'après la formule (27) du chapitre I, nous pouvons, à partir de ces écarts temporels, estimer la profondeur de la fissure. Dans notre cas, l'écart temporel relevé pour la pièce comportant la fissure de profondeur 1 mm est en bon accord avec la formulation : nous trouvons une profondeur estimée de 0,96 mm. Par contre pour les autres défauts, les écarts temporels sont trop petits et ne correspondent pas, après calcul, aux valeurs réelles. Plus la profondeur du défaut est faible plus l'écart par rapport à la valeur réelle est grand. La simulation confirme ce résultat. Ces erreurs sur l'estimation de la profondeur de la fissure ne proviennent pas de la courbure du cylindre, qui induit une légère différence de trajet par rapport au cas d'une plaque, car plus la profondeur est grande, plus la courbure modifie les temps de vol.

La mesure par temps de vol nous fournit une indication sur la profondeur de la fissure pour des défauts de profondeur inférieure à 0,5 mm. Par contre pour des défauts de profondeur supérieure, les résultats du calcul sont comparables aux valeurs mesurées (figure 11).

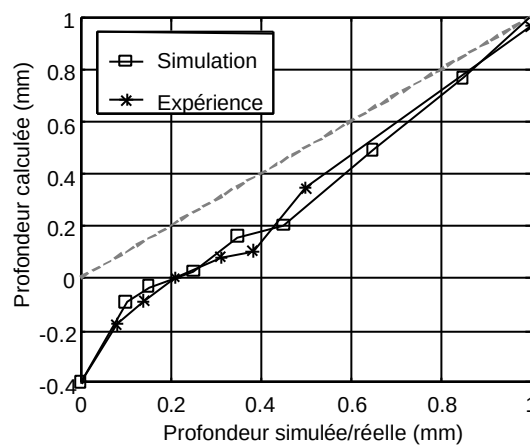


Figure 11 : Comparaison entre la profondeur estimée et la profondeur réelle (simulation et expérience).

La propagation de l'onde de Rayleigh sur un cylindre et son interaction avec une fissure de profondeur d nous a permis, sur un tour de propagation, de comprendre le mécanisme d'interaction et de conversion aux interfaces de la fissure. Nous avons mis en évidence une nouvelle onde TR sensible pour certaines positions de la fissure, liées au diagramme de directivité de l'onde transversale, à la profondeur du défaut. Nous pouvons également conclure qu'un défaut de profondeur supérieure à 0,2 mm est détectable avec un seul tour de propagation.

I-3. Propagation sur plusieurs tours

Etudions maintenant la répétition des interactions de l'onde de Rayleigh avec la fissure au cours de plusieurs tours de propagation.

I-3.1. Evolution du signal à chaque tour

La figure 12 montre les acquisitions pendant un temps plus long. Concernant les ondes transmises, en regard du module du coefficient de transmission, nous constatons une chute importante en amplitude pour les défauts de grande profondeur dès la deuxième interaction. Par exemple, pour le défaut de profondeur 1 mm, la troisième onde de Rayleigh détectée, ce qui correspond à deux interactions, est quasiment nulle. Pour le défaut de profondeur 0,21mm, la décroissance de l'amplitude est nettement plus lente. Après plusieurs tours de propagation, il subsiste un signal transmis relativement important [48].

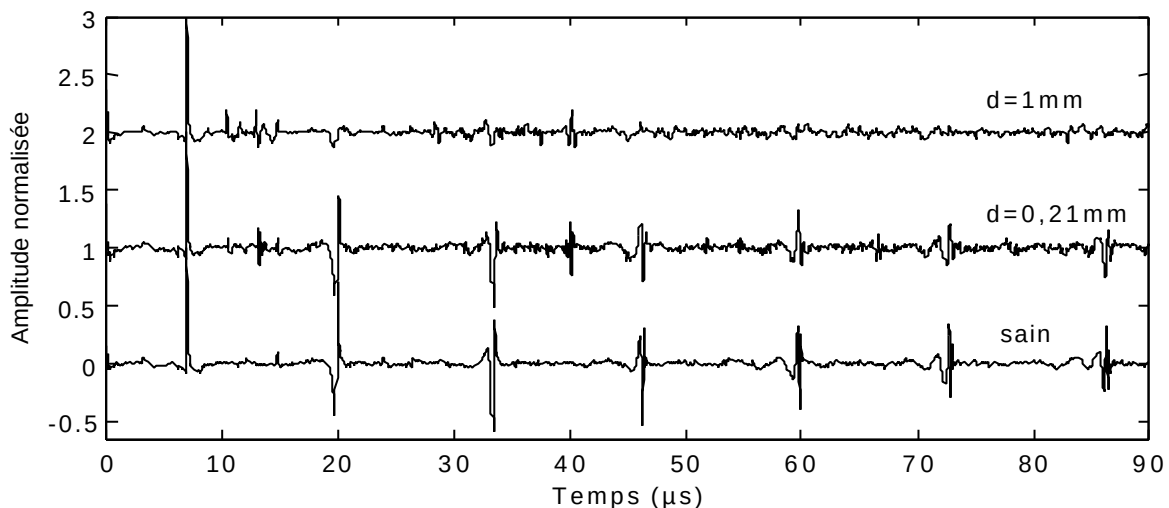


Figure 12 : Propagation sur plusieurs tours et atténuation des ondes de Rayleigh sur un cylindre d'acier de diamètre 25mm en présence de défauts (0,21 mm et 1 mm). Comparaison avec le signal acquis sur un cylindre sain.

Concernant les ondes réfléchies, nous constatons une atténuation très rapide, cette rapidité est proportionnelle à la profondeur de la fissure. Pour les gros défauts (~1mm) dès la deuxième interaction onde de Rayleigh / fissure, l'amplitude des ondes réfléchies est quasiment nulle. Par contre pour les défauts de faible profondeur, les ondes réfléchies conservent une quantité importante d'énergie. Donc le temps de disparition des ondes

réfléchies est proportionnel à la profondeur de la fissure ainsi qu'au nombre d'interaction onde de Rayleigh / fissure.

I-3.2. Fissures peu profondes

A partir de ces premières constatations nous nous intéressons plus précisément à la répartition énergétique des ondes réfléchies pour les fissures peu profondes. Sur la figure 13, après un filtrage passe-haut pour minimiser l'effet dispersif et supprimer les fréquences ne participant pas à l'interaction, nous distinguons nettement les ondes transmises (**T**) et les ondes réfléchies (**R**) périodiquement. Nous constatons que l'amplitude des ondes transmises, pour le défaut 0,14 mm, décroît en fonction du nombre d'interaction pour être quasiment nulle au bout de 500 μ s. Durant ce temps, les ondes réfléchies semblent conserver une amplitude constante [49]. Le même phénomène est également observable en présence du défaut de profondeur 0,08 mm mais l'amplitude des ondes réfléchies est nettement moindre, on perçoit seulement en fin d'acquisition les ondes réfléchies. Par contre les modifications sur les ondes transmises en comparaison d'un signal sain sont peu significatives mais réelles.

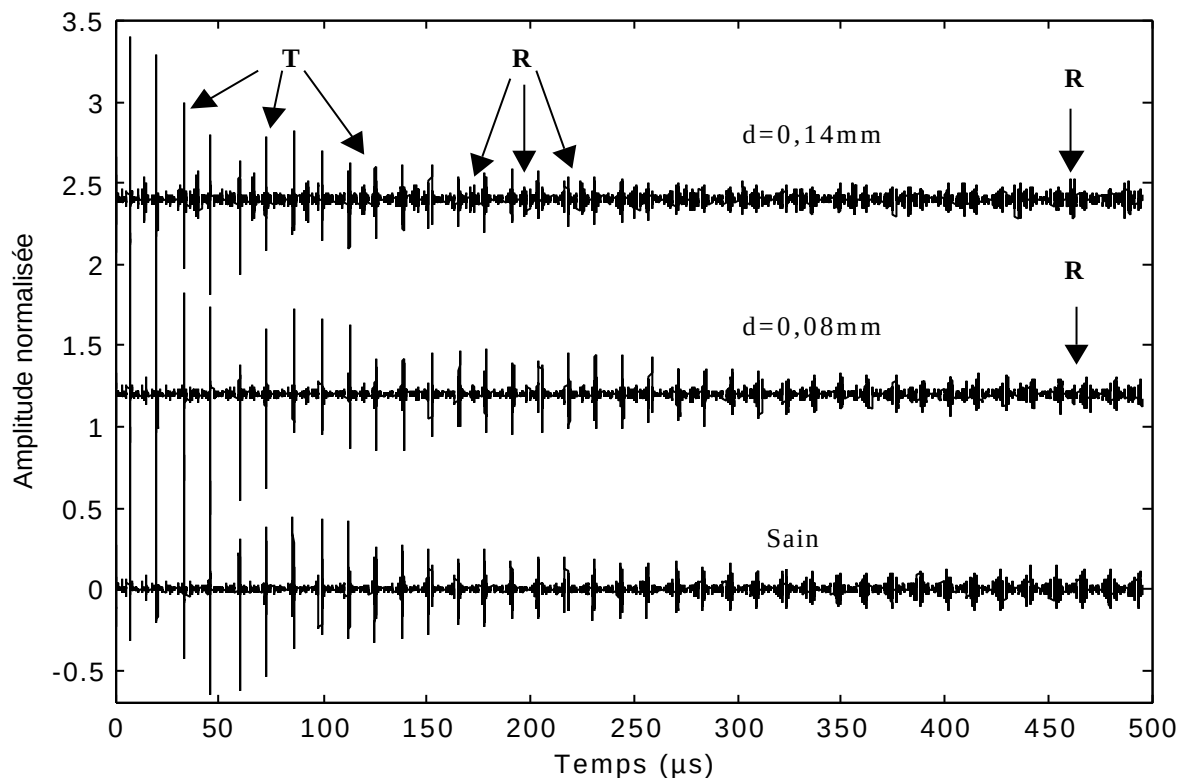


Figure 13 : Propagation des ondes de Rayleigh en présence de défauts de faible profondeur, comparaison à un signal sain.

Il existe donc trois zones de comparaison entre les ondes transmises et les ondes réfléchies. La première correspond au moment où les ondes transmises sont nettement plus intenses que les ondes réfléchies. La deuxième zone correspond au moment où les ondes réfléchies et transmises sont de même intensité. Enfin une troisième zone correspond au moment où les ondes réfléchies ont pris le pas sur les ondes transmises. La durée de ces différentes zones varie suivant la profondeur du défaut.

En présence d'un défaut de faible profondeur, le rapport d'amplitude entre les ondes réfléchies et les ondes transmises croît à chaque tour de propagation.

I-3.3. Description et modélisation de l'effet cumulatif

Afin de comprendre la croissance puis la stabilité et enfin la décroissance en amplitude des ondes réfléchies au cours de la propagation, nous analysons l'interaction des ondes de Rayleigh se propageant à droite de la ligne source avec une fissure de coefficient de réflexion (α) et de coefficient de transmission (β) sur trois tours de propagation $\tilde{N}$ (figure 14). Nous négligeons les effets dispersifs ainsi que l'atténuation fréquentielle.

Pendant le premier tour ($\tilde{N}=1$) nous détectons au temps $T/4$ l'onde de Rayleigh non perturbée par la fissure (amplitude normalisée à 1) puis au temps $T/4 + 2\tau$ l'onde de Rayleigh réfléchie avec une amplitude α .

Lors du second tour de propagation ($\tilde{N}=2$), la sonde perçoit l'onde transmise ($T+T/4$) ayant une amplitude β ainsi qu'une nouvelle onde réfléchie ($T+T/4 + 2\tau$) d'amplitude $\alpha\beta$.

Au troisième tour de propagation ($\tilde{N}=3$), nous observons l'onde transmise ($2T+T/4$) d'amplitude β^2 puis l'onde réfléchie ($2T+T/4 + 2\tau$) d'amplitude $\alpha\beta^2$. Durant ce même temps, la première onde de Rayleigh réfléchie a poursuivi sa propagation après avoir été détectée au temps $T/4 + 2\tau$, elle subit une première réflexion totale sur l'autre face de la fissure en supposant celle-ci de même profondeur. Par la suite cette onde est détectée une première fois au temps ($2T+T/4$) mais, par rapport au spectre émis, sa contribution est négligeable vis-à-vis de l'énergie de l'onde transmise. Par contre après une nouvelle réflexion totale sur la première face de la fissure, cette onde est détectée au temps $2T+T/4 + 2\tau$ et cette fois elle apporte une contribution α qui n'est pas négligeable. Nous obtenons donc un renforcement de l'écho

réfléchi avec une amplitude totale $\alpha + \alpha\beta^2$ qui provient essentiellement des propriétés géométriques du milieu ainsi que du régime impulsionnel de l'émission acoustique.

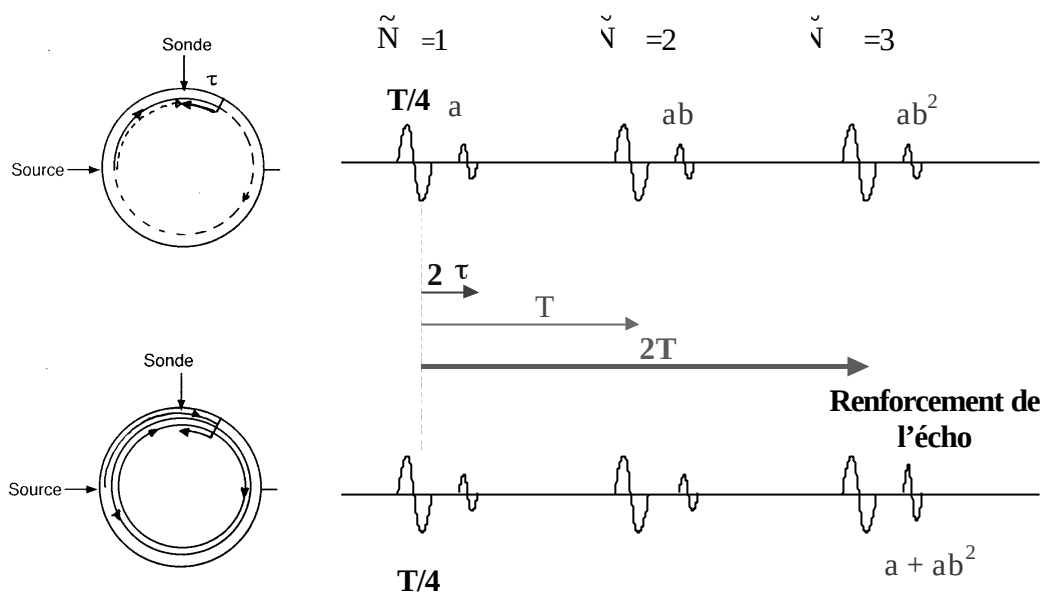


Figure 14 : Description effet cumulatif sur les ondes réfléchies.

De la même manière, par la suite, l'écho réfléchi du tour $\tilde{N}$ bénéficie d'un renforcement provenant des ondes réfléchies du tour $\tilde{N}-2$, $\tilde{N}-4$, $\tilde{N}-6$, ...

Au total l'amplitude de l'onde réfléchie au tour $\tilde{N}$ est :

Si $\tilde{N}$ pair > 2

$$A_{\tilde{N}} = \sum_{k=1}^{\tilde{N}/2} \alpha \beta^{2k-1} \quad (1)$$

Si $\tilde{N}$ impair > 1

$$A_{\tilde{N}} = \sum_{k=0}^{(\tilde{N}-1)/2} \alpha \beta^{2k} \quad (2)$$

A partir de ce résultat, nous pouvons modéliser l'évolution de l'amplitude normalisée des ondes transmises et réfléchies en fonction du nombre de tour (i.e. en fonction du temps) en présence d'un défaut de coefficients de réflexion (α) et de transmission (β) variables. Cette modélisation ne tient pas compte des effets dispersifs, du régime impulsionnel donc de l'atténuation fréquentielle et suppose nulle la contribution à l'onde transmise quelle que soit la taille du défaut.

De ce fait, nous calculons avec les coefficients de réflexion et de transmission expérimentaux des trois plus petites fissures ($d = 0,08$; $0,14$; $0,21$ mm) l'évolution en amplitude de ces ondes en tenant compte de l'atténuation en $1/\sqrt{r}$ (figure 15).

Pour la plus petite fissure ($d = 0,08$ mm ; $\alpha = 0,03$; $\beta = 0,97$), nous constatons un accroissement progressif de l'amplitude des ondes réfléchies en fonction du temps et une stabilisation en fin de propagation. L'effet cumulatif prend lentement le pas sur l'atténuation jusqu'au moment où l'égalité devient parfaite.

Pour la deuxième fissure ($d = 0,14$ mm ; $\alpha = 0,06$; $\beta = 0,82$), l'amplitude des ondes réfléchies reste quasiment constante sur l'ensemble de la propagation comme nous l'avons remarqué expérimentalement. L'effet cumulatif compense parfaitement l'atténuation durant ce temps de propagation.

Enfin, pour la fissure plus profonde ($d = 0,21$ mm ; $\alpha = 0,15$; $\beta = 0,57$), le calcul montre une décroissance lente de l'amplitude des ondes réfléchies après $150 \mu s$ de propagation. L'effet cumulatif ne compense pas l'atténuation.

Dans l'ensemble de ces calculs, nous trouvons un bon accord avec les résultats expérimentaux. L'écart en amplitude sur les ondes transmises provient essentiellement des ondes énergétiques de basse fréquence qui n'ont pas été supprimées en totalité par le filtrage passe-haut.

Nous pouvons donc conclure que ce renforcement en amplitude des ondes réfléchies pour des fissures de faible profondeur permet de compenser ou de minimiser suivant la taille de la fissure l'atténuation en $1/\sqrt{r}$. A chaque tour de propagation le rapport entre l'amplitude des ondes réfléchies et transmises croît plus ou moins rapidement en fonction de la profondeur de la fissure.

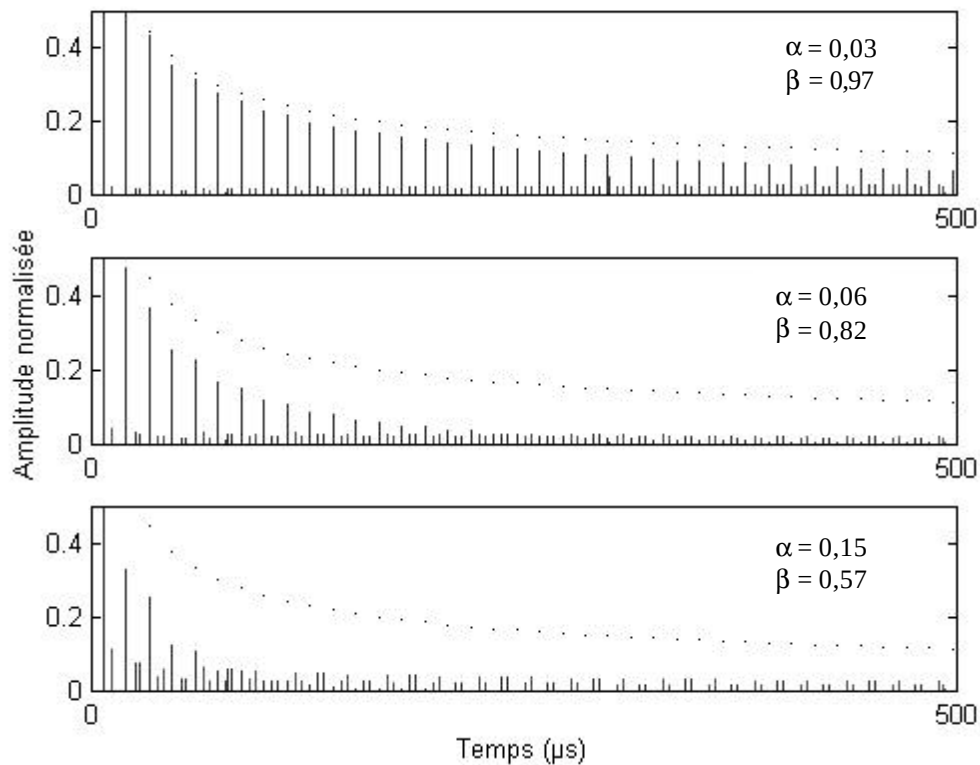


Figure 15 : Modélisation de l'effet cumulatif pour des fissures de faible profondeur de coefficients de réflexion a et de transmission b , comparaison à l'évolution sans défaut (...).

Dans une configuration 0-180°, nous constatons également le même phénomène sur les ondes réfléchies ; par contre, étant donné la sommation constructive sur les ondes transmises, le rapport entre les ondes réfléchie et transmise à profondeur de fissure égale croît plus lentement en fonction du nombre de tours que dans la configuration 0-90°. La première zone où les ondes transmises sont nettement plus intenses que les ondes réfléchies est plus longue temporellement.

A partir de ces différentes constatations, tantôt sur les défauts de grande profondeur, tantôt sur les défauts de faible profondeur, nous devons chercher une méthode afin d'exploiter au mieux ces résultats en gardant à l'esprit que le défaut est positionné aléatoirement sur la section à inspecter.

I-4. Méthode de mise en évidence : calcul du degré de ressemblance

I-4.1. Principe

A partir de la formulation définie au chapitre précédent nous pouvons comparer le degré de ressemblance de deux signaux. Le premier signal sera celui de référence acquis soit sur une pièce saine (inspection d'un lot) soit sur une section saine (inspection d'un barreau). Le second signal sera le signal à analyser. Cette comparaison prend en compte la déformation et la chute en amplitude de l'onde de Rayleigh au passage du défaut ainsi que de la présence de l'écho réfléchi. Par contre comme nous l'avons montré précédemment la corrélation est également sensible aux différences de diamètre entre les échantillons donc au retard de temps de vol ainsi qu'au niveau de bruit de la détection.

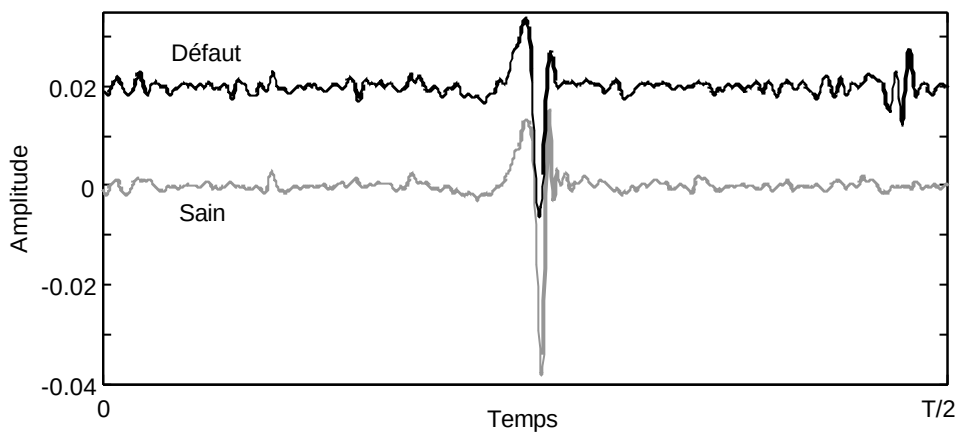


Figure 16 : Exemple de fenêtre de corrélation : échantillon sain (signal de référence); pièce ayant un défaut ($d = 0,14 \text{ mm}$); signal à analyser.

Dans chaque fenêtre de corrélation nous avons donc une onde de Rayleigh non perturbée, une onde de Rayleigh transmise, une onde réfléchie positionnée aléatoirement et une multitude d'ondes de faible amplitude réfléchies par le défaut et par les parois du cylindre (figure 16). Nous étudions l'évolution temporelle de cette fenêtre de corrélation par pas de $T/2$.

I-4.2. Application aux pièces comportant des défauts

Nous calculons ainsi la pente moyenne de corrélation entre une pièce comportant une fissure de profondeur variable et un ensemble de pièces saines pouvant être des pièces de référence. Pour mémoire, nous rappelons la pente de corrélation moyenne obtenue au chapitre précédent pour ces pièces saines.

Nous pouvons dès à présent signaler que la configuration expérimentale choisie est idéale car elle permet d'avoir un point de référence proche de 1 qui correspond à la première onde de Rayleigh qui n'a pas interagit avec le défaut. Nous verrons par la suite la complexité du traitement en fonction de la position du défaut vis-à-vis du système génération / détection.

La figure 17 montre les résultats obtenus pour l'ensemble des pièces comportant des défauts. Toutes les courbes subissent une décroissance plus ou moins brutale, celle-ci est proportionnelle à la profondeur de la fissure. L'incertitude sur les résultats pour cet ensemble de pièces saines est très faible de l'ordre de quelques pour cent jusqu'à la 23^{ème} onde, ensuite l'erreur devient plus importante.

Pour les défauts de grande profondeur ($d > 0,31$ mm), la non ressemblance des signaux apparaît sur les premières ondes analysées. Les pentes de décorrélation sont très proches, la distinction des différences de profondeur n'est pas évidente. Nous atteignons ensuite un plancher qui correspond à la corrélation de deux bruits blancs, qui varie en raison inverse du produit largeur de bande spectrale par la durée de la fenêtre de corrélation. Dans notre cas la largeur de bande est relativement importante (~ 100 MHz) mais la durée de la fenêtre de corrélation est petite (~ 13 μ s) ce qui conduit à une valeur plancher égal à 0,2. Une largeur de bande infinie et une durée de fenêtre infinie conduisent à un plancher nul.

