

وزارة التعليم العالي و البحث العلمي
Ministère de l'Enseignement Supérieures et de la Recherche Scientifique

BADJI MOKHTAR ANNABA UNIVERSITY
UNIVERSITE BADJI MOKHTAR ANNABA



جامعة باجي مختار عنابة

Année 2019

Faculté des Sciences
Département de Physique
Laboratoire L. E. A. M.

THESE

Présenté en vue de l'obtention du diplôme de

Doctorat en Sciences

*Modélisation et séparation des vitesses transmises à travers les matériaux
monocouches et multicouches par microscopie acoustique*

Option:

Physique des matériaux

Par

Chafia ATAILIA

Devant le Jury:

Président	Ali GASMI	Pr.	Univ. Annaba
Rapporteurs	Amar BOUDOUR	Pr.	Univ. Annaba
	Youcef BOUMAIZA	Pr.	Univ. Annaba
Examineur	Mohamed Cherif BENOUDIA	M.C	ESNMM Annaba
Examineur	Othmani AMARA	Pr.	Univ. Skikda
Examineur	Mohamed RETIMA	Pr.	ESNMM Annaba

Remerciements

Ce travail de thèse a été réalisé au sein du laboratoire d'Elaboration et d'Analyse des Matériaux (LEAM) du département de physique, faculté des sciences, Université Badji Mokhtar - Annaba.

Avant tout, mes remerciements à mon Dieu tout puissant qui m'a aidé à faire ce travail, en me donnant le courage, la patience et la santé durant mes longues années d'études.

Mes remerciements s'adressent tout d'abord à mes deux directeurs de thèse Amar BOUDOOR, Youcef BOUMAIZA pour avoir dirigé ces travaux et pour m'avoir confié ce sujet de thèse très passionnant. J'exprime ma reconnaissance pour leurs aides si précieuses, leurs intérêts et leurs disponibilités. Toutes leurs compétences, leurs qualités humaines m'ont beaucoup servi au cours de ces années.

Ma sincère gratitude d'adresse également à Monsieur Ali GASMI professeur à l'université Badji Mokhtar, qui m'a fait l'honneur de présider le jury de cette thèse. Je lui exprime tous mes remerciements pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail.

Que Monsieur Amara OTHMANI professeur à l'université de Skikda reçoive mes profonds remerciements d'avoir accepté d'examiner cette thèse ainsi qu'à l'intérêt qu'il a porté à ce travail.

Je remercie également monsieur Mohamed RETIMA professeur à l'ENSMM, d'avoir accepté de faire partie de ce jury et surtout d'avoir accepté de juger ce travail.

Je suis très sensible à l'intérêt que Monsieur Mohamed Cherif BENOUDIA, maître de conférences à l'ENSMM - Annaba., qui m'a fait l'honneur de juger ce travail et de faire partie de ce jury et je l'en remercie vivement.

C'est un plaisir de remercier monsieur le professeur Soliman BELKAHLA premier directeur de notre laboratoire LEAM à l'université Badji Mokhtar pour sa compétence, sa qualités humaines m'ont beaucoup servi au cours de ces années ces précieux conseils et son encouragement.

Ma sympathie va à tous les Permanents et doctorants que j'ai côtoyés pendant mes années de thèse et plus particulièrement : Rania BENLACHIMI, Chaima LARBAOUI, Hacene LAZRI. Je remercie également très chaleureusement tout le personnel du département de physique pour leurs disponibilités et leurs gentillesse.

Mes dernières pensées vont à toute ma famille au sens large, Mes parents- qui m'ont accompagné et aidé depuis mon enfance, à ma sœur Ibtissem maitre assistante à la faculté de

médecine à l'université de Constantine 3 qui m'a aidé et m'a encouragé dans les moments difficiles et mes ami(e)s).

Résumé

Ce travail porte sur l'étude de l'influence des différents paramètres (fréquences de travail, liquides de couplage, atténuation, épaisseur de la couche déposée, types des matériaux, ... etc.) sur les propriétés mécaniques du matériau analysé en utilisant le concept de la microscopie acoustique à balayage haute fréquence comme moyen de caractérisation non destructif (CND).

Après avoir donné les généralités sur les aspects liés aux phénomènes de la propagation des ondes ultrasonores dans les matériaux monocouches et multicouches, ainsi que les principes de base de la signature acoustique dites $V(z)$ et du pouvoir de réflecteur $R(\theta)$.