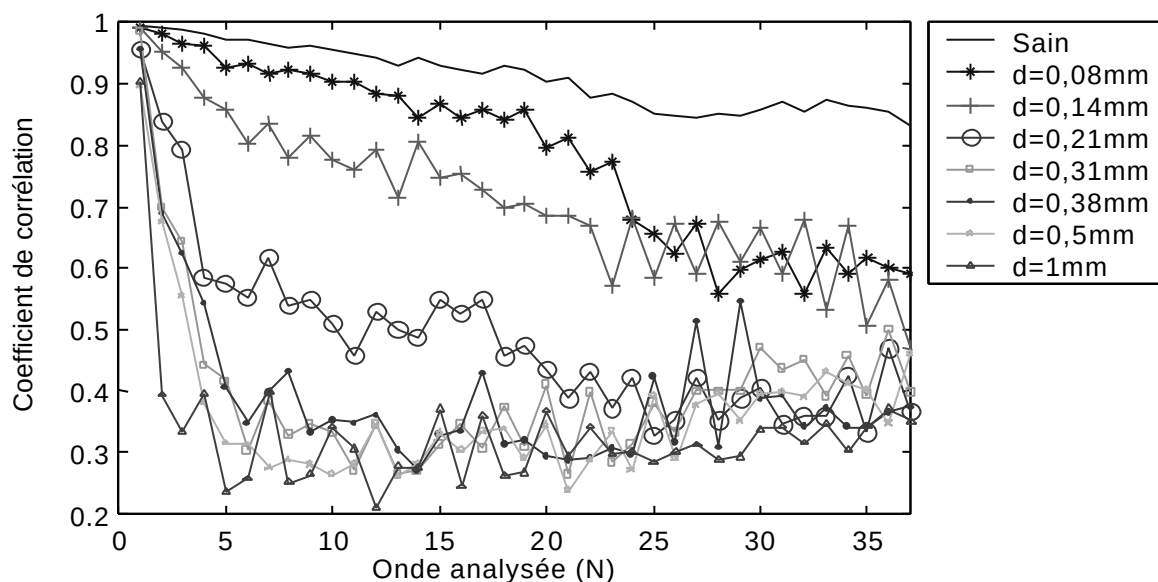


Figure 17 : Coefficient de corrélation entre un signal de référence (pièce saine) et le signal à analyser provenant d'une pièce comportant un défaut de profondeur variable.

Pour les défauts de profondeur (0,21 ; 0,14 et 0,08 mm) nous constatons une décorrélation plus lente. Les deux derniers défauts donnent une pente quasiment linéaire jusqu'à la 23^{ième} onde analysée. En comparant les valeurs des coefficients de réflexion et de transmission nous pouvons conclure que ce sont les ondes transmises qui induisent le maximum de décorrélation mais la quantité d'énergie accumulée par les ondes réfléchies par effet cumulatif à chaque tour ne peut pas être considérée comme négligeable.

A partir de ces constatations, nous cherchons à discriminer l'importance des ondes intervenant dans cette décorrélation en fonction de la profondeur de la fissure.

I-4.3. Influence des ondes réfléchies

Nous appliquons une fenêtre de Hanning centrée sur chaque fenêtre de corrélation afin de supprimer la contribution des ondes réfléchies (figure 18-b). Nous constatons que pour les défauts importants ($d = 0,21$; $0,31$ mm), la suppression des ondes réfléchies n'entraîne qu'une très légère modification du coefficient de corrélation, par contre pour les défauts de faible profondeur ($d = 0,08$; $0,14$ mm) la suppression des ondes réfléchies conduit à une ressemblance légèrement plus importante à partir de la 15^{ième} onde analysée : moment où l'effet cumulatif accroît l'amplitude des ondes réfléchies. Observons l'allure du coefficient de corrélation entre deux pièces saines ayant des diamètres quasiment semblables : la pente de décorrélation est faible et l'application d'une fenêtre de Hanning ne modifie que très légèrement cette pente, toute l'information se situe au niveau de l'onde de Rayleigh.

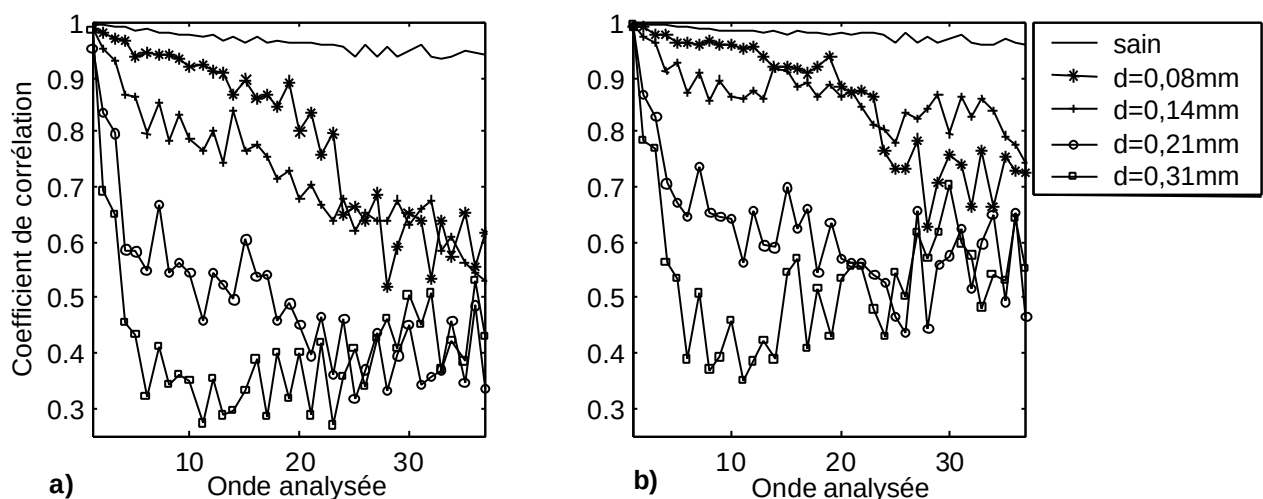


Figure 18 : Coefficient de corrélation a) sans suppression des ondes réfléchies b) avec suppression des ondes réfléchies par une fenêtre de Hanning.

De la même manière, au lieu d'appliquer une fenêtre de Hanning nous avons réduit la taille de la fenêtre de corrélation d'un facteur 2 afin de nous intéresser exclusivement aux

ondes transmises et nous retrouvons les mêmes résultats. Donc, cette chute de ressemblance entre ces signaux provient essentiellement des modifications engendrées par l'interaction onde de Rayleigh / fissure sur les ondes transmises. Les ondes réfléchies n'influencent cette chute que pour des défauts de faible profondeur.

Toutefois nous ne pouvons conclure sur la représentation quantitative de ces courbes car pour ces défauts les différences géométriques entre les pièces jouent un rôle perturbateur très important. Mais la mise en évidence de petits défauts $< 0,2$ mm semble possible avec cette méthode à condition que les dimensions des pièces analysées soient identiques ce qui est fortement probable lors de l'inspection d'un barreau.

I-4.4. Influence de la position du défaut

Afin de s'assurer de la reproductibilité des mesures quelle que soit la position du défaut, nous comparons les résultats obtenus lorsque le défaut est proche de 140° et lorsque le défaut est proche de 220° pour les profondeurs 0,08 ; 0,14 ; 0,21 et 1 mm. Sur la figure 19, nous constatons que pour une même profondeur les courbes de décorrélation sont identiques ou quasiment identiques pour des positions différentes du défaut.

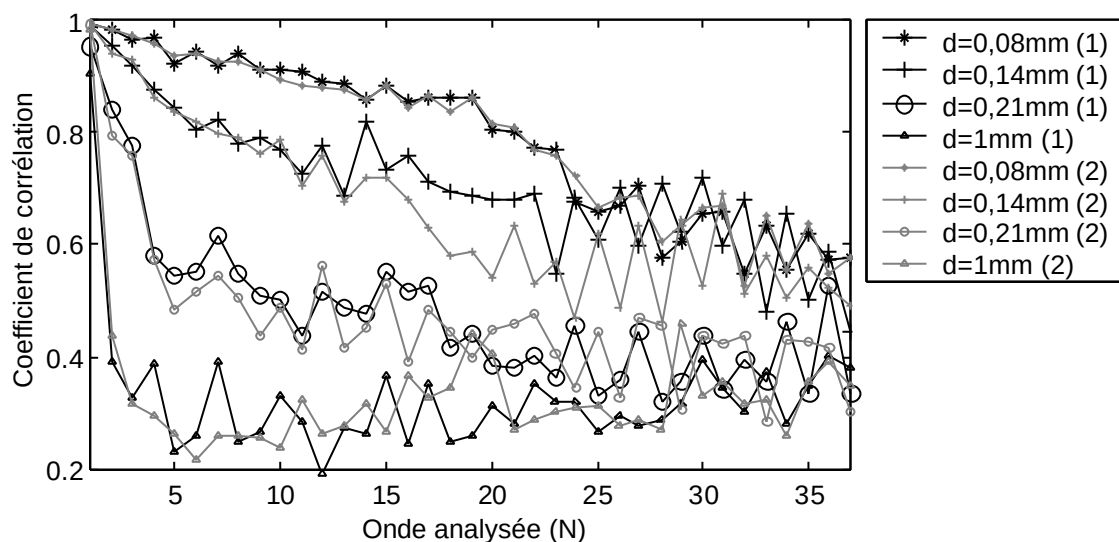


Figure 19 : Coefficient de corrélation en fonction de la position et de la profondeur du défaut (1) position 140° , (2) position 220° .

I-4.5. Influence de la configuration de contrôle

Enfin, nous analysons pour les deux configurations de contrôle ($0-90^\circ$ et $0-180^\circ$), la décorrélation des signaux pour une pièce comportant un défaut de profondeur 0,38 mm pour deux positions (figure 20). La durée des signaux est identique (500 μ s) donc le nombre

d'ondes analysées est divisé par deux lors de la configuration de contrôle 0-180°. Dans chaque fenêtre de corrélation, lors de la configuration 0-180°, il existe deux ondes réfléchies placées de part et d'autre de l'onde transmise. Nous trouvons pour cette taille de défaut des courbes similaires.

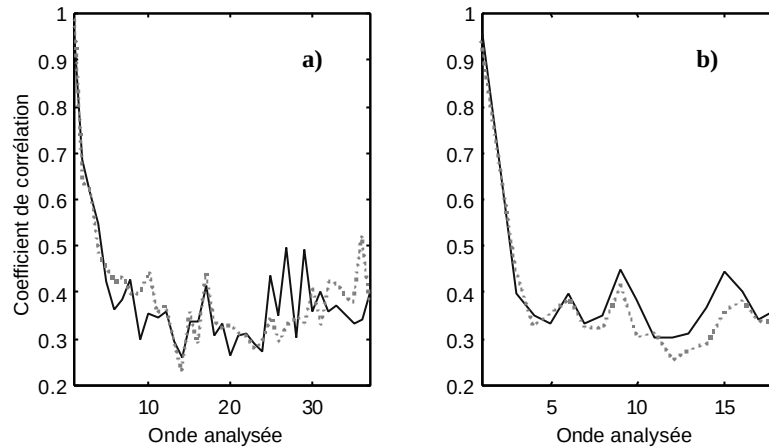


Figure 20 : Coefficient de corrélation en fonction de la configuration de contrôle. a) 0-90°, b) 0-180° ($d = 0,38\text{mm}$).

A l'aide de la simulation, nous avons traité le cas de plusieurs profondeurs de fissure (0,1 ; 0,14 ; 0,21 ; 0,31 et 0,38 mm) en fonction de la configuration de contrôle pour un temps de propagation de 500 μs .

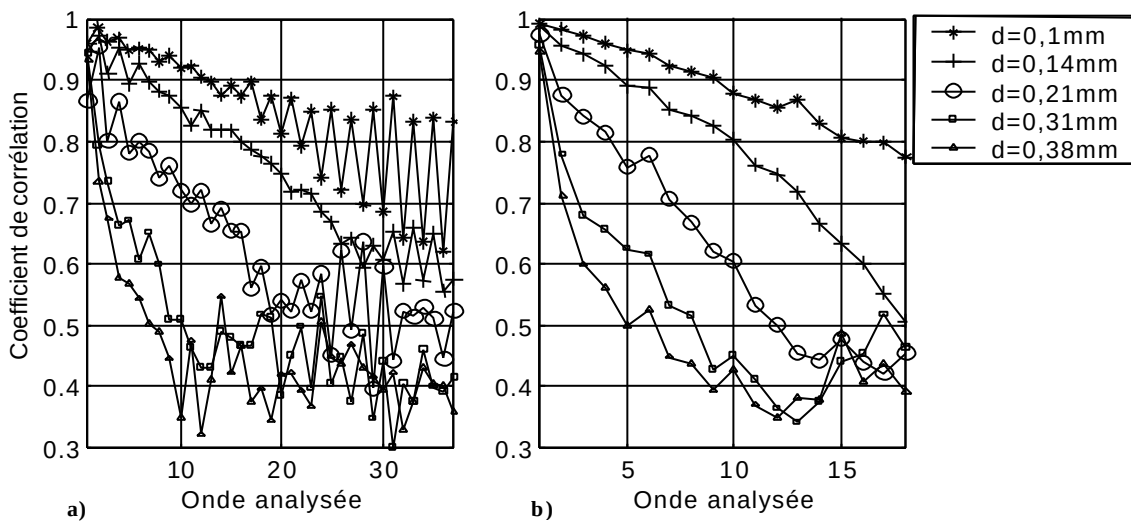


Figure 21 : Coefficient de corrélation simulé en fonction de la profondeur pour deux configurations de contrôle : a) 0-90° b) 0-180°.

Nous constatons, sur la figure 21, que les pentes de décorrélation sont plus douces lors de la configuration de contrôle 0-180°. La mise en évidence du défaut est donc moins rapide comme nous l'avions prédit. En outre, plus la profondeur du défaut est faible plus la mise en

évidence est lente. De plus, la comparaison avec les coefficients de corrélation expérimentaux (figure 17) montre que la simulation nous donne des pentes de décorrélation quasiment identiques pour les 25 premières ondes analysées.

Dans l'ensemble de ces résultats nous avons négligé les perturbations induites par les différences de diamètre entre les pièces. Ces différences peuvent augmenter considérablement la pente de décorrélation. Nous devons alors pour les défauts de faible profondeur ayant des pentes douces supprimer la décorrélation induite par les différences géométriques. Nous proposons, à présent, une deuxième méthode pour garantir la mise en évidence des défauts de faible profondeur.

I-4.6. Diffuseur mobile

La mesure du coefficient de corrélation dans une cavité permet de relever toutes les modifications s'y produisant. Ce principe a été appliqué, au laboratoire, dans une expérience de comptage de poissons où la mobilité de ceux-ci dans le temps entraîne une décorrélation progressive [50].

A partir de cette constatation, nous considérons que la fissure est un diffuseur que nous pouvons déplacer par rotation sans modifier la position de l'échantillon vis-à-vis du système de contrôle. Nous comparons alors deux acquisitions successives sur une même section du cylindre correspondant à deux positions de la fissure. Nous obtenons à présent dans chaque fenêtre de corrélation deux signaux dont les ondes transmises sont identiques en forme et en temps de vol, et deux ondes réfléchies avec des temps de vol différents correspondant aux positions du défaut (figure 22). Dans un souci de clarté, nous pouvons imposer une rotation du cylindre de $\pi/2$ entre les deux acquisitions.

Cette méthode n'a d'utilité que pour la détection de fissures de faible profondeur car elle permet de supprimer la perturbation induite par les différences de diamètre entre les échantillons. Expérimentalement, nous acquerrons les signaux pour les différentes pièces saines et les pièces comportant les fissures de profondeur 0,08 et 0,14 mm.

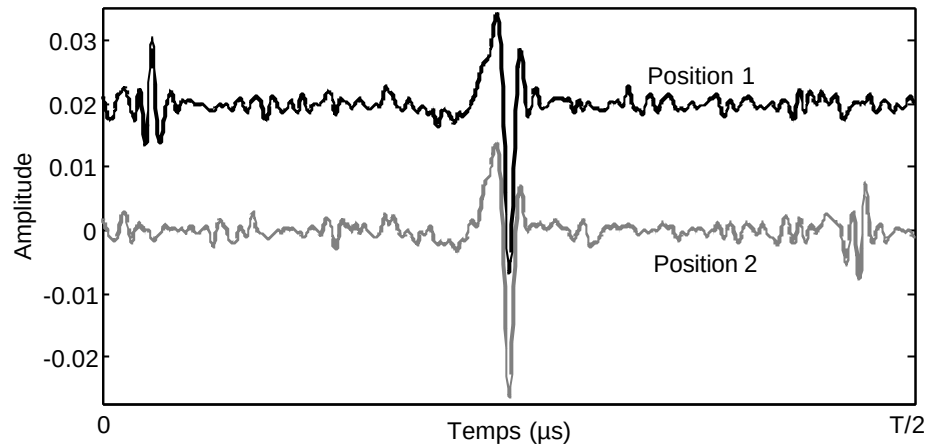


Figure 22 : Exemple de fenêtre de corrélation (défaut $d = 0,14$ mm).
Signal 1= position1; signal 2= position 2.

Nous allons comparer des ondes transmises semblables et d'amplitude forte tandis que l'amplitude des ondes réfléchies reste faible sur les premiers tours de propagation pour ces défauts de faible profondeur. Alors le coefficient de corrélation décroît lentement en fonction de l'onde analysée, nous devons donc traiter ces signaux sur un temps de propagation plus long afin de voir nettement l'influence du défaut. Nous acquerrons donc 2 ms de signal échantillonné à 25 MHz.

Nous analysons 150 ondes de Rayleigh transmises et nous observons que les trois courbes décroissent linéairement et proportionnellement avec la profondeur de la fissure (figure 23). La première courbe correspond à la corrélation de deux tirs réalisés sur une pièce saine, la chute du rapport signal à bruit au cours de la propagation entraîne cette légère décroissance. Un ajustement nous donne une pente sans dimension de $3,4 \times 10^{-4}$. En présence d'un défaut, les pentes de décorrélation sont plus accentuées. Pour le défaut de profondeur 0,08 mm, la pente est linéaire jusqu'à la 80^{ième} onde analysée ensuite l'imprécision sur le fenêtrage du signal induit une oscillation dans le prolongement de la pente initiale. L'ajustement linéaire nous donne une pente de $26,6 \times 10^{-4}$. Pour le défaut de profondeur 0,14 mm, la pente est linéaire jusqu'à la 40^{ième} onde analysée ensuite le coefficient reste à proximité du plancher de décorrélation. L'ajustement linéaire fournit une pente $105,2 \times 10^{-4}$.

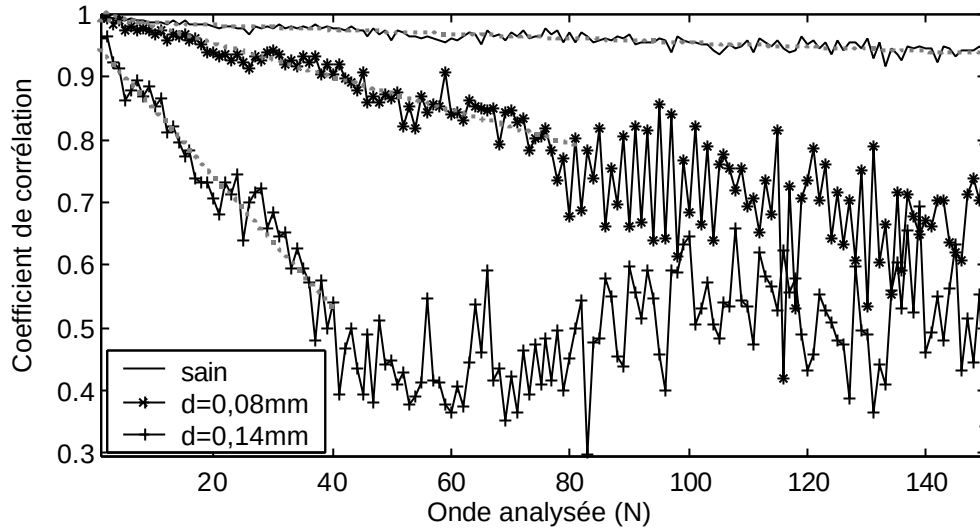


Figure 23 : Coefficient de corrélation entre deux signaux acquis sur une même section avec rotation de $p/2$ entre les deux acquisitions : application à la détection de fissure de faible profondeur.

Nous avons donc mis en évidence de façon certaine le défaut de profondeur 0,08 mm en supprimant le paramètre lié aux différences géométriques. Toutefois, ces résultats restent très dépendant du niveau de détection donc du bruit. Nous devons à présent interpréter quantitativement cette décroissance linéaire.

I-4.7. Interprétation

Pour expliquer la décroissance linéaire du coefficient de corrélation, nous devons dissocier à chaque tour l'énergie du signal réfléchi et celle de l'onde transmise. Soient $x(t)$ et $y(t)$ les signaux acquis sur un cylindre comportant une fissure de faible profondeur.

$$x(t) = r(t) + t(t)$$

où $r(t)$ est le signal correspondant à l'onde réfléchie, R son énergie

$t(t)$ est le signal correspondant à l'onde transmise, T son énergie

Nous pouvons considérer que dans chaque fenêtre de corrélation, les signaux réfléchis sont quasiment identiques et seul leurs temps d'arrivée diffèrent. Les différentes composantes du coefficient de corrélation (R_{xx} , R_{yy} , R_{xy}) peuvent alors se calculer comme suit :

$$\text{Maximum}(R_{yy}) = \text{Maximum}(R_{xx}) = \int r^2 + \int t^2 = R + T$$

$$\text{Maximum}(R_{xy}) = T, \text{ tant que } T > R.$$

Alors le coefficient de corrélation s'écrit :

$$\Gamma = \frac{T}{R+T} \cong 1 - \frac{R}{T} \quad \text{si } T \gg R. \quad (3)$$

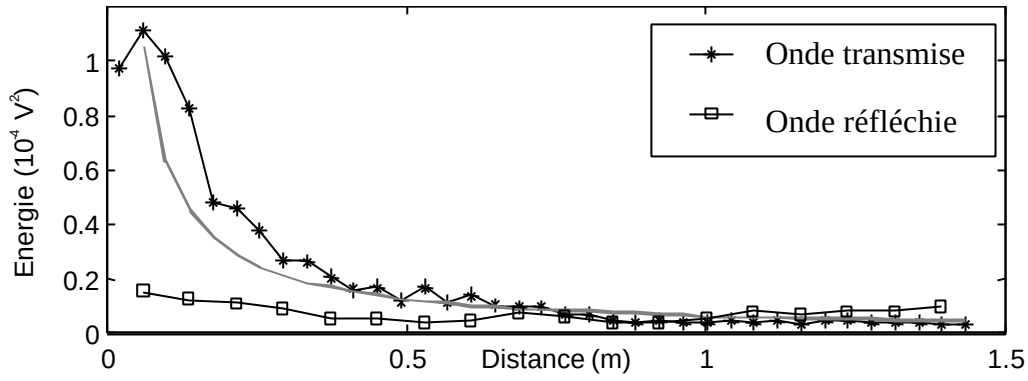


Figure 24 : Evolution de l'énergie des ondes transmises et réfléchies. Ajustement par une loi en $1/r$.

Nous relevons expérimentalement l'énergie des ondes transmises et réfléchies pour le signal comportant le défaut $d = 0,14$ mm. Nous constatons que l'énergie des ondes transmises décroît en $1/r$ tandis que celle des ondes réfléchies reste quasiment constante sur l'ensemble de la propagation en raison de l'effet cumulatif (figure 24) :

$$R \cong \text{cte} = \alpha_r(d) \quad \text{et} \quad T \propto \frac{\beta_r(d)}{r} \quad (4), (5)$$

Il en résulte que le coefficient de corrélation décroît linéairement en fonction de la distance r donc en fonction de l'onde étudiée N tant que l'énergie transmise reste supérieure à l'énergie réfléchie :

$$\Gamma \cong 1 - p(d).r \quad \text{avec} \quad p(d) = \frac{\alpha_r(d)}{\beta_r(d)} \quad (6)$$

La pente p est donc proportionnelle au rapport énergétique des ondes réfléchies et transmises au cours de la propagation donc à la profondeur de la fissure indépendamment du rayon du cylindre.

I-4.8. Reproductibilité

Dans le cas du défaut de profondeur 0,08 mm, nous acquerrons le signal pour différentes positions du défaut sur la section (entre 0 et 90°, entre 90° et 180°, entre 180° et 270°, entre 270° et 360°). Nous corrérons les tirs espacés géométriquement par $\pi/2$, nous trouvons une valeur moyenne de la pente de décorrélation pour les 80 premières ondes étudiées de $22,1 \times 10^{-4}$ (figure 25). L'erreur sur la pente de décorrélation est de l'ordre de 7% principalement due aux fluctuations de l'énergie émise. Nous avons donc montré que la détection de défauts de profondeur inférieure à 100 μm était réalisable sur un cylindre indépendamment de la position du défaut.

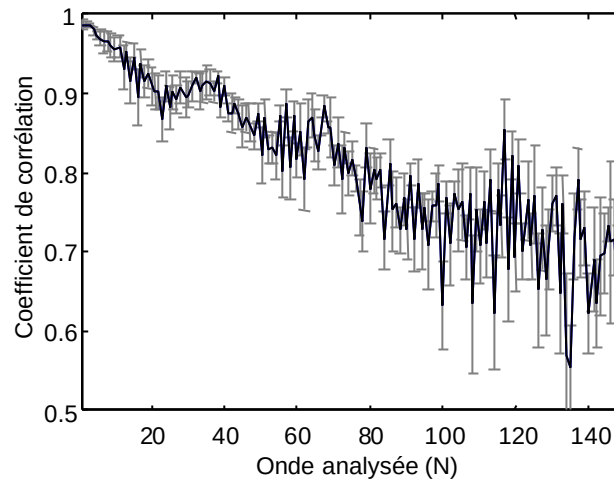


Figure 25 : Coefficient de corrélation moyen et écart type pour différentes positions du défaut de 0,08 mm de profondeur sur la section.

I-4.9. Influence du contenu fréquentiel

Nous avons montré au chapitre précédent que le degré de ressemblance des signaux acquis sur des pièces quasi identiques était altéré lorsque le calcul incluait toutes les fréquences : le séquençage du signal comprenait alors une imprécision due aux basses fréquences très énergétiques. Nous allons maintenant étudier l'influence de la largeur de bande dans le cas du diffuseur mobile donc nous supprimons les différences de diamètre entre les pièces. Nous nous préoccupons principalement de la détection d'une fissure de faible profondeur. Nous calculons le coefficient de corrélation entre des signaux acquis sur une même pièce, en appliquant au préalable un filtrage passe-bande que nous déplaçons sur l'ensemble de la largeur de bande du signal émis. La première bande de fréquence étudiée (0,1-5 MHz) est translatée par pas de 0,2 MHz.

La figure 26 montre que plus la bande de fréquence analysée est haute plus la mise en évidence du défaut de faible profondeur est nette et rapide.

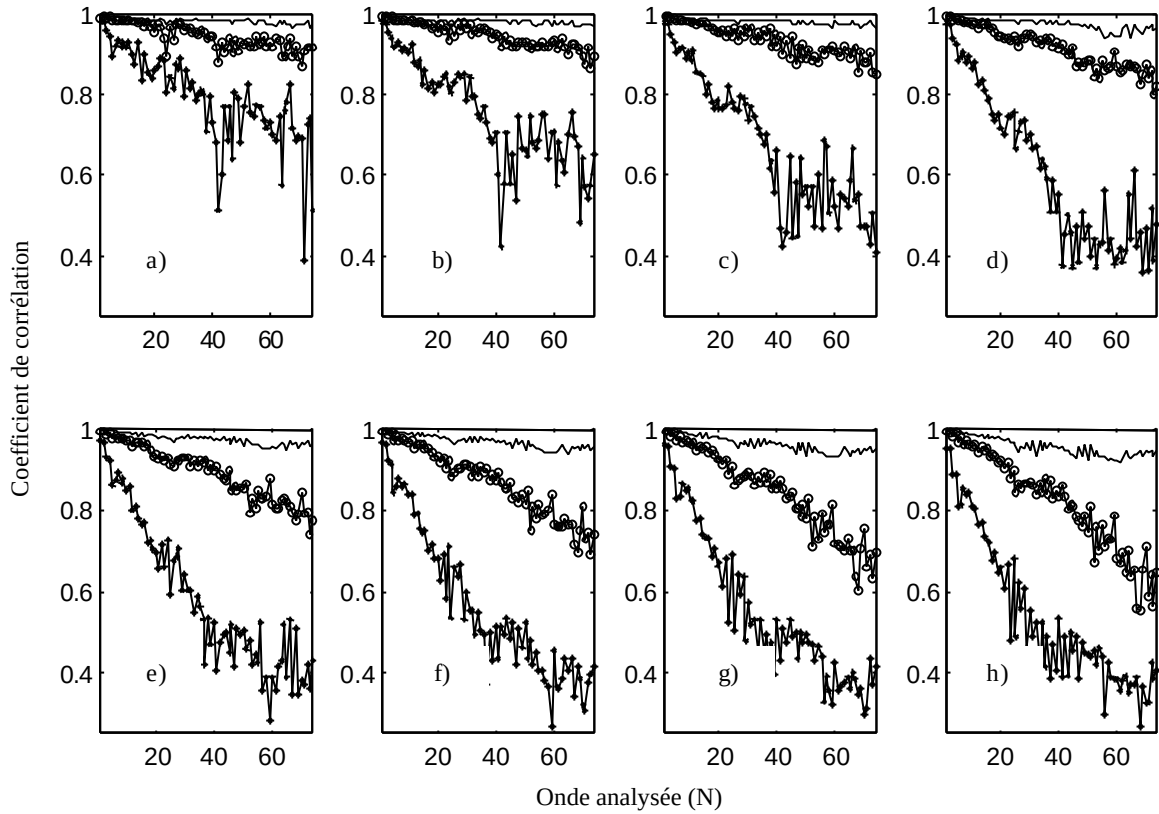


Figure 26 : Evolution de la pente de décorrélation entre deux signaux acquis sur une même pièce en fonction de la bande de fréquence analysée (- sain, -o- $d = 0,08$ mm, -- $d = 0,14$ mm).
a) 0,1-5 MHz, b) 0,3-5,2 MHz, c) 0,5-5,4 MHz, d) 0,7-5,6 MHz, e) 0,9-5,8 MHz, f) 1,1-6 MHz, g) 1,3-6,2 MHz, h) 1,5-6,4 MHz.

Nous pouvons alors estimer l'allure de la pente de décorrélation pour les 40 premières ondes analysées en fonction de la bande spectrale analysée et en fonction de la taille du défaut (figure 27). Nous avons choisi cette limite car elle correspond au moment où les ondes réfléchies sont plus intenses que les ondes transmises pour le défaut de profondeur 0,14 mm et pour une bande de fréquence élevée. Nous constatons, premièrement, la stabilité de la pente de décorrélation en l'absence de défaut quelle que soit la bande de fréquence analysée. Ensuite en présence du défaut de profondeur 0,14 mm, la mise en évidence du défaut est progressive pour arriver à une saturation de la pente pour une bande de fréquence haute (g-h). Pour le défaut de profondeur 0,08 mm, la pente est stable et proche de la pente sans défaut pour une bande de fréquence basse (a-b), les ondes de basse fréquence plus énergétiques et prédominantes sont semblables d'un tir à l'autre. Ensuite, plus la bande de fréquence est haute, plus le rapport entre les ondes réfléchies et les ondes transmises augmente en énergie. Alors la décorrélation entre les signaux augmente. En fonction de la profondeur du défaut, il est donc important de bien choisir la bande de fréquence à analyser afin d'optimiser sa mise en évidence.

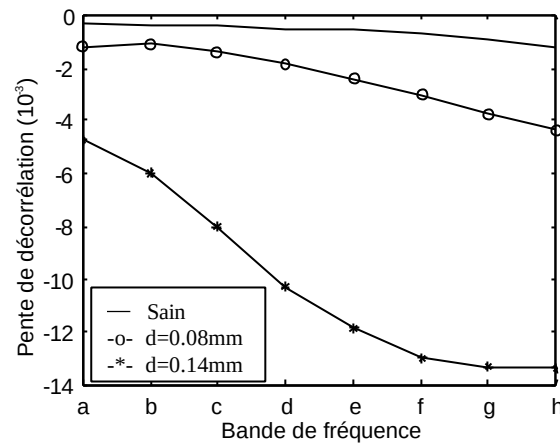


Figure 27 : Evolution de la pente de décorrélation en fonction de la bande de fréquence inspectée (40^{èmes} ondes analysées).

De la même manière, nous avons calculé la pente de décorrélation en appliquant un filtrage passe-bande mais cette fois en fixant la fréquence haute à 8 MHz donc en donnant un maximum d'énergie aux ondes réfléchies. Nous avons fait varier la fréquence basse de 0,1 à 1,5 MHz par pas 0,2 MHz et nous obtenons exactement les mêmes courbes. L'accentuation de la décorrélation provient essentiellement de la suppression des ondes de basse fréquence.

A partir de ces expériences, nous avons explicité les conditions optimales de filtrage et de configuration expérimentale afin de mettre en évidence un défaut de profondeur variable et de position aléatoire sur la section inspectée. Avec ses constatations, nous pouvons à présent analyser spectralement ces différents signaux et exprimer les modifications engendrées par l'interaction entre l'onde de Rayleigh et la fissure sur un cylindre.

II- Aspect fréquentiel

Comme pour l'aspect temporel, nous divisons cette partie en deux. Dans la première, nous étudions suivant la configuration choisie, la modification du spectre de chaque onde de Rayleigh détectée sur le premier tour de propagation et nous tentons de retrouver la profondeur de la fissure à partir de travaux de Scala et *al.* Dans une deuxième partie, nous interprétons l'ensemble du signal correspondant à plusieurs tours de propagation et étudions la perturbation spectrale induite par la fissure.

II-1. Fréquence de coupure

A partir de la courbe du module du coefficient de transmission, Scala et *al.* [51] ont constaté, sur une plaque de duralumin et en champ proche, une décroissance quasi-linéaire pour les coefficients compris entre 0,85 et 0,45 puis un saut pour un coefficient proche de 0,3 entraînant une pente nettement plus douce. L'ordonnée à l'origine de la pente abrupte donne une valeur théorique d'interception ($d/\lambda_R = 0,36$ pour un matériau de coefficient de Poisson $\nu = 1/3$). Etant donné que la fissure agit comme un filtre passe-bas caractérisé par une fréquence de coupure, nous pouvons associer aisément la valeur d'interception, la profondeur de la fissure et la fréquence de coupure. Scala et *al.* ont validé expérimentalement cette théorie, en champ proche pour éviter les rebonds sur le spectre dus à la bipolarité de l'onde de Rayleigh. Ils ont retrouvé les profondeurs de fissure comprises, entre 0,5 et 1,5 mm, avec une erreur maximale de 10%. Il est important de signaler que cette méthode ne nécessite pas de comparaison avec une valeur de référence.

Nous appliquons cette méthode à notre cas. A partir du relevé du coefficient de transmission (figure 6, courbe en pointillé), nous trouvons une valeur d'interception effectivement proche de $d = 0,55$ mm c'est-à-dire $d/\lambda_R = 0,36$.

Nous traitons en premier les cas où les ondes perturbées ou non perturbées sont dissociées (configuration 0-90°). Puis nous analysons de la même manière le cas où les ondes sont sommées (configuration 0-180°).

II-1.1. Configuration 0-90°

II-1.1.1. Ondes non perturbées

Nous calculons de la même manière, pour une pièce saine, le spectre de l'onde de Rayleigh ayant parcourue $\frac{1}{4}$ de tour et $\frac{3}{4}$ de tour. Nous effectuons un ajustement linéaire lorsque l'amplitude du spectre est compris entre 0,8 et 0,4. En prolongeant la pente, nous en déduisons ainsi l'ordonnée à l'origine qui correspond à la fréquence de coupure (figure 28). Dans le premier cas, la fréquence de coupure déduite est 8,3 MHz, ce qui conduit à une profondeur minimale de détectabilité égale à 0,11 mm ; théoriquement cette fréquence de coupure doit tendre vers l'infini. De la même manière la seconde onde de Rayleigh nous donne une limite de profondeur détectable égale à 0,12 mm. Le traitement de l'ensemble des cylindres sains conduit à une incertitude maximale de 4% sur la position de la fréquence de coupure.

Nous constatons également que la bipolarité de la deuxième onde de Rayleigh induit de légères oscillations sur le spectre qui n'affectent pas la position de la fréquence de coupure.

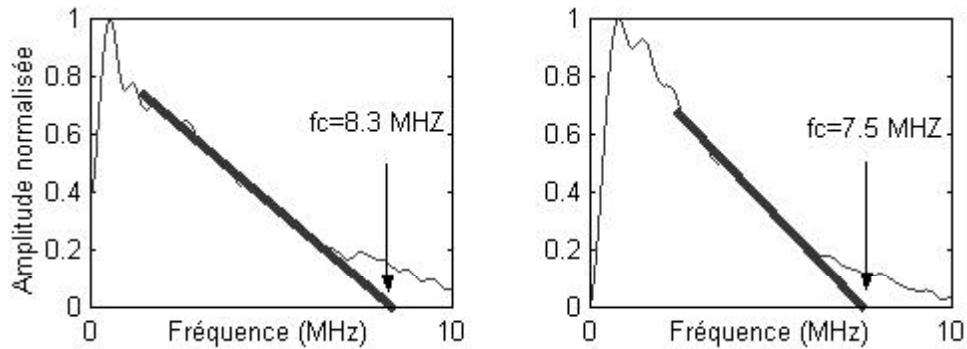


Figure 28 : Evaluation de la fréquence de coupure du spectre des ondes non perturbées par la fissure sur le premier tour de propagation, a) $\frac{1}{4}$ de tour, b) $\frac{3}{4}$ tour.

Analysons, à présent, les ondes de Rayleigh transmises en fonction de la profondeur de la fissure.

II-1.1.2. Ondes perturbées

Nous étudions le cas où la deuxième onde de Rayleigh est perturbée par l'interaction avec la fissure (défaut compris entre 90° et 360°). En présence d'un défaut, le spectre est modifié proportionnellement à la profondeur de la fissure. La répartition fréquentielle de l'onde de Rayleigh suivant la profondeur induit une réflexion de l'énergie des composantes de haute fréquence proportionnellement à la profondeur de la fissure. Donc les fréquences d'interception ou de coupure sont inversement proportionnelles à la profondeur de la fissure (figure 29).

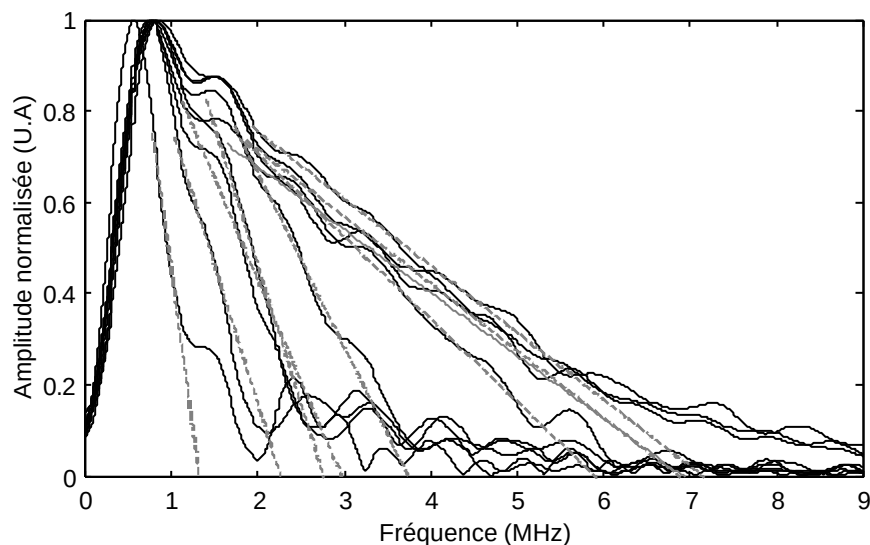


Figure 29 : Evaluation de la fréquence de coupure pour différentes profondeurs de fissure $d = 0; 0,08; 0,14; 0,21; 0,31; 0,38; 0,5$ et 1 mm (signaux expérimentaux).

Si nous analysons plus précisément la forme du spectre de l'onde de Rayleigh perturbée par la fissure de profondeur 1 mm, nous constatons qu'il est identique à l'allure du coefficient de transmission, une pente très abrupte puis un léger soubresaut et ensuite un plateau constant proche de la valeur nulle.

Scala a montré que la normalisation du spectre n'améliorait pas sensiblement l'évaluation de la profondeur de la fissure. Par contre, pour les fissures de grande profondeur (> 1 mm), la normalisation induit un biais qui augmente la valeur de la profondeur estimée.

De la même manière, à partir des signaux simulés, nous calculons le spectre de la deuxième onde de Rayleigh perturbée par l'interaction. La profondeur de la fissure varie de 0 à 1,25 mm (figure 30).

Nous constatons dans un premier temps que la fréquence d'interception d'une onde non perturbée (6,5 MHz) est inférieure à la valeur expérimentale (7,5 MHz) probablement à cause du spectre d'émission qui n'est pas aussi large que le spectre émis par le laser. En présence d'une fissure, la répartition spectrale d'énergie est comparable aux résultats expérimentaux.

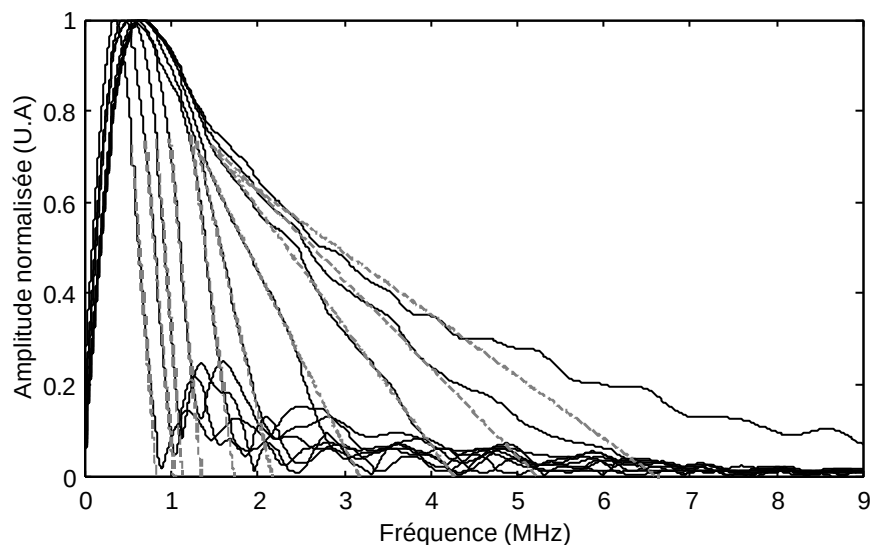


Figure 30 : Evaluation de la fréquence de coupure pour différentes profondeurs de fissure $d = 0; 0,1; 0,15; 0,25; 0,35; 0,45; 0,65; 0,85; 1$ et $1,25$ mm (signaux simulés).

A partir de l'ensemble de ces fréquences d'interception (expérimentales et simulées), nous pouvons estimer la valeur de la profondeur de la fissure. De la comparaison entre les valeurs expérimentales et simulées aux valeurs estimées (figure 31), il résulte que cette méthode fournit une estimation correcte de la profondeur de la fissure pour des défauts supérieurs à 0,3 mm. Pour les profondeurs inférieures, la distinction par rapport à une pièce ne

comportant pas de défaut reste peu évidente. La simulation fournit également un bon accord entre profondeur simulée et profondeur estimée avec les mêmes caractéristiques pour les défauts de faible profondeur.

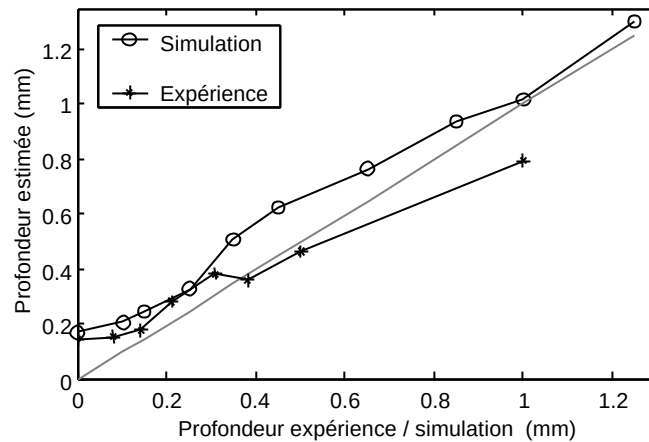


Figure 31 : *Evaluation de la profondeur de la fissure à partir de la fréquence de coupure.*

II-1.2. Configuration 0-180°

Nous détectons alors la somme de l'onde perturbée et de l'onde non perturbée par la fissure. Sur la figure 32, nous constatons une chute de l'amplitude entre 1,5 et 6 MHz en présence d'un défaut de profondeur 0,38 mm. Pour les fréquences supérieures, contrairement à la configuration 0-90°, l'amplitude des spectres sains et perturbés est quasiment identique. Les composantes de haute fréquence de l'onde non perturbée sont suffisamment intenses.

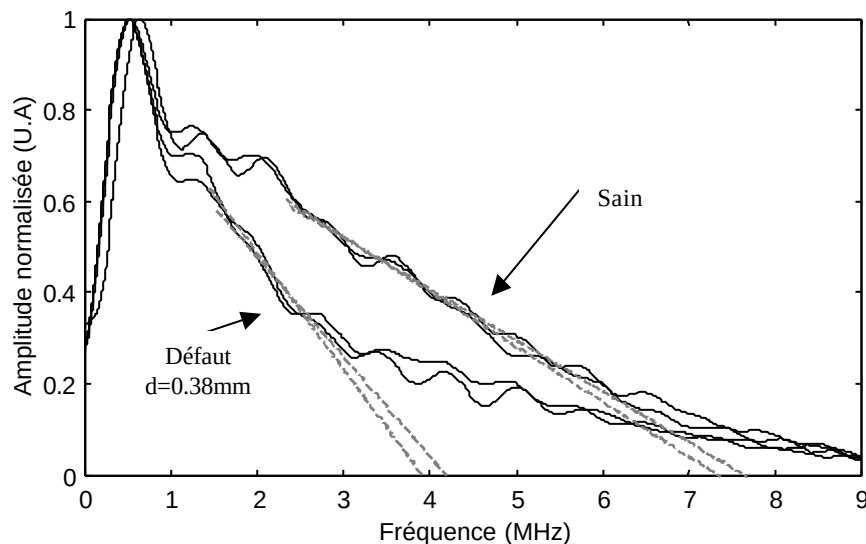


Figure 32 : *Evaluation de la fréquence de coupure (signaux expérimentaux).*

Nous calculons de la même manière, la valeur d'interception; l'estimation de la profondeur est erronée en raison de la saturation des pertes induite par la fissure. Nous trouvons une valeur de 0,26 mm pour la profondeur, alors que la valeur réelle est 0,38 mm.

Nous avons déjà constaté, à l'aide de la simulation du paragraphe I-2-5, que l'amplitude de l'onde de Rayleigh détectée à 180° en fonction de la profondeur de la fissure était semblable en forme au coefficient de transmission. Il existait donc une fréquence de coupure i.e. une valeur d'interception d/λ_R non plus 0,36 mais 0,65. Toutefois cette valeur calculée d'après la simulation ne permet pas d'estimer justement la profondeur de la fissure car nous trouvons cette fois-ci une profondeur estimée de 0,47 mm.

Par contre si, à partir des données simulées, nous calculons la valeur d'interception pour des amplitudes comprises entre 0,95 et 0,7, nous trouvons des profondeurs estimées plus proches, mais également saturées, des valeurs simulées pour des profondeurs supérieures à 0,5 mm. Les spectres simulés pour des profondeurs variant de 0 à 1,25 mm laissent apparaître une saturation des pertes spectrales pour les grandes profondeurs (figure 33-a).

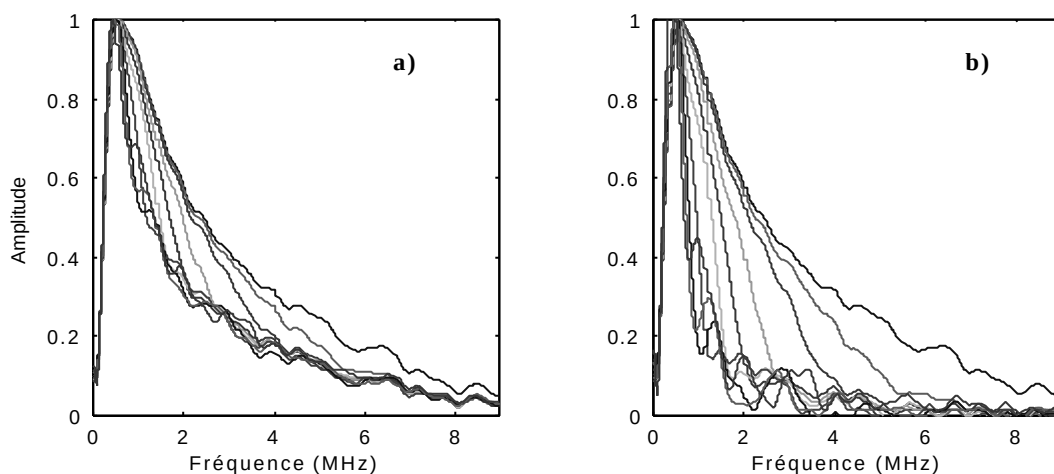


Figure 33 : Spectres simulés de l'onde de Rayleigh (détection à 180°).
a) Saturation des pertes du spectre, b) en soustrayant le spectre d'une onde non perturbée.

En soustrayant le spectre de l'onde de Rayleigh non perturbée par une fissure, nous constatons, sur la figure 33-b, que la répartition de l'énergie spectrale est alors comparable aux résultats obtenus dans une configuration 0-90°. Les valeurs des profondeurs estimées sont alors en bon accord avec les valeurs simulées pour des profondeurs supérieures à 0,35 mm.

Après avoir étudié la perturbation spectrale de l'onde de Rayleigh sur un tour, nous analysons celle-ci sur plusieurs tours.

II-2. Spectre de résonances

Nous étudions à présent l'ensemble du signal sur plusieurs tours afin d'analyser les modifications engendrées par l'interaction onde de Rayleigh-fissure sur le spectre de résonances. Classiquement, comme nous l'avons constaté sur un seul tour de propagation, le spectre de résonance perd l'énergie des hautes fréquences proportionnellement à la profondeur de la fissure. Mais le fait de prendre en compte un signal répétitif fournit une information supplémentaire.

De la même manière que nous avons constaté une modulation d'amplitude dans une configuration de contrôle proche de 90°, nous pouvons à présent schématiser mathématiquement le signal temporel $R(t)$ dans une configuration 0-180°, en présence d'un défaut, par un motif $m(t)$, centré sur chaque onde transmise, se répétant un certain nombre de fois. Ce motif se compose d'une onde transmise et de deux ondes réfléchies positionnées symétriquement de part et d'autre de cette onde transmise. L'écart temporel entre l'onde réfléchie et l'onde transmise est représenté par la variable τ , sa valeur nous donne la position du défaut vis-à-vis du dispositif de contrôle :

$$R(t) = \coprod_T(t).m(t) = \coprod_T(t).\{s(t) + \eta s(t - \tau) + \eta s(t + \tau)\} \quad (7)$$

où η est le rapport énergétique entre les ondes réfléchies et les ondes transmises ($0 < \eta < 1$).

Dans le domaine de Fourier :

$$R(\omega) = \coprod_{\frac{1}{T}}(\omega) \otimes \{S(\omega).(1 + 2\eta \cos(\omega\tau))\} \quad (8)$$

Cette formulation met en évidence une modulation d'amplitude du spectre des résonances. Cette modulation est réellement nette lorsque des ondes réfléchies subsistent après plusieurs tours, i.e. lorsqu'il y a effet cumulatif, et par conséquent pour des défauts de profondeur réduite.

L'espacement entre deux maxima de cette modulation correspond à l'inverse de τ : plus τ est grand plus la modulation est rapide et inversement. Par contre, cette période de modulation ne donne pas d'information pour situer le défaut par rapport à l'axe de symétrie du système émission-détection. Un défaut situé à 130° conduit à un spectre identique à ce lui d'un défaut situé à 230°.

En ce qui concerne l'amplitude de la modulation, elle prend en compte le rapport η des ondes réfléchies et des ondes transmises. La différence d'amplitude entre le maximum et le minimum de la modulation est proportionnelle à la profondeur de la fissure. Or la valeur η

varie à chaque tour de propagation si bien que la condition de modulation doit être réajustée à chaque tour. Toutefois la résolution de cette modulation dépend du pas fréquentiel Δf entre chaque résonance et donc du rayon du cylindre. Il faut que la valeur $1/\tau$ soit nettement supérieure à Δf . (en pratique, τ varie entre 0 et $T/2$ donc $1/\tau$ varie entre $2\Delta f$ et ∞).

Cette modulation du spectre, fonction de la position du défaut, ne garantit pas une énergie spectrale constante pour un défaut de profondeur constante mais placé aléatoirement sur la section inspectée. Ces variations d'énergie spectrale sont prépondérantes lorsque que le défaut est de faible profondeur donc lorsque les pertes par transmission sont minimales. Dans ce cas les oscillations entraînent une erreur importante sur l'énergie spectrale.

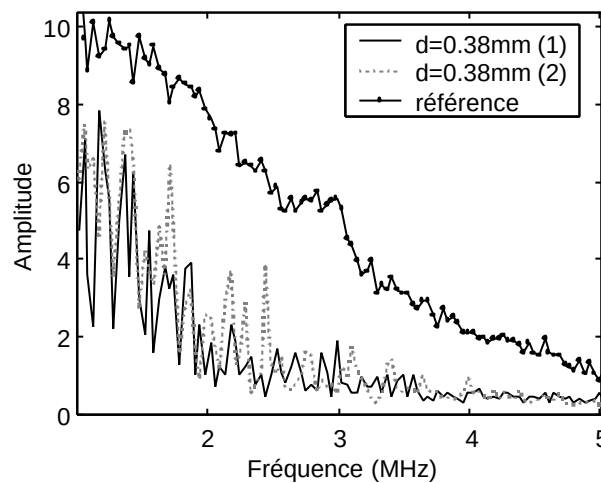


Figure 34 : Amplitude des résonances en présence d'un défaut, comparaison avec le spectre de référence.

Nous constatons, sur la figure 34, que l'amplitude des résonances décroît nettement en présence d'un défaut et oscille pour les fréquences situées entre 1 et 2,5 MHz alors qu'elle suit le profil de la première onde de Rayleigh émise lorsqu'il n'existe pas de défaut. Ces oscillations diffèrent suivant la position du défaut et induisent donc une variation pour un même défaut de l'énergie spectrale .

De la même manière dans la configuration 0-90°, nous avons montré au chapitre précédent qu'il existait une interférence destructive sur les modes impairs. En présence d'un défaut, les modes pairs sont affectés par la perte d'énergie des ondes transmises et les modes impairs réapparaissent avec une amplitude faible et modulés en fonction de la position des ondes réfléchies.

L'étude spectrale d'une propagation ultrasonore sur un cylindre a permis d'évaluer la présence et la profondeur d'une fissure suivant différentes méthodes. En calculant la fréquence de coupure du spectre, nous avons, sur le premier tour de propagation, estimé des profondeurs de fissure supérieures à 0,3mm dans une configuration de contrôle 0-90° ou 0-180°. En analysant le spectre de résonances, nous avons constaté une perte globale d'énergie du spectre proportionnellement à la profondeur de la fissure. Part contre nous avons également mis en évidence une modulation de l'amplitude des résonances qui dépend de la position du défaut et du rapport énergétique des ondes réfléchies et transmises.

A présent appliquons, à quelques cas industriels, l'ensemble de ces résultats obtenus sur des cylindres de forme idéale comportant des fissures de forme conventionnelle.

III- Etude de pièces industrielles

La finalité de cette étude est l'application au cas réel des résultats et des méthodes établis en présence de défauts artificiels calibrés. Nous nous intéressons à deux cas industriels de contrôle sans contact mécanique. Le premier se rapporte à l'inspection d'une vis en acier et le second au cas d'une pièce mécanique de forme particulière. Ces pièces ont été fournies par le CETIM dans le cadre du partenariat.

III-1. Contrôle de vis

Celle-ci possède les caractéristiques suivantes: hauteur de la vis 45 mm , hauteur et diamètre de la tête de vis : 6,6 mm et 17,8 mm. Elle est recouverte d'un revêtement antioxydant qui, par ses propriétés réfléchissantes, accroît la qualité du niveau de détection. Les défauts existent seulement au niveau de la tête de la vis. Ils sont issus du frappe ce qui induit un éclatement maximal sur les bords de la tête de vis. Dans certains cas, la fissure, inexistante ou de très faible profondeur au centre de la tête de vis, est nettement visible sur les bords (figure 35). Dans les expériences, nous n'utilisons pas l'expansor de faisceau afin que la ligne source soit localisée sur la hauteur de la tête de vis.

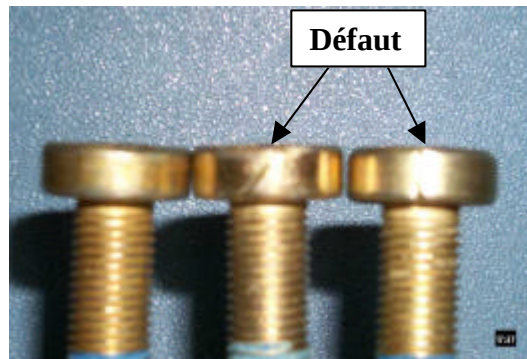


Figure 35 : Visualisation des têtes de vis.

Différentes acquisitions ont été effectuées sur des pièces comportant ou non une fissure dans une configuration de contrôle 0-90°. Les signaux, échantillonnés à 250 MHz, sont moyennés 50 fois. Sur la figure 36, nous distinguons trois groupes de signaux ; le premier est celui des pièces saines (signal a), le second est celui des pièces comportant des fissures peu profondes au centre de la tête de vis (signaux b-c-d-e) et enfin le troisième groupe est celui des pièces comportant des fissures profondes (signal f). Nous observons les échos réfléchis par la fissure nettement sur les signaux c) et f) ainsi que la perte d'énergie des ondes transmises (figure 36). L'onde de Rayleigh détectée est rapidement dispersive en raison des échos des bords de la tête de vis qui viennent s'ajouter au signal direct.

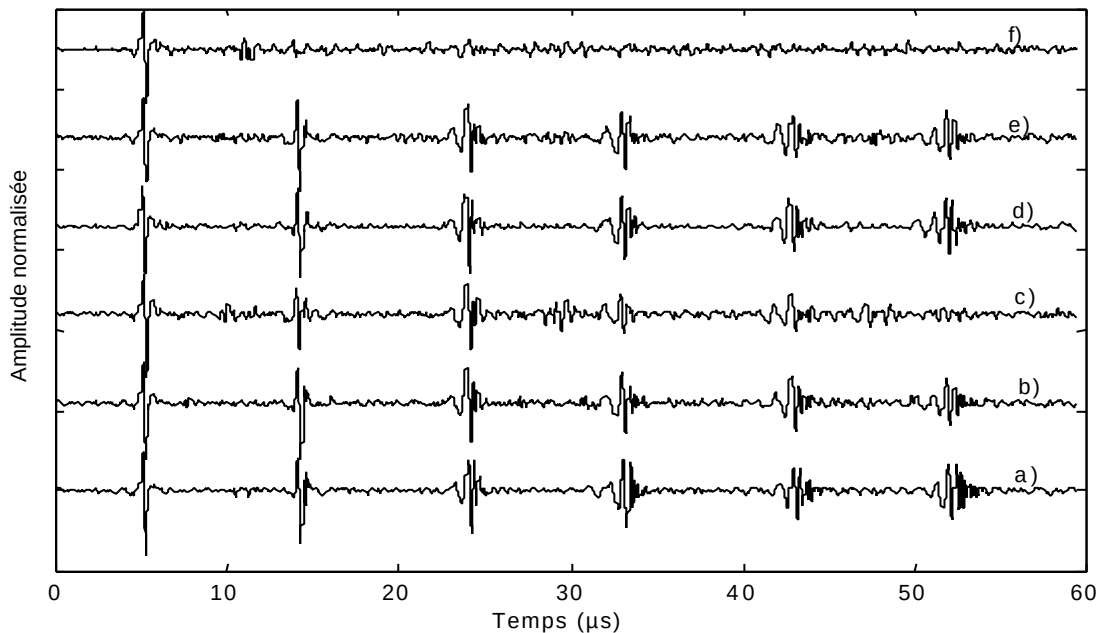


Figure 36 : Signaux obtenus sur une tête de vis d'acier de diamètre 17,8 mm a) pièce saine b), c), d), e), pièces contenant un défaut de faible profondeur, f) pièce contenant un défaut important (filtrage passe-haut de fréquence de coupure 1 MHz).

Le calcul du degré de ressemblance entre les signaux sur les six premières ondes analysées nous révèle nettement la présence des défauts c) et f) (figure 37). Par contre la présence des autres défauts n'est pas mise en évidence à l'aide de ce nombre d'interaction. Des expériences complémentaires, en fonction de la position du défaut, ont conduit aux mêmes de pentes de décorrélation.

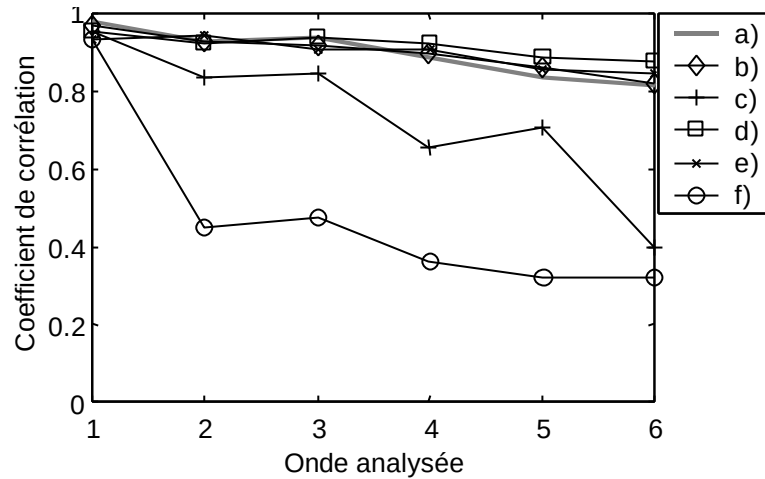


Figure 37 : Coefficient de corrélation entre une pièce de référence (pièce saine) et le signal à analyser.

Traitions à présent le cas d'une pièce en acier de forme complexe.

III-2. Contrôle d'une pièce mécanique

Cet échantillon offre différentes zones d'analyse possibles (figure 38). Le défaut est issu de la base de la pièce après frappage et est présent sur les trois zones d'inspection. Sa largeur est très faible de sorte que la présence du défaut est peu visible. Contrôlons la partie inférieure de la pièce. A cet endroit de contrôle, la hauteur de l'échantillon est de 7 mm, son épaisseur est de 4 mm et son diamètre est de 18 mm.

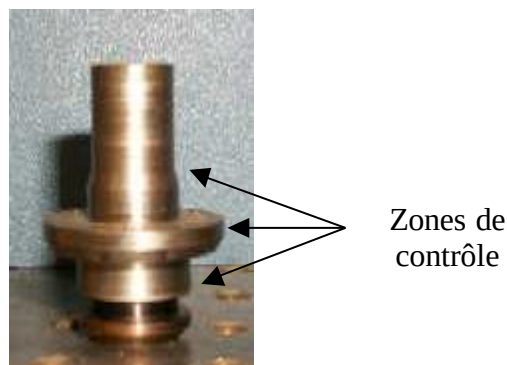


Figure 38 : Visualisation de la pièce mécanique et des zones possibles d'inspection.

Les signaux sont échantillonnés à 500 MHz et moyennés 100 fois. Nous distinguons nettement sur plusieurs tours de propagation l'onde de Rayleigh se propageant sur une pièce saine (figures 39-a, 39-c).

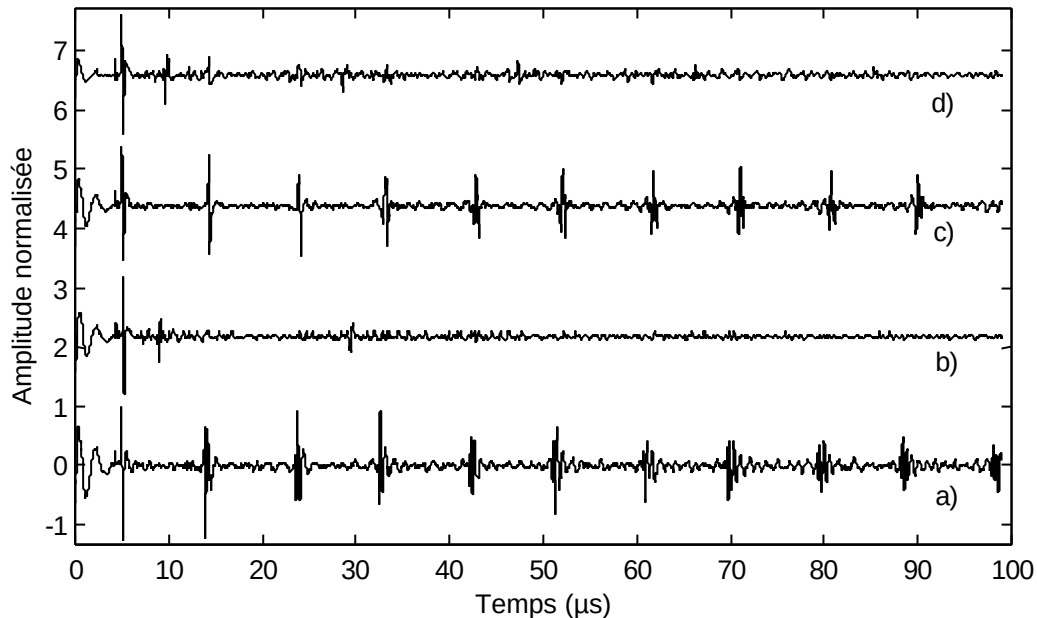


Figure 39 : Signaux obtenus sur la partie inférieure a) pièce saine b) pièce avec un défaut c) pièce saine avec un léger rebord sur la partie inférieure d) pièce avec défaut (filtrage passe-haut de fréquence de coupure 0,5 MHz).

En présence d'un défaut (figures 39-b, 39-d), nous observons nettement les deux échos réfléchis par la fissure ainsi que la très forte atténuation de l'écho transmis dès le premier tour de propagation. Cette constatation suggère la présence d'un défaut de profondeur importante.

Le calcul de la pente de décorrélation nous révèle également l'importance du défaut par sa décroissance rapide (figure 40). Le coefficient de corrélation atteint dès la deuxième onde analysée le plancher de ressemblance des signaux .

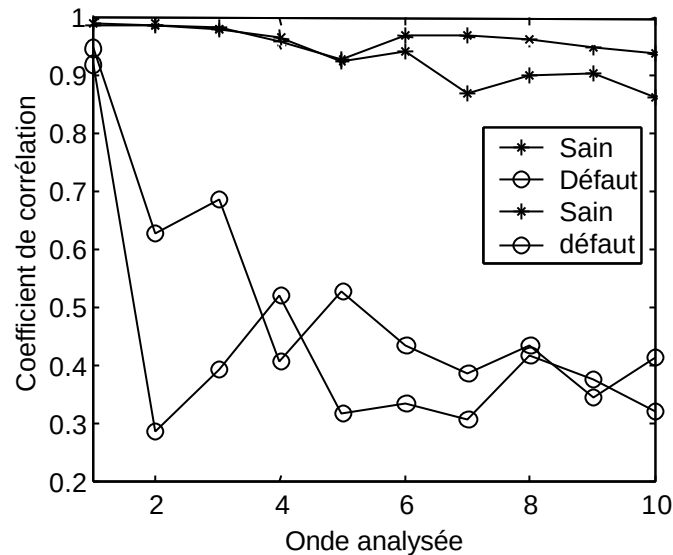


Figure 40 : Coefficient de corrélation entre une pièce de référence (pièce saine) et le signal à analyser.

A l'aide des propriétés spectrales, de l'onde de Rayleigh transmise, constatées par Scala et *al.*, nous estimons la profondeur de la fissure à partir de la fréquence d'interception (figure 41). Dans le cas d'une pièce saine nous trouvons une profondeur limite de détectabilité égale à 0,12 mm. En présence du défaut, le spectre est amputé d'une forte partie des composantes de haute fréquence; la perte est moins évidente que pour le cas idéal d'un cylindre semi-infini, nous pouvons toutefois relever la fréquence d'interception de ce spectre. La profondeur de ce défaut est estimée à 0,85 mm.

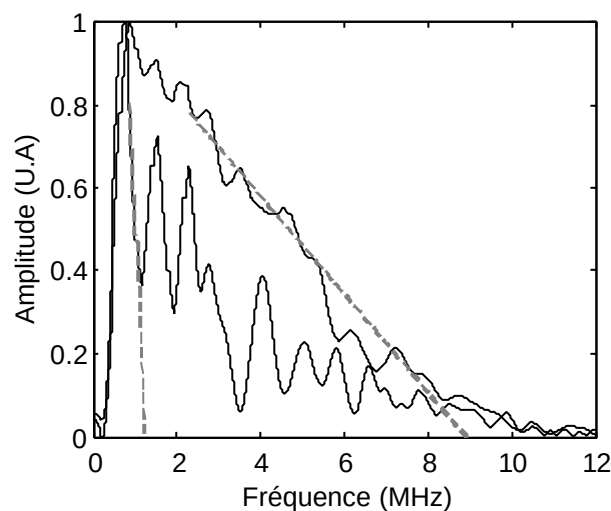


Figure 41 : Estimation de la profondeur de la fissure par l'évaluation de la fréquence d'interception.

A partir de ces deux exemples d'application du contrôle ultrasonore sans contact mécanique par génération et détection laser, nous avons ainsi pu montré qu'il est possible de générer des ondes ultrasonores et de tester des pièces cylindriques de forme complexe. Nous avons également pu mettre en évidence tantôt temporellement tantôt spectralement un défaut d'une profondeur inférieure au millimètre.

IV- Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons analysé temporellement, d'abord sur un tour de propagation puis sur plusieurs tours, l'interaction de l'onde de Rayleigh avec une fissure. Nous avons déduit, du premier tour de propagation, les coefficients de réflexion et de transmission en fonction de la profondeur de la fissure. Simultanément nous avons simulé l'interaction de l'onde de Rayleigh avec la fissure. L'accord avec l'expérience est bon. L'étude sur plusieurs tours a mis en évidence un effet cumulatif pour les ondes réfléchies par des défauts de faible profondeur. Nous avons proposé une méthode de détection de défauts, positionnés aléatoirement sur la section à inspecter, basée sur la comparaison des signaux en fonction du nombre de tours. Nous avons ainsi mis en évidence des défauts de 0,08 à 1mm de profondeur.

Dans une seconde partie, nous avons analysé spectralement l'interaction onde de Rayleigh-fissure. A partir des travaux réalisés par Scala sur une plaque et transposés au cas du cylindre, nous avons retrouvé des profondeurs de fissure supérieures à 0,3 mm sans signal de référence et sans comparaison. Enfin, sur plusieurs tours de propagation, nous avons analysé l'amplitude des résonances en fonction de la taille, de la position du défaut et de la configuration de contrôle choisie. Nous avons ainsi constaté que l'effet cumulatif entraînait une modulation d'amplitude dépendant de la position du défaut donc une variation de l'énergie spectrale pour un même défaut.

Enfin, nous avons appliqué ces méthodes de mise en évidence du défaut à quelques cas industriels. Ainsi la méthode temporelle nous permet de détecter la présence du défaut et d'évaluer son importance; la méthode de la fréquence de coupure nous donne une estimation

de la profondeur du défaut mais ces résultats doivent être corroborés par une expertise de ces défauts à l'aide d'autres techniques de contrôle non destructives (détection EMAT, détection photothermique ...).

Chapitre IV : Inspection d'un tube

Après l'étude de la propagation et de l'interaction de l'onde de Rayleigh avec une fissure débouchante, il est logique d'essayer de transposer la méthode au cas d'un tube mince (b/a , rapport des rayons interne et externe, proche de 1). Dans ce cas la source laser engendre des ondes de Lamb se propageant dans la coque.

Dans une première partie, nous interprétons le signal ultrasonore détecté et en déduisons l'épaisseur du tube. Ensuite nous analysons la perturbation induite par une fissure débouchant sur l'extérieur. Nous adaptons la simulation utilisée dans les chapitres précédents et comparons les signaux simulés aux résultats expérimentaux.

Dans une seconde partie, afin de comparer avec une technique de contrôle non destructif développée au laboratoire, nous immergeons le tube et nous appliquons la méthode DORT tantôt sur une zone saine tantôt sur une zone endommagée.

I- Configuration sans contact mécanique

La sonde de détection est placée en opposition vis-à-vis du système de génération (configuration 0-180°). L'échantillon est un tube d'acier inoxydable de hauteur 100 mm et de diamètre 20 mm dont l'épaisseur, voisine de 0,6 mm, n'est pas constante sur l'ensemble de l'échantillon.

Nous analysons le déplacement normal détecté à la surface du tube. Nous identifions trois ondes différentes (figure 1). La première est peu dispersive dans la gamme de fréquence étudiée et de plus sa composante principale est tangentielle (mode symétrique) sa contribution est donc faible : il s'agit du mode S_0 dont la limite de vitesse supérieure est appelée vitesse de plaque V_p . La seconde onde détectée est l'onde de Rayleigh (R) contenant les composantes de haute fréquence émises mais de faible amplitude. La troisième onde détectée est l'onde A_0 très dispersive pour les composantes de basse fréquence. Les composantes de haute fréquence plus rapide entraînent, en fonction du nombre de tours de propagation, un effet de superposition sur la basse fréquence. Cet effet peut être supprimé par lissage. En comparaison des autres ondes détectées, l'amplitude du mode A_0 est intense car sa vibration est antisymétrique (déplacement radial).

Aux temps $t = 30\mu s$ et $t = 50\mu s$, nous détectons les ondes de Rayleigh, ayant parcourue un et deux tours supplémentaires, de faibles amplitudes et transportées par l'onde de basse fréquence du mode A_0 .

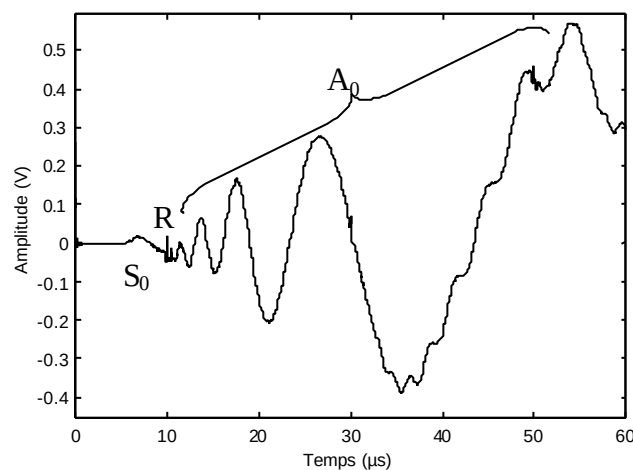


Figure 1 : Signal acquis sur un tube en acier inoxydable (20mm de diamètre), identification des ondes détectées.

I-1. Détermination de l'épaisseur du tube au point de mesure

A partir de l'étude de l'onde A_0 , nous pouvons déterminer l'épaisseur (h) du tube de façon précise en analysant les composantes de basse fréquence. La courbe de dispersion du mode antisymétrique A_0 au voisinage des composantes de basse fréquence est parabolique de la forme [46]:

$$\omega = \frac{V_p}{2\sqrt{3}} k^2 h \quad (1)$$

La vitesse de groupe de cette onde est définie par la relation :

$$V_g = \frac{d\omega}{dk} = \frac{V_p}{\sqrt{3}} kh \quad (2)$$

Donc
$$V_g^2 = \frac{L^2}{t^2} = \frac{2V_p}{\sqrt{3}} \omega h \quad \text{car} \quad kh \ll 1 \quad (3)$$

L est le périmètre du tube. Nous constatons que le carré de la vitesse de groupe varie linéairement avec l'épaisseur du tube. Expérimentalement, Dewhurst et *al.* ont déterminé une relation entre l'évolution de la forme du signal au cours du temps et la carré de la vitesse de groupe [53]. Cette évolution de l'onde n'est rien d'autre que la variation de phase qui est reliée à la fréquence instantanée par une dérivée ($\omega = d\phi / dt$). Nous en déduisons une relation liant la variation de phase et l'inverse du temps [52].

$$\Delta\phi = \frac{\sqrt{3}}{2V_p} \frac{L^2}{h} \frac{1}{t} = \alpha \frac{1}{t} \quad (4)$$

Expérimentalement, il suffit de relever les temps de vol aux différents sauts de phase et d'en déduire la pente α en ayant au préalable relevé la valeur de la vitesse de plaque ($V_p = 5244\text{m/s}$) correspondant au début de l'onde S_0 .

Dans notre cas nous avons relevé les temps de vol au saut de π . Sur la figure 2, nous reportons les points expérimentaux et nous en déduisons par régression linéaire sur les premiers points

la valeur de α ($3,318 \times 10^{-4}$). Le calcul de l'épaisseur h ($= \frac{\sqrt{3}}{2V_p} \frac{L^2}{\alpha}$) fournit $h = 0,54 \text{ mm}$.

Alors ce tube se caractérise par un rapport b/a de 0,946.

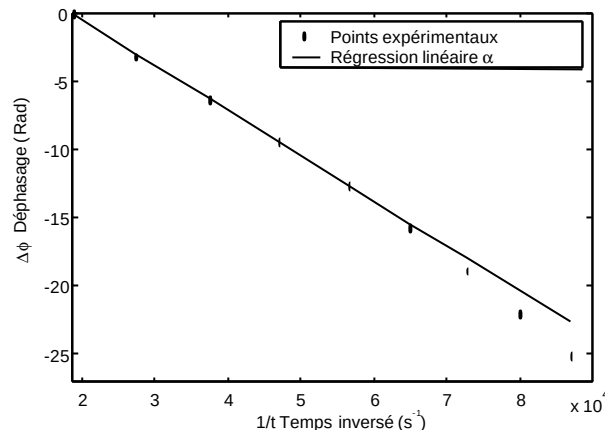


Figure 2 : Variation de la phase Df en fonction de l'inverse du temps, régression linéaire pour déduire des premiers points la valeur de a .

I-2. Propagation sur plusieurs tours : résonances

Après avoir déduit l'épaisseur du tube des premières microsecondes de propagation, intéressons nous maintenant à cette même propagation mais sur plusieurs tours. En raison du faible couplage avec l'air, le mode A_0 se propage sur plusieurs tours. La figure 3 représente un exemple de spectre calculé. Nous avons légèrement atténué les basses fréquences pour rendre visible les résonances à 1 MHz.

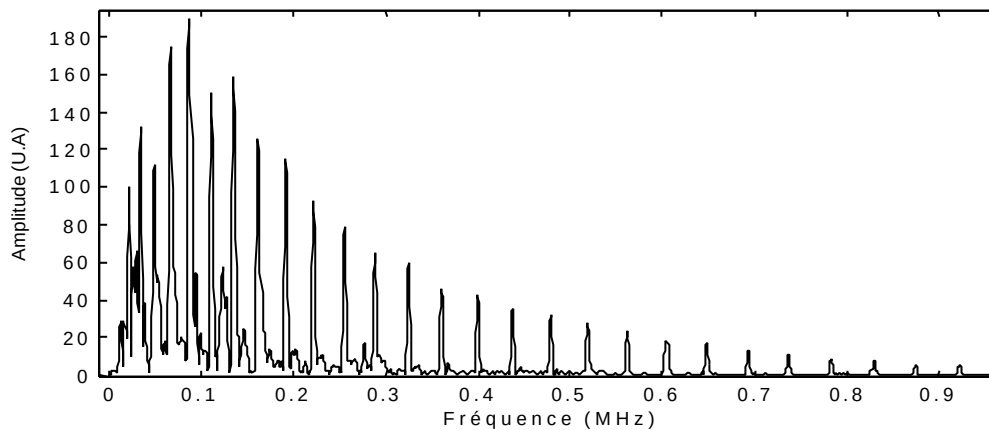


Figure 3 : Spectre de résonance d'un tube en acier inoxydable de 20mm de diamètre.

A partir de la relation entre vitesse de groupe, périmètre et position des résonances, nous pouvons déduire l'évolution de la vitesse de groupe en fonction du produit fréquence $\times$ épaisseur. La comparaison de la courbe tracée avec $h = 0,54$ mm avec les valeurs

expérimentales confirme l'estimation de l'épaisseur de tube (figure 4). Il n'y a donc plus d'incertitude sur l'épaisseur du tube.

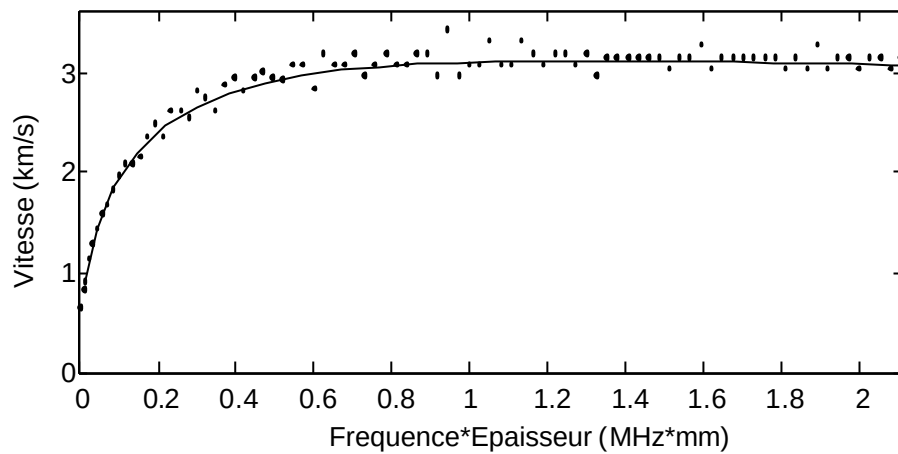


Figure 4 : Vitesse de groupe du mode A_0 : (• : expérience ; - : théorie).

I-3. Inspection d'une zone endommagée

Un défaut de largeur 0,2 mm et de profondeur 0,2 mm a été usiné sur la partie supérieure du tube (40 mm de longueur) (figure 5). De la même manière, nous étudions l'interaction sur plusieurs tours de propagation de l'onde A_0 avec un défaut placé en surface.

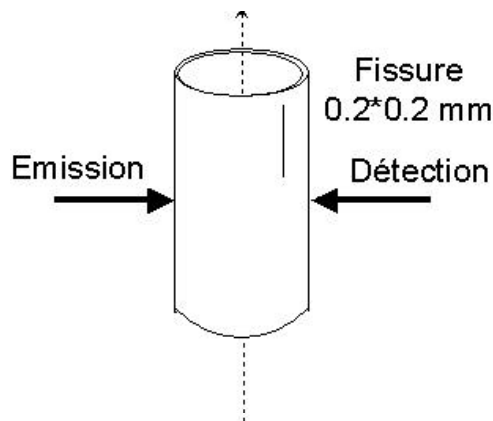


Figure 5 : Configuration expérimentale et position de la fissure.

En présence du défaut, l'ensemble du spectre de résonance est affecté par la présence et l'interaction du mode A_0 avec la fissure. Les composantes de basse fréquence (figure 6) montrent une modulation de l'amplitude de certaines résonances. Comme nous l'avons constaté au chapitre précédent sur les cylindres, des interférences destructives dépendant de la position du défaut et de sa profondeur modifient l'amplitude de chaque résonance.

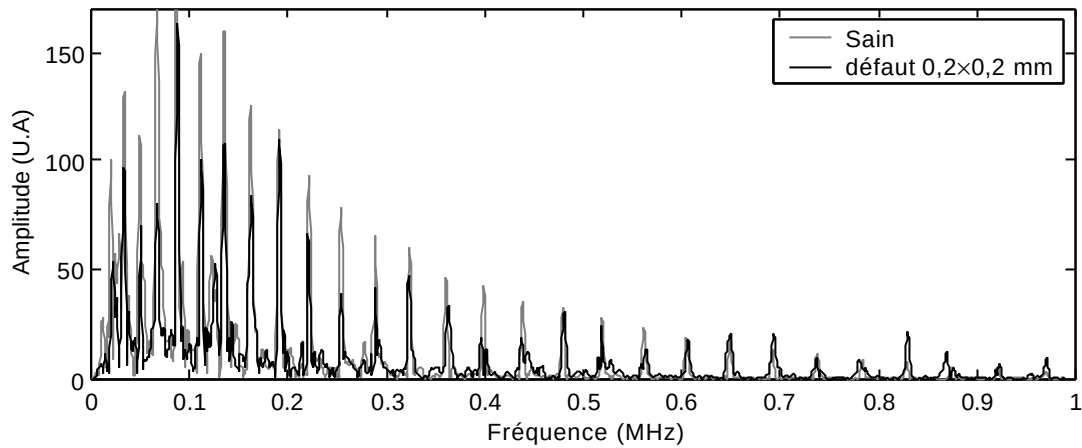


Figure 6 : Comparaison des spectres de résonance avec et sans défaut entre 0 et 1 MHz : modification de l'amplitude des résonances en présence d'un défaut.

Pour les fréquences supérieures (figure 7), les interférences destructives affectent encore l'amplitude des résonances. Mais nous constatons également la présence de résonances supplémentaires de faible amplitude provenant des conversions de mode au niveau de la fissure. La conversion la plus évidente est une conversion du mode A_0 en S_0 .

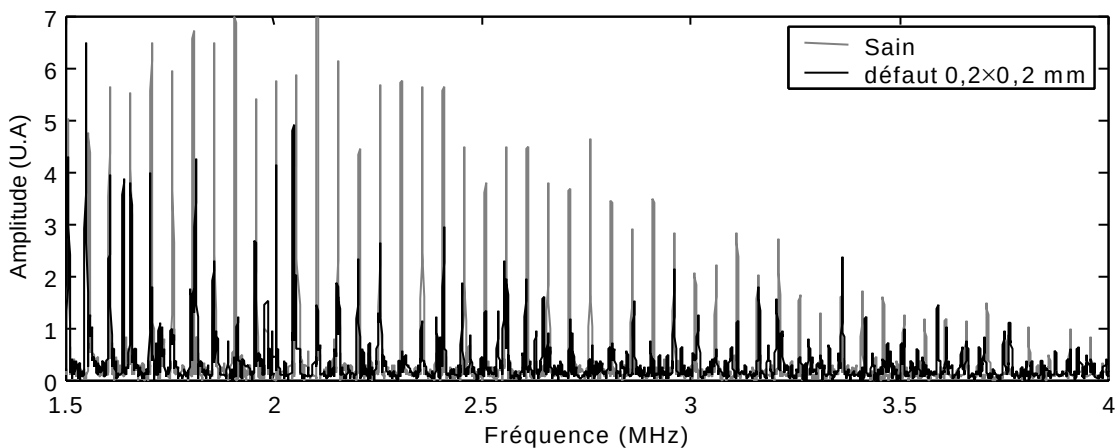


Figure 7 : Comparaison des spectres de résonance avec et sans défaut entre 1,5 et 4 MHz : résonances supplémentaires en présence d'un défaut.

Enfin sur la figure 8, nous avons analysé le spectre de résonance pour deux positions du défaut (110° et 160°). Nous constatons que les deux spectres sont affectés par la présence de la fissure mais inégalement. En fonction de la position de la fissure sur la section inspectée, l'amplitude des résonances est plus ou moins perturbée. Cette modulation entraîne une variation globale de l'énergie du spectre de résonance pour un même défaut placé à différentes positions. Sur ces spectres, nous trouvons une variation d'énergie de 10% entre les

deux positions. Cette erreur est proportionnelle à la profondeur de la fissure car plus la profondeur est grande plus la modulation affecte fortement l'ensemble du spectre de résonance.

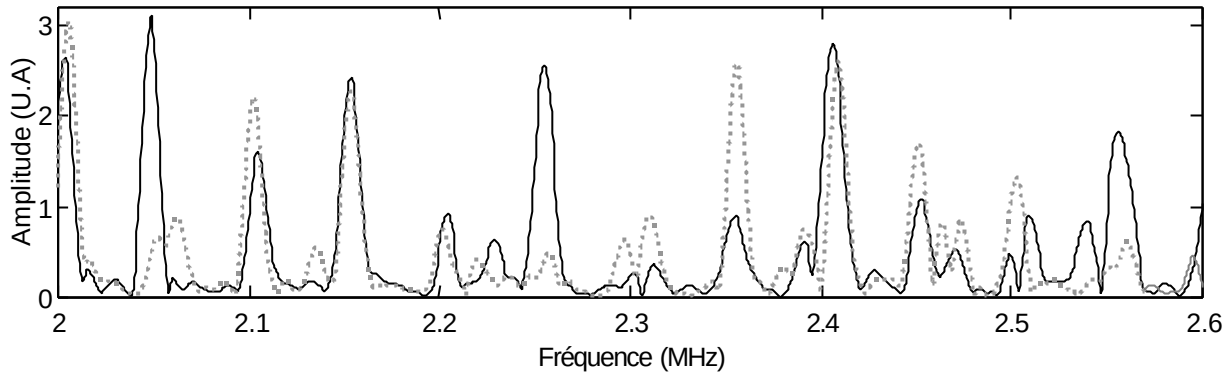


Figure 8 : Comparaison des spectres de résonance pour deux positions (—, ---) différentes du défaut vis-à-vis du système génération / détection.

I-4. Simulation aux différences finies

A l'aide de la simulation aux différences finies, nous pouvons étudier le spectre de résonance en fonction de la position du défaut et en fonction de la profondeur de la fissure. Nous calculons dans un premier temps la forme du signal engendré dans un tube de diamètre extérieur 20 mm et d'épaisseur 0,54 mm. Sur la figure 9-b, nous pouvons distinguer le signal monopolaire du mode S_0 , puis l'onde de Rayleigh et enfin le mode A_0 nettement plus intense que les autres ondes. Nous distinguons également, au temps $t = 30 \mu s$, la seconde onde de Rayleigh ayant parcourue un tour et demi.

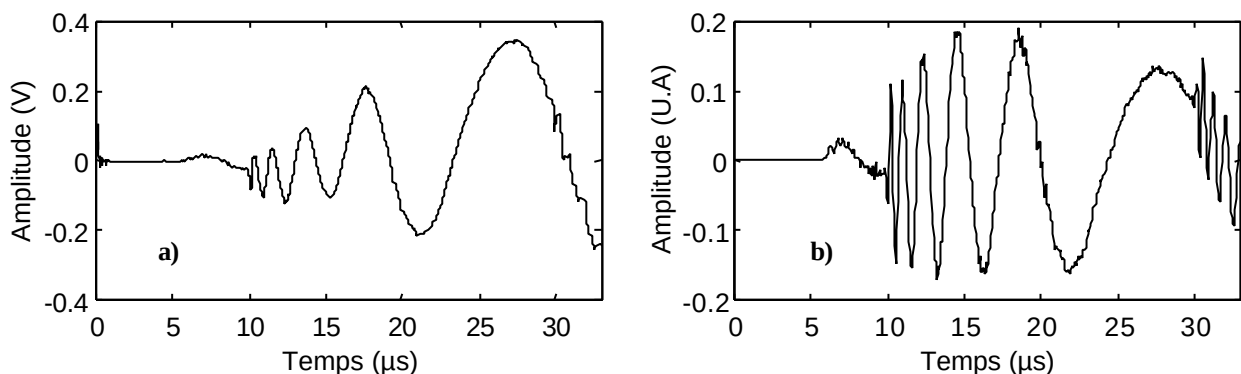


Figure 9 : Comparaison a) signal expérimental b) signal simulé sur un tube d'acier d'épaisseur 0,54 mm et de diamètre extérieur 20 mm.

En raison de la forme du spectre simulé, la répartition énergétique sur les composantes de basse fréquence est nettement moindre que pour le signal expérimental. Ceci explique donc le fait d'observer l'onde de Rayleigh ayant parcouru un tour et demi sur le signal simulé. Toutefois nous pouvons conclure qu'il existe un bon accord entre les signaux simulés et expérimentaux à condition d'appliquer un filtrage passe-haut n'induisant pas de déphasage.

Nous pouvons ainsi introduire, dans la simulation, un défaut et faire varier tantôt sa profondeur tantôt sa position. Dans un premier temps, nous choisissons d'augmenter la profondeur de la fissure (0; 0,2; 0,35; 0,45 et 0,5 mm) tout en maintenant la largeur constante (0,2 mm) et sa position fixe (115°). Sur la figure 10, nous observons distinctement, après filtrage passe-haut, les échos transmis aux temps $t = 10 \mu s$ ($T/2$) et $t = 30 \mu s$ ($3T/2$) ainsi que les échos réfléchis aux temps $t = 17 \mu s$ et $t = 22 \mu s$. Pour le défaut de profondeur 0,2 mm, nous distinguons nettement la modification sur le deuxième écho transmis ainsi que la présence de l'onde de Rayleigh réfléchie de faible amplitude au temps $t = 22 \mu s$. Pour les défauts de taille supérieure, l'interaction onde de Lamb / défaut est nettement plus intense sur les échos transmis. Les échos réfléchis sont également plus intenses et dispersifs, leur amplitude croît en fonction de la profondeur du défaut.

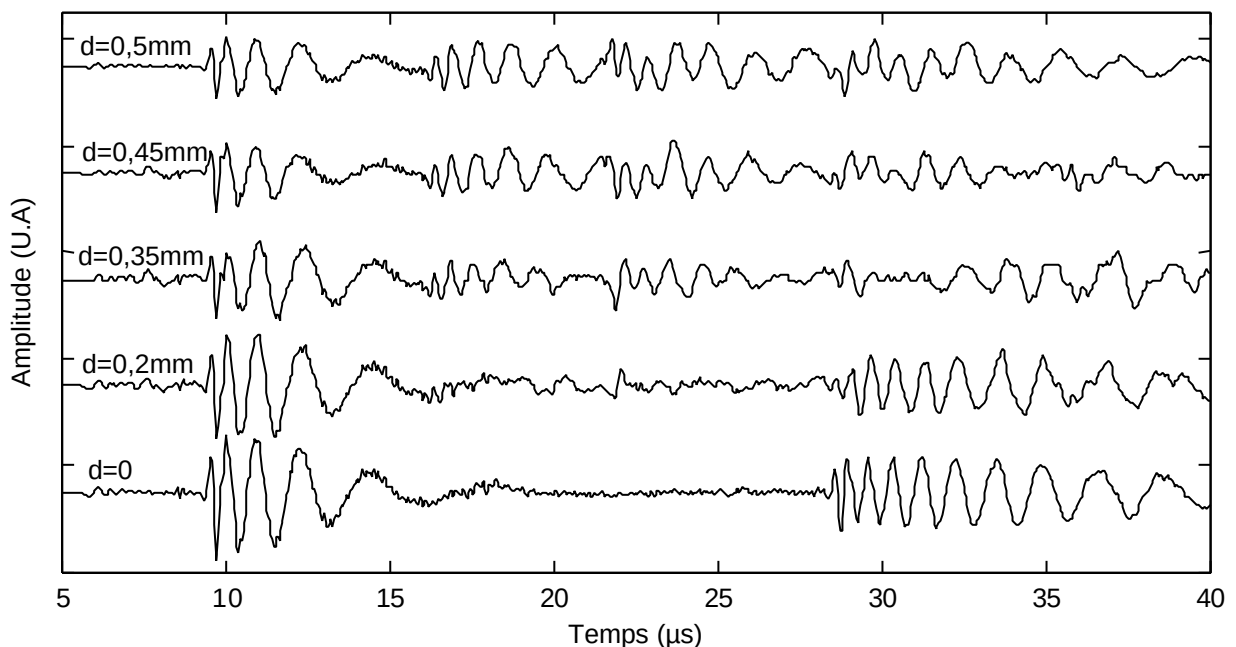


Figure 10 : Comparaison des signaux simulés en fonction de la profondeur du défaut après un filtrage passe-haut de fréquence de coupure 0,8 MHz.

A partir de ces premières constatations, nous pouvons analyser le signal sur un temps plus important (200 μ s) et étudier ainsi son spectre de résonance (figure 11). Plus la profondeur du défaut est importante, plus la perturbation sur les résonances est importante. Pour le défaut de profondeur 0,2 mm, l'amplitude des résonances est affectée ainsi que la position de certaines résonances. Pour les défauts de taille supérieure, nous constatons la présence de résonances supplémentaires s'intercalant entre les résonances du mode A_0 ; ces résonances proviennent probablement des conversions de mode au passage de la fissure.

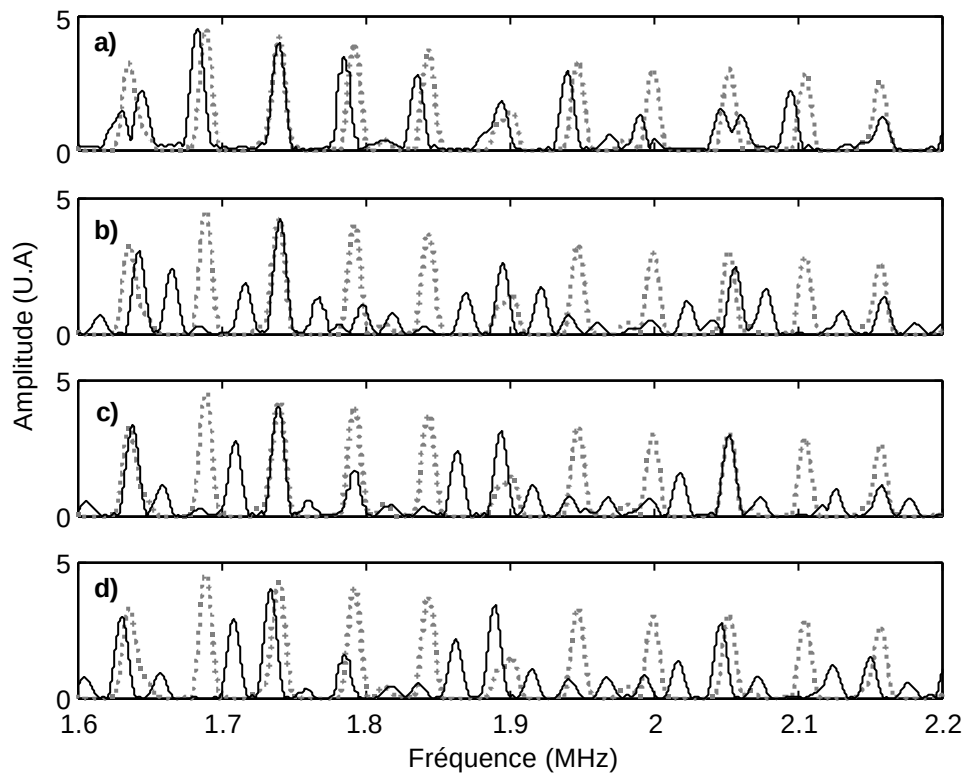


Figure 11 : Spectres de résonance des signaux simulés en fonction de la profondeur de la fissure a) 0,2 mm b) 0,35 mm c) 0,45 mm d) 0,5 mm; comparaison avec le spectre non perturbé (-).

Enfin, si nous analysons la perturbation induite par la position du défaut, nous constatons, comme lors des expériences, que les résonances sont plus ou moins modulées en fonction de la position du défaut (figure 12). Ces variations d'amplitude entraînent donc une grande incertitude sur la quantification du défaut.

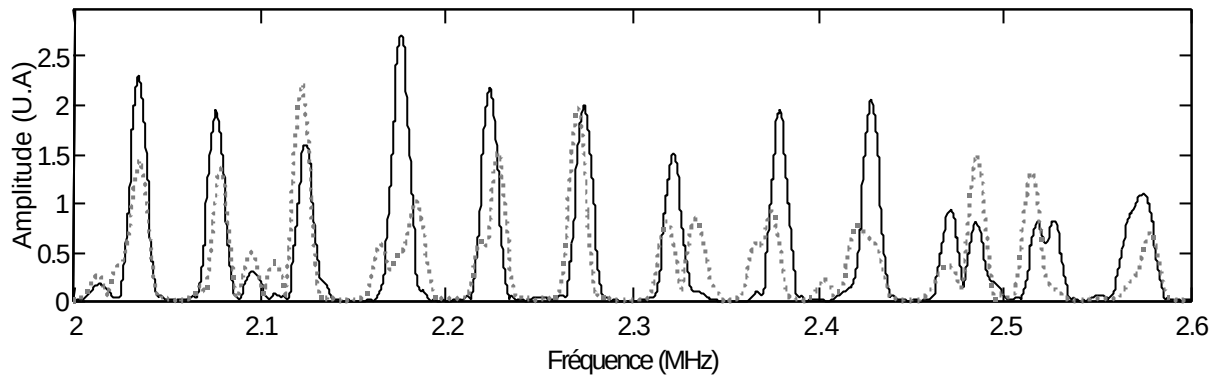


Figure 12 : Comparaison des spectre de résonances simulés pour deux positions différentes du défaut vis-à-vis du système génération / détection.

Immergeons à présent ce tube afin d'étudier l'interaction 'ondes de Lamb / fissure' à l'aide de la méthode DORT.

II- Méthode Dort : immersion du tube

Parallèlement à cette étude sans contact, nous avons décidé en collaboration avec Estelle Kerbrat et Claire Prada d'inspecter ce même tube mais en immersion en utilisant la méthode DORT (Décomposition de l'Opérateur de Retournement Temporel). Cette méthode s'appuie essentiellement sur le principe d'invariance par retournement temporel [54]. Au laboratoire, depuis 1989, la maîtrise théorique et expérimentale de ce procédé permet de détecter et de localiser des défauts volumiques inférieurs au millimètre dans des milieux homogènes ou diffuseurs tels que le titane [55,56,57]. De plus Claire Prada a permis grâce à la méthode DORT de dissocier les modes de Lamb engendrés dans un tube [58,59]. A partir de ces résultats, nous cherchons à apprécier la perturbation induite par un défaut surfacique.

Dans un premier temps nous rappelons brièvement le principe de la méthode DORT. Après avoir décrit le dispositif expérimental, nous montrons un exemple de BSCAN obtenu. Nous appliquons ensuite la méthode DORT et nous analysons la répartition des valeurs singulières. Afin d'identifier les différents modes de Lamb se propageant dans ce tube, nous repropageons les vecteurs propres associés aux valeurs singulières.

II-1. Description de la méthode DORT

La méthode DORT est décrite dans plusieurs articles [63,64]. Sa formulation s'applique en considérant le milieu inspecté comme linéaire et invariant dans le temps entre l'émission et la réception des signaux. Soit une barrette de L éléments (transducteurs), nous pouvons décrire toutes les combinaisons possibles entre un élément émetteur (l) de la barrette et un élément récepteur (m) parcourant le trajet : barrette $\rightarrow$ tube + tube $\rightarrow$ barrette. Ces combinaisons s'arrangent dans une matrice $k_{lm}(t)$ ($1 \leq l \leq L, 1 \leq m \leq L$) correspondant à la matrice des réponses impulsionnelles inter-élément. Dans le domaine de Fourier, $K_{lm}(\omega) = \mathbf{K}(\omega)$ est la matrice de transfert calculée par transformée de Fourier des réponses impulsionnelles $k_{lm}(t)$. Nous pouvons alors définir l'opérateur de retournement temporel $\mathbf{K}^*\mathbf{K}$. En supprimant le signal de l'écho spéculaire et en diagonalisant l'opérateur de retournement temporel, les valeurs propres significatives sont associées aux modes de Lamb. De plus chaque vecteur propre associé à chaque valeur propre significative est un invariant du retournement du temps.

En pratique, la diagonalisation de la matrice $\mathbf{K}^*\mathbf{K}$ est obtenue par la décomposition en valeurs singulières (SVD) de la matrice $\mathbf{K}$ telle que:

$$\mathbf{K}(\omega) = \mathbf{U}(\omega) \mathbf{S}(\omega) \mathbf{V}^+(\omega) \quad (5)$$

Où $\mathbf{S}(\omega)$ est la matrice réelle diagonale des valeurs singulières. $\mathbf{U}(\omega)$ et $\mathbf{V}(\omega)$ sont des matrices unitaires. On peut facilement montrer que les valeurs singulières associées à $\mathbf{K}^*(\omega)\mathbf{K}(\omega)$ sont le carré des valeurs singulières associées à $\mathbf{K}(\omega)$ et que les vecteurs propres associés sont $\mathbf{V}^+(\omega)$ conjugué transposé de $\mathbf{V}(\omega)$. A partir de ces matrices nous pouvons premièrement étudier la répartition des valeurs propres et ensuite effectuer une repropagation sur le tube de ces vecteurs (pondérés par les valeurs singulières). Afin de clarifier le problème, explicitons d'abord le dispositif expérimental.

II-2. Dispositif expérimental et BSCAN

Notre réseau de transducteurs comprend 112 éléments, le pas inter-élément est de 0,417 mm. La fréquence centrale d'émission est 3,5 MHz. Nous analysons le signal entre 2 et 5 MHz avec un pas fréquentiel de 10 kHz. Le tube, rempli d'air, est placé à la distance focale

de la barrette ($F = 100$ mm) de façon symétrique par rapport au centre de celle-ci. A cette distance, nous pouvons considérer que le front incident est plan. Nous acquerrons la matrice inter-élément $k_{lm}(t)$. A l'aide d'une motorisation, nous analysons successivement une zone saine et une zone affectée du même tube (figure 13-a).

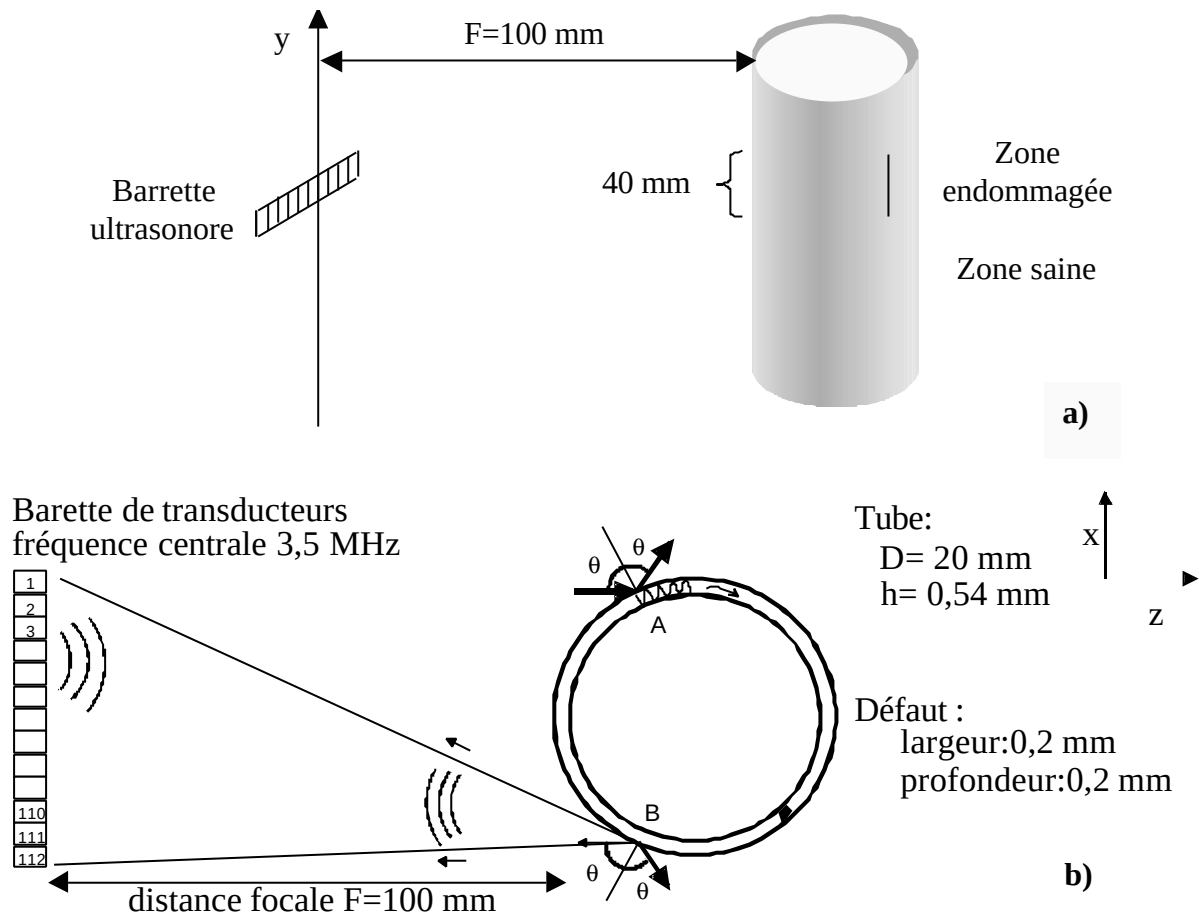


Figure 13 : Dispositif expérimental a) vue de côté b) vue de dessus.

Le front d'onde incident crée en deux points A et B, vérifiant la loi de Snell, deux ondes de Lamb. Chaque onde se propage dans le tube puis est réémise par son point conjugué (B conjugué de A et inversement) vers la barrette, les deux ondes réémises symétriquement interfèrent constructivement (figure 13-b). A partir des courbes de dispersion des ondes de Lamb calculées sur une plaque d'acier (figure 14), nous savons que trois modes se propagent dans cette gamme du produit fréquence $\times$ épaisseur ($1,1 - 2,7$ MHz $\times$ mm) : A_0 , S_0 , A_1 . Comme leurs vitesses de phase sont nettement différentes pour certaines gammes du produit fréquence $\times$ épaisseur, les points de génération (A et B) des ondes de Lamb sont donc

nettement dissociés suivant chaque mode. Remarquons aussi que notre limite supérieure fréquence $\times$ épaisseur (2,7 MHz $\times$ mm) est égale à la fréquence de coupure du mode S_1 .

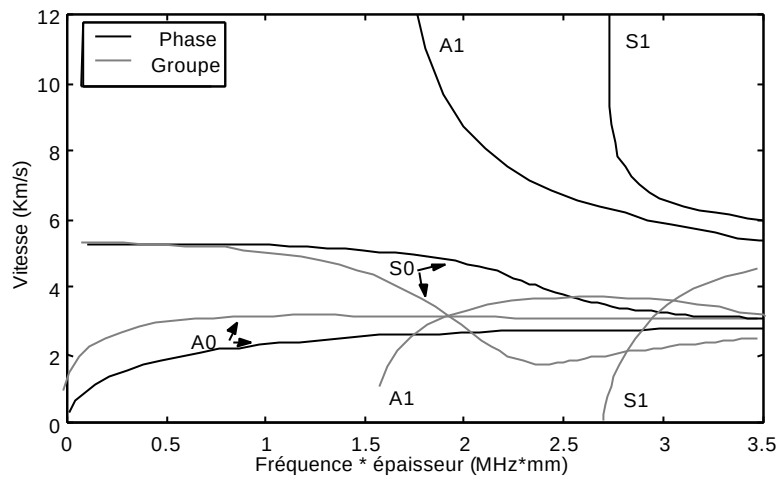


Figure 14 : Vitesses de groupe et de phase des ondes de Lamb dans une plaque d'acier.

A titre de référence, nous montrons un exemple de Bscan obtenu en émettant par la voie centrale et en réceptionnant sur toutes les voies (figure 15). La fenêtre représente approximativement un tour de propagation. Le premier front ($t = 5\mu s$), très intense, correspond au front de l'onde réfléchi par le tube : c'est l'écho spéculaire. Ensuite entre 15 et 25 μs , nous distinguons nettement les franges d'interférence du front d'ondes élastiques comprenant premièrement le mode S_0 plus rapide, puis le mode A_0 , le mode A_1 très dispersif et moins intense se trouve noyé dans l'ensemble du signal.

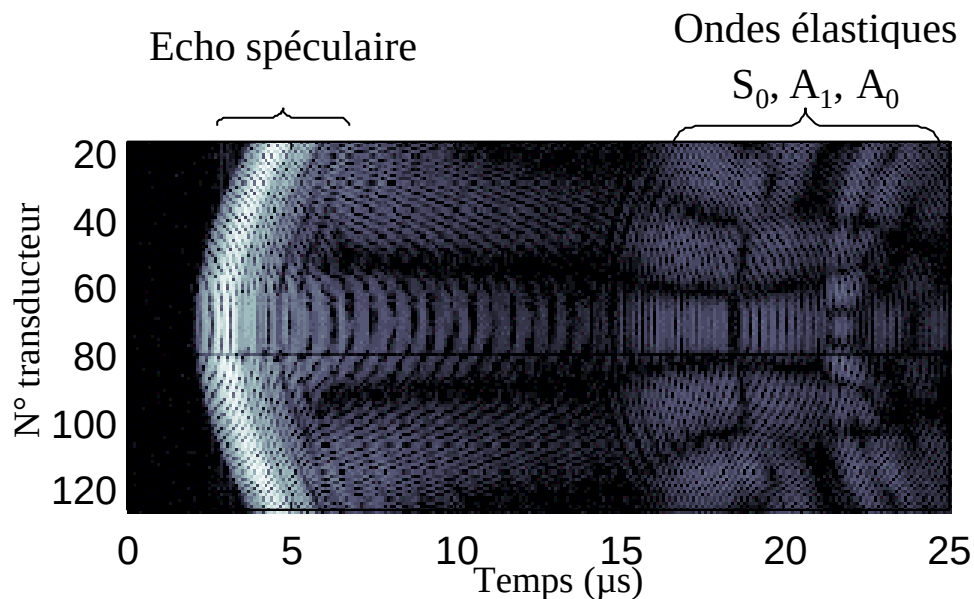


Figure 15 : Bscan en échelle logarithmique, voie centrale en émission, toutes les voies en réception, zone saine.

Lors de la première acquisition effectuée en présence d'un défaut, celui-ci est placé en arrière des points de génération de sorte que la perturbation est visible dès la première réémission donc dès le premier tour. Nous constatons sur le Bscan (figure 16) que l'ensemble du signal élastique est perturbé, les franges d'interférence ont totalement disparu, de plus des ondes réfléchies par le défaut sont nettement visibles en avant du front élastique. A ce stade de l'acquisition, l'interprétation des résultats reste difficile. Toutefois, nous pouvons conclure qu'une image Bscan met en évidence l'interaction des ondes de Lamb avec un défaut.

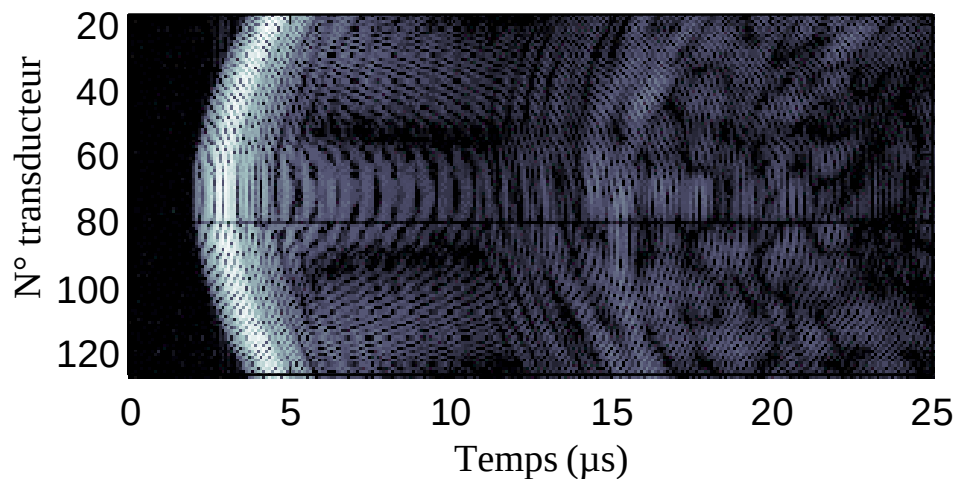


Figure 16 : Bscan en échelle logarithmique, voie centrale en émission, toutes les voies en réception, zone comportant un défaut.

Appliquons la méthode DORT pour dissocier les différents modes présents ainsi que leur énergie respective en fonction de la fréquence afin d'analyser la perturbation induite par le défaut sur chaque mode et en fonction de la fréquence [60].

II-3. Calcul des valeurs singulières

Nous calculons la SVD de la matrice $k_m(t)$ sur les composantes élastiques comprises entre $t = 12\mu s$ et $t = 25\mu s$. Les valeurs singulières de la matrice S sont rangées par ordre décroissant. 6 valeurs singulières se détachent des autres valeurs qui sont des valeurs de bruit (figure 17). Un traitement de la propagation des ondes de Lamb dans une zone saine montre que les valeurs singulières sont associées par couple. Un couple de valeurs singulières est associé à un mode de Lamb. Ici les valeurs singulières V1 et V2 sont associées au même mode, de même V3 et V4, V5 et V6. La différence entre deux valeurs singulières associées au

même mode réside dans la phase. Si on analyse la répartition sur la barrette de l'amplitude des vecteurs propres de la matrice $\mathbf{U}$, associés aux valeurs singulières $V1$ et $V2$; nous constatons qu'ils sont déphasés de π (figure 18), c'est-à-dire qu'une valeur singulière correspond à l'émission des deux points de génération en phase tandis que l'autre valeur singulière correspond à l'émission des deux points de génération en opposition de phase.

De plus, nous constatons que pour certaines fréquences, les valeurs singulières sont très proche en énergie : ces zones de croisement impliquent un changement entre valeur singulière et mode de Lamb associé.

En présence d'un défaut (figure 19), l'ensemble des valeurs singulières est perturbé mais de façon non quantifiable. L'énergie de la première valeur singulière ($V1$) a augmenté sensiblement. La troisième valeur singulière ($V3$) résonne très légèrement aux basses fréquences, ceci est probablement dû aux interférences entre l'écho transmis et l'écho réfléchi.

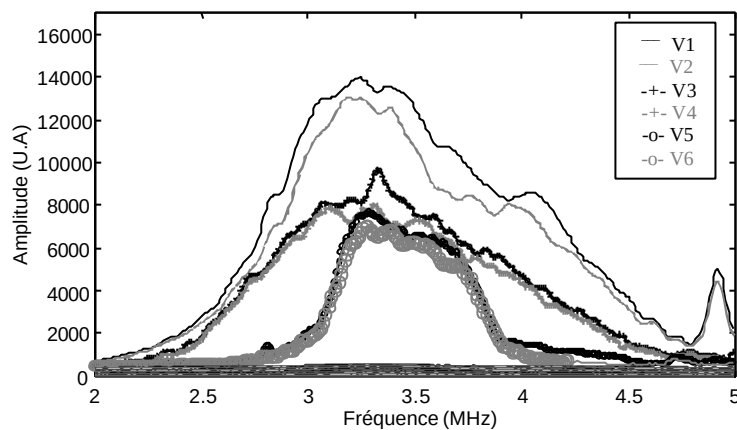


Figure 17 : Valeurs singulières en fonction de la fréquence pour une zone saine.

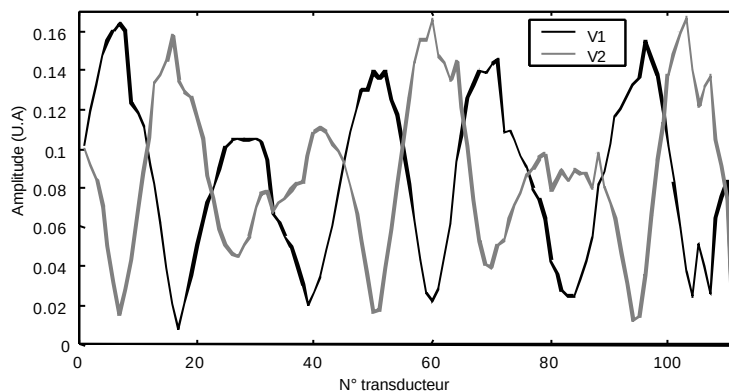


Figure 18 : Amplitude des vecteurs propres associés aux valeurs singulières $V1$ et $V2$.

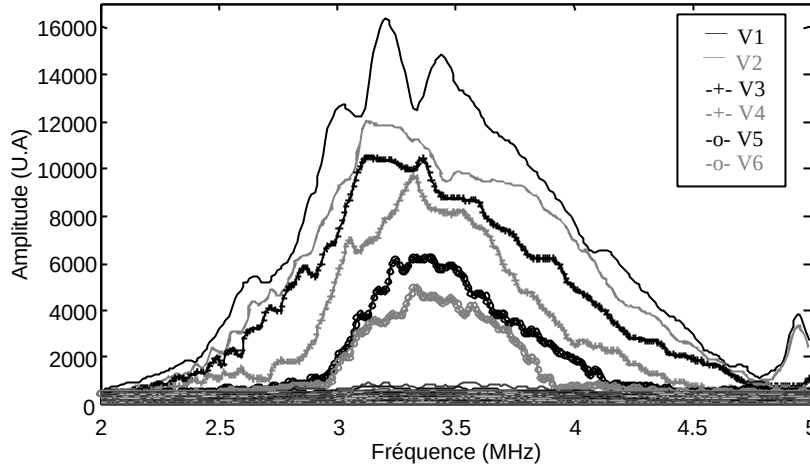


Figure 19 : Valeurs singulières en fonction de la fréquence pour une zone comportant un défaut.

Nous devons maintenant pour mieux interpréter ces résultats identifier les modes de Lamb associés aux valeurs singulières. Pour cela, nous repropageons les vecteurs propres associés à ces valeurs propres.

II-4. Repropagation et identification des modes

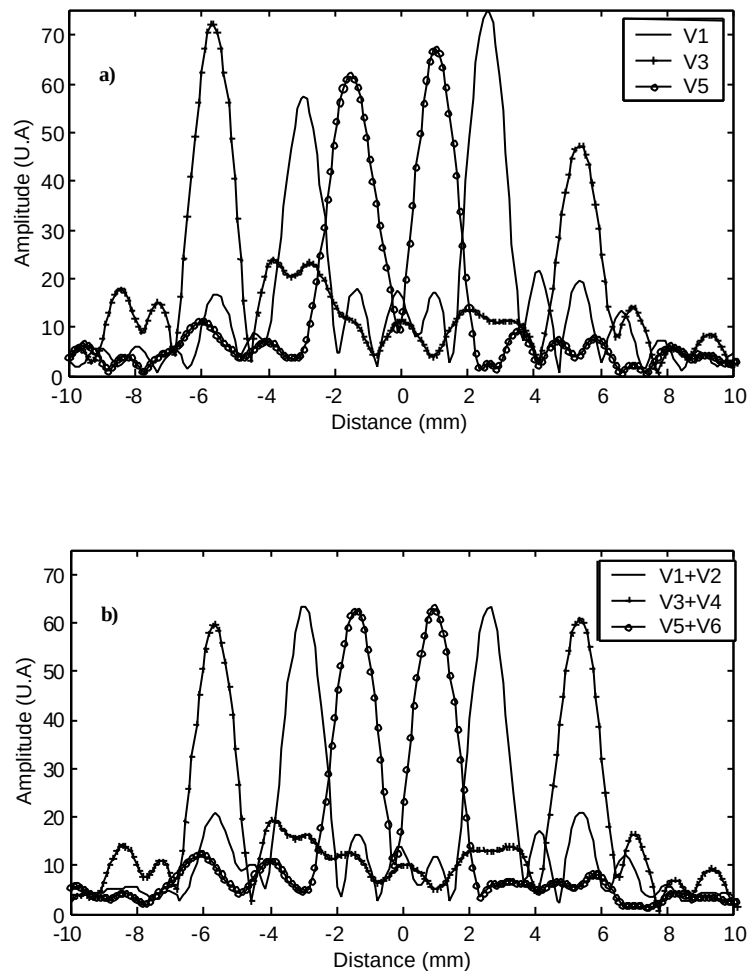
Nous calculons la fonction de Green de propagation dans l'eau entre le plan de la barrette et le plan des points de génération (A et B) des modes de Lamb. La matrice **V** donne les vecteurs propres à réémettre pour focaliser sur les points de génération A et B. Ces points de génération apparaissent comme des sources secondaires et la distance d_{AB} séparant ces points est reliée à la vitesse de phase c_ϕ du mode par la relation :

$$d_{AB} = \frac{c_0 D}{c_\phi} \quad (6)$$

c_0 est la vitesse des ondes dans l'eau (1480 m/s), D est le diamètre du tube. Une distance d_{AB} faible correspond donc à une vitesse de phase élevée.

Si nous analysons la repropagation à une fréquence où les modes sont bien dissociés ($f = 3,1348$ MHz), nous trouvons dans le plan d'émission la position des points de génération A et B, positionnés symétriquement par rapport au centre du tube, pour chaque valeur singulière (figure 20-a). En comparaison des valeurs théoriques ($f \times e = 1,69$ MHz×mm), nous pouvons associer les valeurs singulières V1 et V2 ($d_{AB} = 10,95$ mm) au mode S_0 ($c_\phi =$

2700 m/s), les valeurs singulières V3 et V4 ($d_{AB} = 5,57$ mm) au mode A_0 ($c_\phi = 5314$ m/s) et les valeurs singulières V5 et V6 ($d_{AB} = 2,34$ mm) au mode A_1 ($c_\phi = 12650$ m/s). Nous constatons également une dissymétrie sur l'amplitude des points de génération. Par contre la somme des deux contributions associées au même mode donne une symétrie parfaite sur l'amplitude (figure 20-b). De même, la dissymétrie des vecteurs propres peut être due à une dissymétrie de la barrette ; alors nous avons symétriser la matrice des réponses impulsionnelles $k_{lm} = (k_{lm} + k_{ml})/2$ pour palier les différences entre les transducteurs et nous trouvons une symétrie parfaite sur l'amplitude des points de génération (figure 20-c). La méthode impose donc de symétriser la matrice des réponses impulsionnelles pour homogénéiser les transducteurs ou d'associer le couple de valeurs singulières associées au même mode pour garantir la même amplitude sur les points de génération A et B, nous choisissons la deuxième solution.



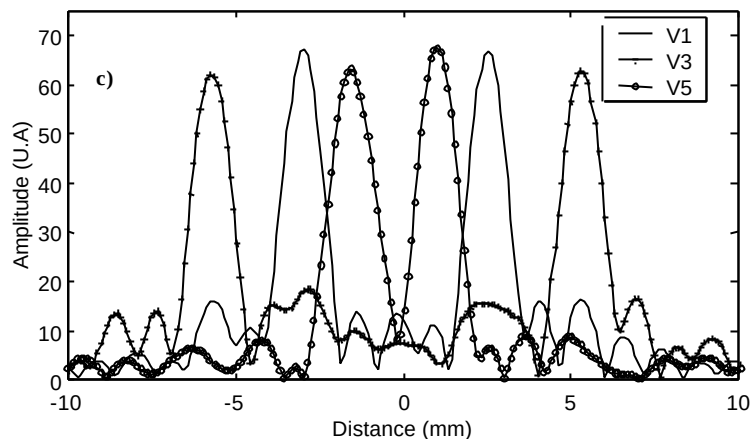


Figure 20 : Amplitude des vecteurs propres repropagés pour la fréquence 3,1348 MHz.
a) Valeurs singulières paires, b) somme des valeurs singulières associées au même mode, c) valeurs singulières paires après symétrisation de la matrice des réponses impulsionnelles.

A partir de ces considérations et dans les mêmes conditions, analysons la perturbation induite par un défaut sur l'amplitude des points de génération ainsi que sur la position de ces points. A partir des amplitudes des vecteurs propres repropagés (figure 21), nous observons que les valeurs singulières peuvent à nouveau être associées par couple ($V1+V2$, $V3+V4$, $V5+V6$) (figure 22).

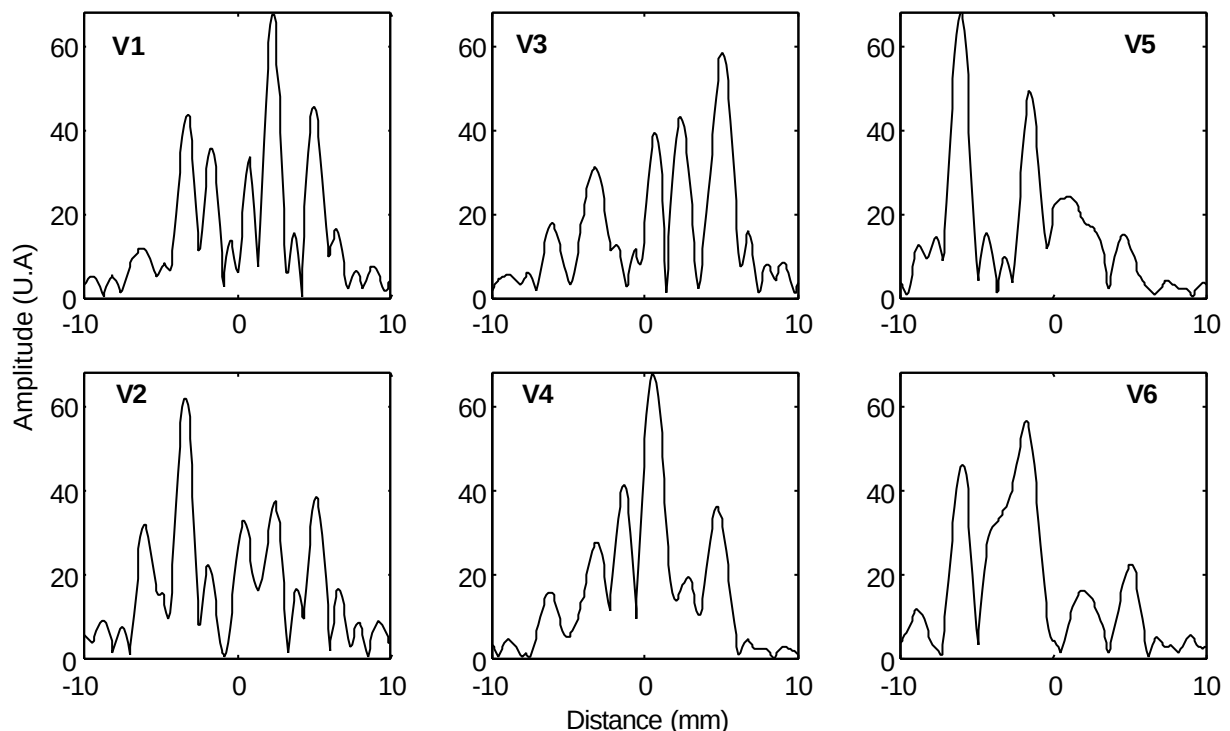


Figure 21 : Amplitude des vecteurs propres repropagés pour la fréquence 3,1348 MHz en présence d'un défaut.

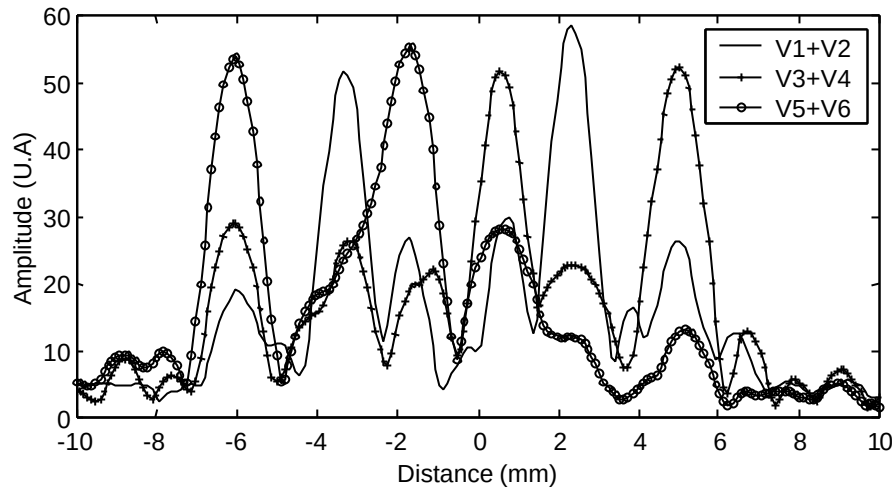


Figure 22 : Amplitude des vecteurs propres repropagés en présence d'un défaut.

Nous constatons à cette fréquence que l'amplitude des vecteurs propres repropagés associés aux valeurs propres $V1+V2$ n'est pratiquement pas modifiée en présence d'un défaut. De plus, nous retrouvons les mêmes points de génération symétriques correspondant au mode S_0 . Par contre les valeurs singulières $V3+V4$ et $V5+V6$ ne sont plus associées au même mode. En présence d'un défaut, les modes de Lamb A_0 et A_1 sont associés à un même vecteur propre ; cet ensemble est un invariant du retournement temporel. Le fait que le mode A_0 seul ne soit plus un invariant du retournement temporel signifie probablement qu'il existe une réflexion et une conversion du mode A_0 en A_1 (et réciproquement) au niveau de la fissure. De plus l'existence de points de génération sur la partie droite du tube indique la présence d'ondes transmises, ayant subies une conversion ou non.

A cette fréquence, nous avons donc identifié le mode correspondant à une valeur singulière, nous avons constaté qu'il est préférable de traiter un couple de valeurs propres. En présence d'un défaut, les modes A_0 et A_1 sont les plus perturbés par la fissure. Nous devons effectuer la même démarche à chaque fréquence pour analyser la perturbation induite sur chaque mode de Lamb en fonction de la fréquence.

Nous calculons de façon automatique par un critère sur la position des maxima et par un critère sur l'amplitude de ces maxima les vitesses de phase en fonction du produit fréquence×épaisseur et nous les comparons aux vitesses de phase théorique. Nous trouvons un

bon accord entre les courbes pour des vitesses de phase allant jusqu'à 14000 m/s (figure 23-a). Nous observons nettement les zones de croisement entre les valeurs singulières et les modes. Nous pouvons donc établir la correspondance valeur singulière / mode de Lamb à chaque fréquence. Quelques points de mesure donnent une indication imprécise sur l'existence à haute fréquence (~ 5 MHz soit $f \times e = 2,7$ MHz $\times$ mm) du mode S_1 .

En présence d'un défaut la dissymétrie sur la position des maxima entraîne la perte d'un grand nombre de points de mesure (figure 23-b). Le mode A_0 perd quasiment l'ensemble de ces points de symétrie, de même pour le mode A_1 . Seules certaines zones du produit fréquence $\times$ épaisseur, pour le mode S_0 , remplissent les conditions de symétrie sur la position des maxima.

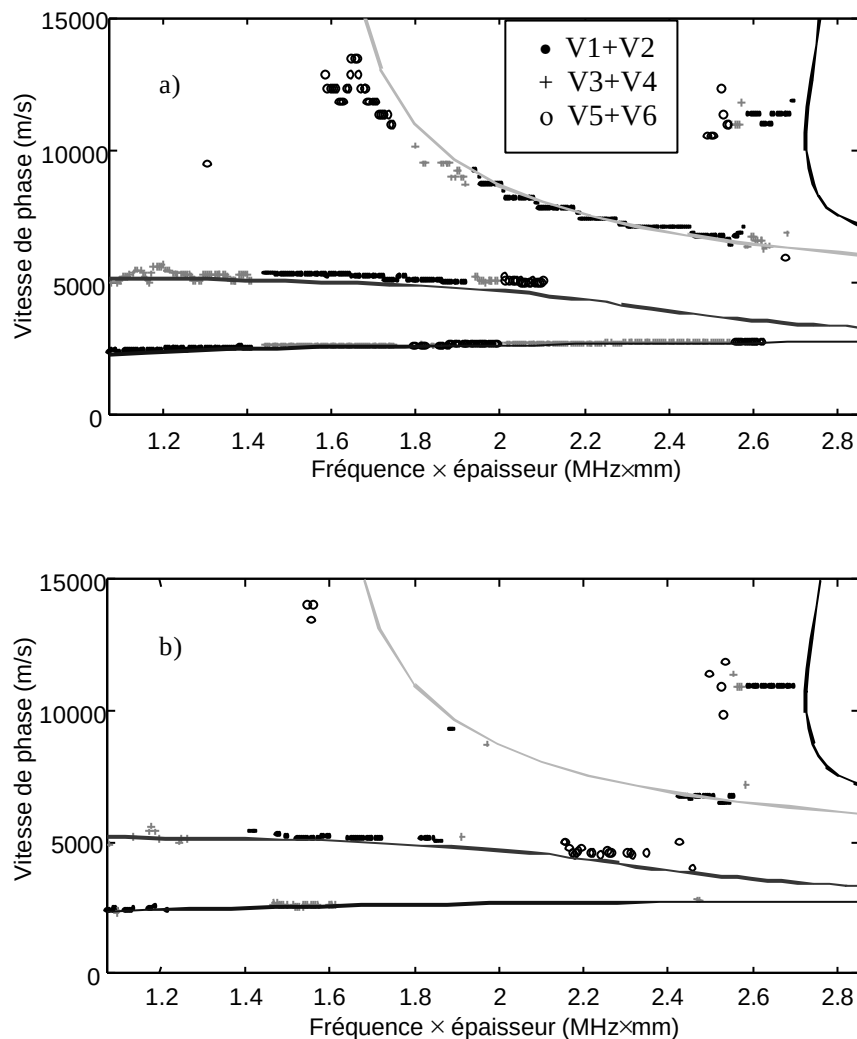


Figure 23 : Vitesses de phase calculées et théoriques, a) zone saine, b) zone contenant un défaut.

Analysons, à présent, le cas où le défaut se situe entre les points de génération c'est-à-dire lorsque le défaut est placé face à la barrette.

II-5. Défaut placé face à la barrette

Dans cette configuration le défaut se trouve entre les points de génération A et B, la perturbation ne se fait donc pas sur le premier tour de propagation mais sur les tours suivants. Nous analysons de la même manière une fenêtre d'acquisition d'une durée de 62 μ s correspondant à plusieurs tours de propagation des différents modes présents.

Nous observons 6 valeurs singulières associées à 3 modes de Lamb. En raison du nombre de tours étudiés nous obtenons un spectre de résonance (figure 24-a).

Entre 2 et 3,8 MHz les valeurs propres V1 et V2 sont associées au mode S_0 , ensuite ces valeurs singulières sont associées au mode A_1 . En raison du couplage avec l'eau, le mode A_0 est très vite atténué donc il ne résonne pas tandis que le mode A_1 se propage sur plusieurs tours et résonne, donc il y a en permanence croisement entre les valeurs singulières V3, V4, V5 et V6 et les modes A_0 et A_1 entre 2,7 et 3,8 MHz. Pour les fréquences supérieures nous retrouvons les mêmes associations valeur singulière / mode de Lamb mises en évidence sur un seul tour de propagation.

En présence d'un défaut (figure 24-b), les résonances sont atténuées et la deuxième valeur singulière, plus affectée que la première, associée au mode S_0 est dégradée probablement en raison des interférences avec les ondes réfléchies sur le défaut. Mais la perturbation la plus importante s'observe sur le mode A_1 à partir de 4 MHz, les résonances des valeurs singulières V1 et V2, associées au même mode, ne sont plus aux mêmes positions. Une étude plus approfondie (meilleur échantillonnage fréquentiel) de cette bande de fréquence montre que la position des résonances révèle une propagation des modes associés à ces valeurs singulières à la même vitesse de groupe. La phase des points sources peut-elle être un facteur supplémentaire qui agit différemment sur le spectre de résonance ? Dans cette configuration, les échos du défaut sont détectés aux mêmes instants que les échos transmis. Alors il existe, probablement, à certaines fréquences, une interférence tantôt constructive tantôt destructive sur les résonances en fonction de la phase ou de l'opposition de phase des points sources.

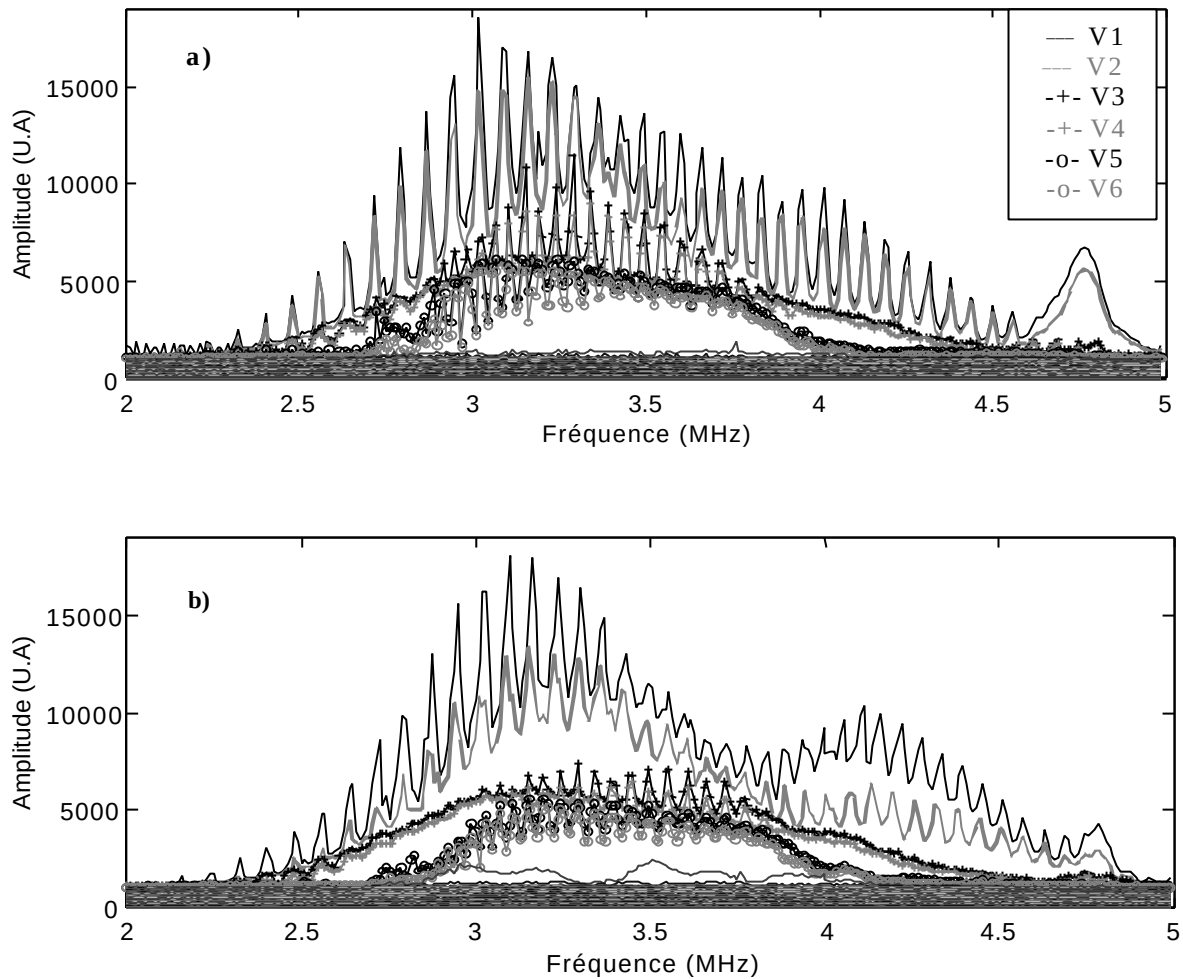


Figure 24 : Amplitude des valeurs singulières en fonction de la fréquence a) zone saine b) zone comportant un défaut.

De la même manière que sur un tour, nous repropageons les vecteurs propres pondérés par les valeurs singulières associées. Nous en déduisons ensuite les points de génération à la surface du tube. Le calcul de la variation de la vitesse de phase en fonction du produit fréquence $\times$ épaisseur, pour une zone saine, laisse apparaître des profils comparables aux profils théoriques (figure 25-a). En présence d'un défaut, les modifications sont peu évidentes (figure 25-b). Nous constatons que la somme des valeurs singulières V3 et V4 n'apparaît plus entre 1,7 et 2 MHz $\times$ mm et que le profil de vitesse du mode A_1 est légèrement augmenté entre 2,2 et 2,5 MHz $\times$ mm.

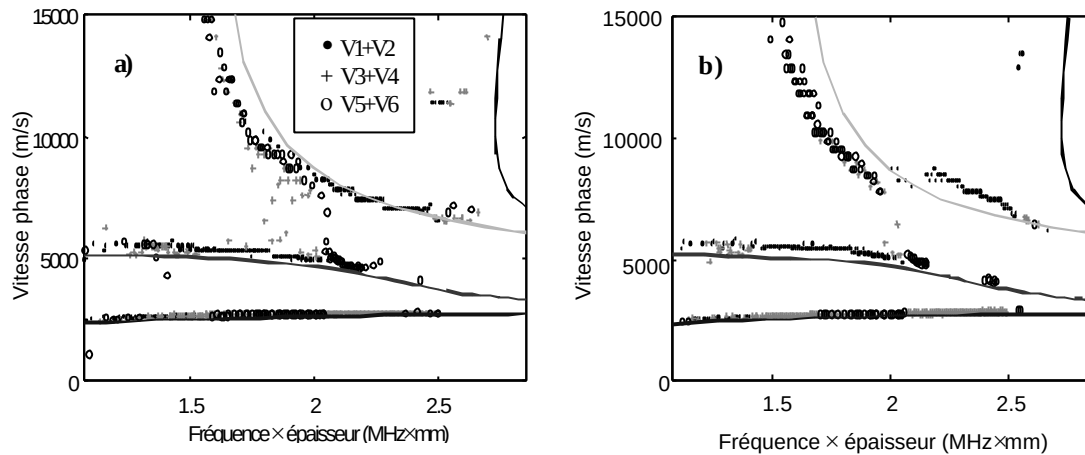


Figure 25 : Vitesses de phase calculées et théoriques a) zone saine b) zone contenant un défaut placé face à la barrette.

Lorsque la fissure est positionnée entre les points de génération, la perturbation induite par le défaut sur le signal réémis vers la barrette reste faible et difficilement interprétable. Nous avons simplement constaté sur le mode A_1 et pour certaines fréquences, une perturbation du spectre de résonance de la deuxième valeur singulière.

III- Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons analysé la perturbation induite par la présence d'une fissure à la surface d'un tube sur le spectre de résonance. La chute d'amplitude des résonances est marquée en présence du défaut mais les modifications sont inégalement réparties en fonction de la position du défaut. A l'aide de la simulation, nous avons montré que la trace temporelle de l'écho réfléchi apparaît nettement pour des profondeurs supérieures à 50% de l'épaisseur du tube.

En immergeant ce tube et en appliquant la méthode DORT, nous percevons alors les modifications énergétiques engendrées sur chaque mode en fonction de la fréquence. Nous avons ainsi constaté la présence de conversions de mode au passage de la fissure. Il serait intéressant de poursuivre cette étude en analysant des défauts de différentes profondeurs.

Conclusion générale

Les objectifs de cette thèse étaient d'étudier la propagation d'ondes de Rayleigh engendrées par une source thermoélastique et détectées par une sonde interférométrique sur des pièces de forme cylindrique, puis d'analyser et de quantifier l'interaction de cette onde avec une fissure positionnée aléatoirement sur la section.

A partir d'une solution analytique de la génération thermoélastique, nous avons calculé la forme de l'onde de Rayleigh sur un cylindre isotrope en prenant en compte la diffraction et la dispersion due aux variations de la vitesse de groupe. A l'aide d'une simulation aux différences finies, nous avons analysé la déformation progressive de l'onde de Rayleigh en raison de la dispersion propres aux variations de la vitesse de phase sur la circonférence du cylindre. En croisant ces deux modélisations de la propagation ultrasonore sur un cylindre, nous avons pu séparer l'influence de la dispersion provenant des variations de la vitesse de phase en champ très proche de la dispersion issue des variations de la vitesse de groupe en champ proche et en champ lointain. La comparaison des résultats théoriques et expérimentaux donne un accord relativement satisfaisant sur la forme des signaux. Ces résultats nous ont encouragé à analyser à l'aide de cette simulation aux différences finies l'interaction d'une onde de Rayleigh avec une fissure.

Parallèlement, nous avons étudié plusieurs configurations de contrôle (à 90° ou à 180°) ainsi que les différents paramètres pouvant altérer la qualité du signal détecté (positionnement, niveau de détection, ...). Nous avons alors proposé de tester un lot de cylindres, de dimension et de structure quasiment identiques, en calculant l'évolution du degré de ressemblance des signaux à chaque tour de propagation.

En présence d'une fissure placée aléatoirement sur la section du cylindre inspecté, l'onde de Rayleigh interagit à chaque tour avec le défaut et induit des ondes réfléchies et une onde transmise. Sur le premier tour de propagation, la trace d'un défaut de profondeur supérieure à 0,2 mm est manifeste. Pour les défauts de profondeur inférieure, nous avons constaté un effet cumulatif sur les ondes réfléchies qui entraîne une augmentation du rapport énergétique entre les ondes réfléchie et transmise à chaque tour. Le calcul du degré de ressemblance exploite la variation de ce rapport au cours de la propagation. Il permet de

mettre en évidence un défaut de profondeur 80 μm positionné aléatoirement sur la section. Toutefois, l'ensemble de ces résultats reste dépendant de la qualité du rapport signal à bruit. Une autre manière de mettre en évidence une fissure de profondeur variable est d'analyser spectralement les pertes induites sur l'onde transmise. Nous avons montré que le calcul de la fréquence de coupure du spectre transmis permet de détecter et de quantifier des défauts de profondeur supérieure à 0,3 mm. Le spectre de résonance met aussi en évidence une chute sensible de l'amplitude en fonction de la profondeur de la fissure mais la position du défaut induit une modulation sur l'amplitude des résonances donc un biais sur l'énergie spectrale.

A l'issue de ces études sur des défauts artificiels, nous avons examiné la faisabilité d'un contrôle ultrasonore sans contact mécanique sur des échantillons industriels. Nous avons mis en évidence tantôt sur une vis tantôt sur une pièce mécanique de forme complexe la présence d'un défaut réel de taille inférieure au millimètre. Ces fissures issues du frappe sont importantes sur les bords de la pièce et nettement moins profondes au niveau de la zone inspectée.

Enfin une étude d'un tube, sans contact mécanique dans un premier temps, a montré que la présence de la fissure entraîne également une chute de l'amplitude des résonances dépendante de la position du défaut. Par contre cette modulation affecte l'ensemble du spectre de résonance. Une deuxième méthode en immersion a permis de caractériser les modifications énergétiques de chaque mode de Lamb et la dissymétrie sur les points de réémission.

Ce travail de recherche nous permet de conclure que la détection et l'évaluation de fissures de profondeur inférieure à 0,3 mm à la surface d'un échantillon industriel est possible par génération et détection laser. En perspective, dans une première étape, nous allons transférer le dispositif expérimental au CETIM. Dans une seconde étape, il serait souhaitable d'essayer cette méthode de contrôle sans contact mécanique sur une chaîne industrielle notamment pour déterminer l'erreur minimale sur la position de l'échantillon vis-à-vis de la sonde hétérodyne. Des études supplémentaires, en laboratoire, permettraient de calibrer la pente de décorrélation et la profondeur du défaut en fonction de la fréquence de coupure du filtre passe-haut. De plus il serait intéressant de déterminer la profondeur minimale de fissure détectable en fonction du rayon du cylindre et en fonction du nombre d'interactions onde de Rayleigh /défaut. D'autres études nous permettraient de discriminer l'influence de paramètres comme la microstructure, l'état de surface, le traitement thermique sur l'amplitude et la forme de l'onde de Rayleigh ainsi que sur la détection et l'estimation du défaut.

Références bibliographiques

- [1] C.B. SCRUBY and L.E. DRAIN '*Lasers ultrasonics : techniques and application*', Ed Adam Hilger, 1990.
- [2] D. ROYER, '*Génération et détection optiques d'ondes élastiques*', Techniques de l'Ingénieur, article E4415, 1996.
- [3] M.H. NOROY, '*Génération d'ondes élastiques par un réseau de sources photothermiques. Application au contrôle non destructif*', Thèse de l'Université Paris VII soutenue le 20 octobre 1994.
- [4] R. COULETTE, '*Caractérisation de parois minces par une source photothermique et une détection interférométrique. Application au contrôle non destructif*', Thèse de l'Université Paris VII soutenue le 5 février 1999.
- [5] D.A. HUTCHINS, '*Mechanisms of pulsed photoacoustic generation*', Can. J. Phys., **64**, p.1247, 1986.
- [6] J.F. READY, '*Effects due to absorption of laser radiation*', J. Appl. Phys., **36**, p.462, 1965.
- [7] D.A. HUTCHINS, F. NADEAU, P. CIELO, '*A pulsed photoacoustic investigation of ultrasonic mode conversion*', Can. J. Phys., **64**, p.1334, 1986.
- [8] G.F. MILLER, H. PURSEY, '*The field and radiation impedance of mechanical radiators at the free surface of a semi-infinite isotropic solid*', Proc. Roy. Soc. London, **A223**, p.521, 1954.
- [9] D.A. HUTCHINS, R.J. DEWHURST, S.B. PALMER, '*Directivity patterns of laser generated ultrasound in aluminium*', J. Acoust. Soc. Am., **70**, p.1362, 1981.
- [10] P. ZHANG, C.F. YING, J. SHEN, '*Directivity patterns of laser thermoelastically generated ultrasound in metal with consideration of thermal conductivity*', Ultrasonics, **35**, p.223, 1997.
- [11] B. POUET, '*Modélisation physique par ultrasons laser : application à la prospection sismique*', Thèse de l'Université Paris VII soutenue le 10 avril 1991.
- [12] D.A. HUTCHINS, R.J. DEWHURST, S.B. PALMER, '*Laser generated ultrasound at modified metal surfaces*', Ultrasonics, **19**, p.103, 1981.
- [13] C. CORBEL, F. GUILLOIS, D. ROYER, M. FINK, R. DE MOL, '*Laser-generated elastic waves in carbon-epoxy composite*', IEEE Trans. Ultrason. Ferr. And Freq. Contr., UFFC-**40**, p.710, 1993.

- [14] L.R.F. ROSE, '*Point source representation for laser-generated ultrasound*', J. Acoust. Soc. Am, **75**, p.723, 1984.
- [15] F.A. McDONALD, '*On the precursor in laser-generated ultrasound waves forms in metals*', Appl. Phys. Lett., **56**, p.230, 1990.
- [16] C.B. SCRUBY, R.J. DEWHURST, D.A. HUTCHINS, S.B. PALMER, '*Quantitative studies of thermally generated elastic waves in laser-irradiated metals*', J. Appl. Phys., **51**, p.12, 1980.
- [17] R.J. DEWHURST, D.A. HUTCHINS, S.B. PALMER, C.B. SCRUBY, '*Quantitative measurements of laser-generated standard acoustic waveform*', J. Appl. Phys., **53**, p.4064, 1982.
- [18] P.A. DOYLE, '*On epicentral waveforms for laser-generated ultrasound*', J. Phys. D: Appl. Phys., **19**, p.1613, 1986.
- [19] M. DUBOIS, F. ENGUEHARD, L. BERTRAND, '*Modeling of laser thermoelastic generation of ultrasound in an orthotropic medium*', Appl. Phys. Lett., **64**, p.1, 1994.
- [20] M. DUBOIS, F. ENGUEHARD, M. CHOQUET, J.P. MONCHALIN L. BERTRAND, '*Numerical modeling of laser generation of ultrasound in an orthotropic medium*', Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation, **13**, p.1023, 1994.
- [21] D.A. HUTCHINS, J. HU, K. LUNDBGREN, '*A comparison of a laser and EMAT techniques for non contact ultrasonics*', Mater. Eval., **44**, p.1244, 1986.
- [22] A.M. AINDOW, R.J. DEWHURST, S.B. PALMER, C.B. SCRUBY, '*laser-based non-destructive testing techniques for the ultrasonic characterization of subsurface flaws*', NDT Int., **17**, p.635, 1998.
- [23] K. AKI, G. RICHARDS, '*Quantitative seismology*', vol.1, ed. Freeman, San Francisco, 1980.
- [24] J.D. AUSSEL, '*Génération par laser d'ondes ultrasonores dans les matériaux : application au contrôle non destructif*', Thèse soutenue le 23 octobre 1986 à l'INSA de Lyon.
- [25] D. ROYER, E. DIEULESAINT, '*Optical probing of the mechanical impulse response of a transducer*', Appl. Phys. Lett., **49**, p.1056, 1986.
- [26] J.A. COOPER, R.A. CROSBIE, R.J. DEWHURST, A.D.W. MCKIE, S.B. PALMER, '*Surface acoustic wave interactions with cracks and slots : a noncontacting study using lasers*', IEEE Trans. Ultrason. Ferr. And Freq. Contr., UFFC-**33**, p.462, 1986.
- [27] J.P. MONCHALIN, '*Optical detection of ultrasound*', IEEE Trans. Ultrason. Ferr. And Freq. Contr., UFFC-**33**, p.485, 1986.

- [28] D. ROYER, E. DIEULESAINT, '*Optical detection of sub-angström transient mechanical displacements*', IEEE Ultrasonics Symp. Proc., p.527, 1986.
- [29] J.P. MONCHALIN, R. HEON, P. BOUCHARD, C. PADIOLEAU, '*Broadband optical detection of ultrasound by optical sideband stripping with confocal Fabry-Perot*', Appl. Phys. Lett., **55**, p.1567, 1969.
- [30] D. ROYER, E. DIEULESAINT, Y. MARTIN, '*Improved version of a polarized beam heterodyne interferometer*', IEEE Ultrasonics Symp. Proc., p.432, 1985.
- [31] P.A. DOYLE, C.M. SCALA, '*Near-field ultrasonic Rayleigh waves from a laser line source*' Ultrasonics, **34**, p.1, 1996.
- [32] Y.H. BERTHELOT, '*Half-order derivative formulation for the analysis of laser-generated Rayleigh waves*', Ultrasonics, **32**, p.153, 1994.
- [33] G. TOBOLKA, '*Mixed matrix representation of SAW transducers*' IEEE Trans. Son. And Ultrason., **26**, p.426, 1979.
- [34] L. BOYER, '*Etude des phénomènes de réflexion – réfraction des ondes planes acoustiques dans des milieux piézoélectriques*', Thèse de l'Université Paris VII soutenue le 27 juin 1994.
- [35] D. ROYER, '*Mixed matrix formulation for the analysis of laser-generated acoustic waves by a thermoelastic line source*', Ultrasonics, **39**, p.345, 2001.
- [36] C. CHENU, '*Génération d'ondes de Rayleigh par un laser multisource*', Thèse de l'Université Paris VII soutenue le 24 novembre 1997.
- [37] D. ROYER, C. CHENU, '*Experimental and theoretical waveforms of Rayleigh waves generated by a thermoelastic laser line source*', Ultrasonics, **38**, p.891, 2000.
- [38] R.M. WHITE, '*Generation of elastic waves by transient surface heating*', J. Appl. Phys., **34**, p.3559, 1963.
- [39] M. DUBOIS, '*Etude de la génération des ultrasons laser dans un matériau composite*', Thèse soutenue en septembre 1994 à l'Ecole Polytechnique de Montréal.
- [40] M. HIARO, H. FUKUOKA, '*Scattering of Rayleigh surface waves by edge cracks : numerical simulation and experiment*', J. Acoust. Soc. Am., **62**, p.602, 1982.
- [41] Y. ANGEL, J.D. ACHENBACH, '*Reflection and transmission of obliquely incident Rayleigh waves by a surface-breaking crack*', J. Acoust. Soc. Am., **75**, p.2, 1984.
- [42] X. JIA, D. ROYER, G. QUENTIN, '*Pulsed laser excitation and optical detection of Rayleigh waves on a metallic sphere*', Journal de physique IV, **2**, p.798, 1992.
- [43] H. ÜBERALL, '*Surface waves in acoustics*', Plenum Press, New York, 1967.

- [44] D. ROYER, Y. SHUI, X. JIA, E. DIEULESAINT, '*Surface waves on sphere*', Proc. Western Pacific Regional Acoustics Conference, Shanghai, 1988.
- [45] I.A. VIKTOROV, '*Rayleigh and Lamb waves*', Plenum Press, New York, 1967.
- [46] D. ROYER, E. DIEULESAINT, '*Ondes élastiques dans les solides : tome 1*', Ed Masson, p.288, 1996.
- [47] Y. CHO, J.L. ROSE, D.D. HONGERHOLT, '*Defect characterization and sizing potential with guided waves : theory*', Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation, Seattle, 1995.
- [48] H. WALASZEK, D. CLORENNEC, D. ROYER, '*Non contacting ultrasonics : a review of new approaches lead in CETIM*', Proc. World Congress NDT, Rome, 2000.
- [49] D. CLORENNEC, D. ROYER, H. WALASZEK, '*Nondestructive evaluation of cylindrical parts using laser ultrasonics*', Ultrasonics, (en cours de publication).
- [50] J. DE ROSNY, P. ROUX, '*Multiple scattering in a reflecting cavity : application to a fish counting in a tank*', J. Acoust. Soc. Am, **109**, p.2587, 2001.
- [51] C.M. SCALA, S.J. BOWLES, '*Laser ultrasonics for surface-crack depth measurement using transmitted near-field Rayleigh waves*', Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation, p.327, 2000.
- [52] D. ROYER, E. DIEULESAINT, P. LECLAIRE, '*Remote sensing of the thickness of hollow cylinders from optical excitation and detection of Lamb waves*', IEEE, Ultrasonics symposium, p.1163, 1989.
- [53] R.J. DEWHURST, C. EDWARDS, A.D.W. MCKIE, S.B. PALMER, '*Estimation of the thickness of thin metal sheet using laser generated ultrasound*', Appl. Phys. Lett., **51**, p.1066, 1987.
- [54] C. PRADA, M. FINK, '*Eigenmodes of the time reversal operator: A solution to selective focusing in multiple target media*', Wave Motion **20**, p.151, 1994.
- [55] E. KERBRAT, C. PRADA, D. CASSEREAU, R. K. ING, M. FINK, '*Detection and imaging in complex media with the D.O.R.T.*', IEEE Ultrason. Symp. Proc., p.779, 2000.
- [56] N. MORDANT, C. PRADA, M. FINK, '*Highly resolved detection and selective focusing in a waveguide using the D.O.R.T. method*', J. Acoust. Soc. Am. **105**, (5), p.2634, 1999.
- [57] C. PRADA, M. TANTER, M. FINK, '*Flaw detection in solid with the D.O.R.T. method*' Proc. IEEE Ultrason. Symp. 1995, p.679, 1997.

- [58] C. PRADA, M. FINK, '*Separation of interfering acoustic scattered signals using the invariant of the time-reversal operator. Application to Lamb waves characterization*', J. Acoust. Soc. Am. **104**, (2), p.801, 1998.
- [59] C. PRADA, S. MANNEVILLE, D. SPOLIANSKY, M. FINK, '*Decomposition of the time reversal operator: Detection and selective focusing on two scatterers*' J. Acoust. Soc. Am. **99**, p.2067, 1996.
- [60] E. KERBRAT, D. CLORENNEC, C. PRADA, D. ROYER, D. CASSEREAU, M. FINK, '*Detection of cracks in a thin air-filled hollow cylinder by application of the D.O.R.T. method to elastic components of the echo*', Ultrasonics, (en cours de publication).
- [61] M.H. NOROY, D. ROYER, M. FINK, '*The laser generated ultrasonic phase array : Analysis and experiments*', J. Acoust. Soc. Am., **94**, p.1934,1993.
- [62] D. ROYER, '*Generation and detection of elastic waves by laser*', Proc. Ultrasonics World Congress, vol.1, p.51, 1995.
- [63] C. PRADA, F. WU, M. FINK, '*The iterative time-reversal mirror : A solution to self focusing in the pulse echo mode*', J. Acoust. Soc. Am., **90**, p.1119, 1991.
- [64] C. PRADA, J.L. THOMAS, M. FINK, '*The iterative time-reversal process :analysis of the convergence*', J. Acoust. Soc. Am., **97**, p.62, 1995.
- [65] J.D. AUSSEL, A. LEBRUN, J.C. BABOUX, '*Generating acoustic waves by laser : theoretical and experimental study of the emission source*', Ultrasonics, **26**, p245, 1988.
- [66] E. LAFOND, F. ENGHEHARD, A. COURNOYER, A .TARRATS, J.P. LONGUEMARD, '*A two-dimensional model for sensitivity studies on laser-generated ultrasound*', Ultrasonics World Congress 1995 Proceedings, p.245, 1995.
- [67] E.LAFOND, '*Etude de la génération et de la détection d'ultrasons par lasers en vue du contrôle non destructif (sans contact)*', Thèse soutenue le 26 octobre 1995 à l'Université Paris XI.
- [68] H. WALASZEK, D. CLORENNEC, D. ROYER, '*Non contacting ultrasonics : a review of new approaches lead in CETIM*', Acte de congrès COFREND, Reims, 2001.
- [69] B. CRETIN, D. HAUDEN, '*Thermoelastic scanning microscope using a laser probe*', IEEE Ultrason. Symp. Proc., p.821, 1984.
- [70] C. CHENU, D. ROYER, M. FINK, '*Defect detection by surface acoustic waves generated by a multiple beam laser*', Appl. Phys. Lett., 65, **9**, p.1091, 1994.

ANNEXE I

Matrice mixte dans un solide isotrope

Dans un solide isotrope, seules deux ondes de volume peuvent se propager avec des vitesses de particule $\mathbf{v}$ et des forces $\mathbf{f}$ contenues dans le plan incident (x_1, x_2) . De ce fait, les sous-matrices de la matrice mixte sont d'ordre 2. Vérifiant la loi de Snell-Descartes, la composante s_1 de la lenteur est parallèle à l'interface $x_1 = 0$ et est identique pour toutes les ondes incidentes et réfléchies. De même $s_3 = 0$. Les composantes s_{2L} et s_{2T} sont données par la relation de dispersion :

$$s_1^2 + s_{2L}^2 = s_L^2, \quad s_1^2 + s_{2T}^2 = s_T^2, \quad (\text{A1})$$

où $s_L = 1/V_L$ et $s_T = 1/V_T$ sont les lenteurs des ondes longitudinale et transversale, inverse des vitesses. Ces vitesses sont définies à l'aide des constantes élastiques c_{11} ($= c_{22}$) et c_{66} ($c_{21} = c_{11} - 2c_{66}$) telles que $V_L = \sqrt{c_{11}/\rho}$ et $V_T = \sqrt{c_{66}/\rho}$. Nous pouvons alors calculer les impédances acoustiques z_1 et z_2 des ondes transmises :

$$\begin{cases} z_1 = c_{66}(s_1 q_2 + s_2 q_1) \\ z_2 = c_{11}(s_1 q_1 + s_2 q_2) - 2c_{66}s_1 q_1. \end{cases} \quad (\text{A2})$$

Pour les ondes longitudinales transmises, nous avons les relations suivantes :

$$q_1 = s_1 V_L \text{ et } q_2 = s_{2L} V_L \quad (\text{A3})$$

En utilisant les relations $c_{11}(s_1^2 + s_{2L}^2) = \rho = c_{66}s_T^2$, nous pouvons alors réécrire les impédances :

$$\begin{cases} z_{1L} = 2c_{66}s_1 s_{2L} V_L \\ z_{2L} = [c_{11}(s_1^2 + s_{2L}^2) - 2c_{66}s_1^2] V_L = c_{66}(s_T^2 - 2s_1^2) V_L. \end{cases} \quad (\text{A4})$$

De la même manière les ondes transversales transmises ont pour polarisation :

$$q_1 = -s_{2T} V_T \text{ et } q_2 = s_1 V_T \quad (\text{A5})$$

Alors les impédances acoustiques sont :

$$\begin{cases} z_{1T} = c_{66}(s_1^2 - s_{2T}^2)V_T = c_{66}(2s_1^2 - s_T^2)V_T \\ z_{2T} = 2c_{66}s_1s_{2T}V_T. \end{cases} \quad (\text{A6})$$

Dans le cas d'un milieu semi-infini isotrope, les matrices d'impédance **A** et **B**, correspondant aux ondes incidentes et réfléchies [35], sont identiques. En introduisant le coefficient de Lamé $\mu = c_{66}$ et en effectuant la correspondance des indices $L \rightarrow 1$ et $T \rightarrow 2$, nous pouvons écrire ces matrices en fonction des lenteurs, des vitesses et du coefficient de Lamé :

$$\mathbf{A} = \mathbf{B} = \mu \begin{bmatrix} 2s_1s_{2L}V_L & (2s_1^2 - s_T^2)V_T \\ -(2s_1^2 - s_T^2)V_L & 2s_1s_{2T}V_T \end{bmatrix}. \quad (\text{A7})$$

En inversant la matrice **B**, nous obtenons la matrice d'émission $\mathbf{E} = \mathbf{B}^{-1}$ [35] :

$$\mathbf{E} = \frac{1}{\mu\Delta} \begin{bmatrix} 2s_1s_{2T}s_L & (s_T^2 - 2s_1^2)s_L \\ (2s_1^2 - s_T^2)s_T & 2s_1s_{2L}s_T \end{bmatrix} \quad (\text{A8})$$

où
$$\Delta(s_1) = (2s_1^2 - s_T^2)^2 + 4s_1^2s_{2L}s_{2T}. \quad (\text{A9})$$

Notons **Q** la matrice de polarisation des ondes réfléchies [35]:

$$\mathbf{Q} = \begin{bmatrix} q_{1L} & q_{1T} \\ q_{2L} & q_{2T} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} s_1V_L & -s_{2T}V_T \\ s_{2L}V_L & s_1V_T \end{bmatrix} \quad (\text{A10})$$

Alors la matrice des admittances **Y** se déduit à l'aide de la relation : $\mathbf{Y} = \mathbf{QB}^{-1} = \mathbf{QE}$:

$$\mathbf{Y} = \frac{1}{\mu\Delta} \begin{bmatrix} s_T^2s_{2T} & -s_1(2s_1^2 - s_T^2 + 2s_{2L}s_{2T}) \\ s_1(2s_1^2 - s_T^2 + 2s_{2L}s_{2T}) & s_T^2s_{2L} \end{bmatrix} = \frac{\mathbf{N}}{\mu\Delta}. \quad (\text{A11})$$

A l'aide de la relation (A1), nous constatons que les matrices d'émission **E** et des admittances **Y** ne dépendent que d'une seule variable : la lenteur s_1 .

Lorsque $s_1 > s_T > s_L$, les composantes normales s_{2L} et s_{2T} sont imaginaires :

$$s_{2L} = -i(s_1^2 - s_L^2)^{1/2}, \quad s_{2T} = -i(s_1^2 - s_T^2)^{1/2}, \quad (\text{A12})$$

Le déterminant Δ de la matrice $\mathbf{A}$ se met sous la forme :

$$\Delta(s_1) = (2s_1^2 - s_T^2)^2 - 4s_1^2(s_1^2 - s_T^2)^{1/2}(s_1^2 - s_L^2)^{1/2} \quad (\text{A13})$$

L'annulation de ce déterminant $\Delta(s_1) = 0$ ne fournit qu'une seule valeur réelle $s_R = 1/V_R$ correspondant à l'onde de Rayleigh se propageant dans le demi-espace.

Les composantes de la matrice $\mathbf{N}$ s'expriment par :

$$N_{11}(s_R) = -is_T^2(s_R^2 - s_T^2)^{1/2} \quad N_{22}(s_R) = -is_T^2(s_R^2 - s_L^2)^{1/2} \quad (\text{A14a})$$

$$N_{21}(s_R) = \frac{s_T^2}{2s_R}(2s_R^2 - s_T^2) = -N_{12}(s_R). \quad (\text{A14b})$$

La dérivée de l'équation de Rayleigh exprimée pour $s_1 = s_R$ s'écrit en fonction des paramètres sans dimension $\zeta = s_R^2/s_T^2$ et $\varsigma = s_L^2/s_T^2$:

$$\left(\frac{d\Delta}{ds_1} \right)_{s_R} = -2s_R s_T^2 \frac{8\varsigma^3(1-\kappa) - 4\zeta + 1}{\varsigma(2\zeta - 1)^2}. \quad (\text{A15})$$

Résumé :

En contrôle non destructif par ultrasons, l'utilisation de la génération et de la détection par laser présente l'avantage de ne pas nécessiter de contact mécanique. La source laser crée à la surface du matériau un échauffement qui engendre dans celui-ci un champ de contraintes. Ce champ est la source d'ondes élastiques de surface et de volume. En régime thermoélastique (régime non destructif) et dans le cas d'une source linéique, les ondes de surface sont prépondérantes. Nous avons étudié la propagation de ces ondes sur des pièces cylindriques. Dans le cas d'un cylindre, nous avons développé un modèle analytique permettant d'analyser l'influence de la dispersion due aux variations de la vitesse de groupe sur la forme de l'onde de Rayleigh. Nous avons également constaté expérimentalement la déformation de l'onde de Rayleigh selon la position du point d'observation déterminée par son angle par rapport aux pôles d'émission. Ces résultats ont été corroborés par une simulation aux différences finies. Dans une approche plus industrielle, nous avons analysé les différents éléments pouvant perturber la détection des ondes ultrasonores (la sonde optique, la configuration de contrôle, la dimension des échantillons ...). En présence d'un défaut, nous avons montré, dans le domaine temporel et dans le domaine spectral, que la détection de fissures débouchantes de profondeur 0,2 mm à 1 mm est réalisable sur le premier tour de propagation. En raison des propriétés géométriques de l'échantillon, nous avons constaté un effet cumulatif sur l'énergie des ondes réfléchies par la fissure en fonction du nombre de tour de propagation. A l'aide d'une méthode de calcul du degré de ressemblance et en décomposant le signal ultrasonore temporel en fenêtres centrées sur chaque onde transmise, nous avons mis en évidence des défauts de profondeur 0,08 mm, quelle que soit leur position sur le cylindre. Dans le cas d'un tube, nous avons comparé la méthode sans contact mécanique à une méthode en immersion, développée au laboratoire, basée sur la décomposition de l'opérateur de retournement temporel (DORT). Nous avons mis en évidence la présence d'une fissure de profondeur égale à la moitié de l'épaisseur du tube par ces deux techniques de contrôle et probablement des conversions de mode au passage de la fissure à l'aide de la méthode DORT.

Discipline : Acoustique physique.

Mots-clés : Ondes de Rayleigh sur un cylindre. Génération thermoélastique. Détection optique. Mesures sans contact mécanique. Evaluation non destructive de défauts.

Adresse du laboratoire : Laboratoire Ondes et Acoustique

ESCPI, 10 rue Vauquelin, 75231 Paris cedex 05.