L'étude se base sur l'utilisation du modèle optimisé au laboratoire lors de l'exploration des matériaux massifs ou multicouches, et en particulier le cas où la vitesse de la couche est plus rapide que celle du substrat et inversement selon le modèle de Brekhovskikh. Cette analyse du signal simulé permet de déterminer la variation de la phase et de l'amplitude du coefficient de réflexion $R(\theta)$ en fonction de l'angle d'incidence (θ) de l'onde acoustique générée par le capteur acoustique (transducteur), du type de la structure considérée, ... etc., pour la détermination des paramètres mécaniques (module de Young (E), module de cisaillement (G) et le coefficient de Poisson (ν)). Ensuite une étude quantitative (signature acoustique $V(z)$ et $R(\theta)$) et qualitative (imagerie) ont été faite sur des structures Ni($5\mu\text{m}$)/Verre et Al($10\mu\text{m}$)/Si qui ont subis des procédés de recuit afin de valider notre modèle.

Mots clés: Microscopie acoustique à balayage, Signal acoustique $V(z)$, Coefficient de réflexion $R(\theta)$, multicouche, Effets de recuit, Interfaces d'adhérence, Constantes élastiques, Contrôle non destructif (CND).

Abstract:

The aim of This work is the study the influence of the various parameters (working frequencies, coupling liquids, attenuation, thickness of the deposited layer, types of materials, ... etc.) on the mechanical properties of the material analyzed by using the concept of the scanning acoustic microscopy at high frequency as a means of non-destructive characterization (NDT).

After giving the generalities on the aspects related to the phenomena of the propagation of ultrasonic waves in monolayer and multilayer materials, as well as the basic principles of the acoustic signature called $V(z)$ and the reflectivity $R(\theta)$.

The study is based on the use of the model optimized in the laboratory during the exploration of massive or multilayer materials, and in particular the case where the speed of the layer is faster than that of the substrate and conversely according to the Brekhovskikh model. . This analysis of the simulated signal makes it possible to determine the variation of the phase and of the amplitude of the reflection coefficient $R(\theta)$ as a function of the angle of incidence (θ) of the acoustic wave generated by the acoustic sensor (transducer), the type of the structure in question, etc., for the determination of the mechanical parameters (Young's modulus (E), shear modulus (G) and the Poisson's ratio (ν)). Then a study quantitatively (acoustic signature $V(z)$ and $R(\theta)$) and qualitatively (imaging) was made on Ni($5\mu\text{m}$)/glass and Al($10\mu\text{m}$)/Si structures which underwent annealing processes to validate our model.

Key words: Scanning Acoustic Microscopy, Acoustic signal, Reflection coefficient $R(\theta)$, $V(z)$, multilayer, Annealing effects, Adhesion interfaces, Elastic constants, Non Destructive Control (NDT)

ملخص

يتناول هذا العمل دراسة تأثير العوامل المختلفة (ترددات العمل، سوائل الاقتران، التخامد، سمك الطبقة المودعة، أنواع المواد، ... إلخ) على الخواص الميكانيكية للمواد التي تم تحليلها باستخدام مفهوم المسح المجهري الصوتي عالي الترددات كوسيلة للفحص الغير مدمر (NDT).

بعد إعطاء التعميمات على الجوانب المتعلقة بظواهر إنتشار الموجات فوق الصوتية في أحادي الطبقة والمواد متعددة الطبقات، وكذلك المبادئ الأساسية للتوقع الصوتية التي تسمى $V(z)$ ومعاملات الانعكاس $R(\theta)$.

تعتمد الدراسة على استخدام النموذج الأمثل في المختبر أثناء استكشاف المواد الضخمة أو متعددة الطبقات، وخاصةً الحالة التي تكون فيها سرعة الطبقة أسرع من الركيزة والعكس. وفقاً لنموذج بريخوفسكيخ. يتيح هذا التحليل للإشارة المحاكاة تحديد تباين الطور وسعة معامل الانعكاس $R(\theta)$ بدلالة زاوية الورود (θ) للموجة الصوتية الناتجة عن المستشعر الصوتي (محول) ، ونوع الهيكل المعني،... إلخ، لتحديد المعاملات الميكانيكية (معامل يونغ (E) ، معامل القص (G) ونسبة Poisson (ν)). بعدها أجريت الدراسة الكمية (التوقع الصوتي $V(z)$ و $R(\theta)$ والنوعية (التصوير) على البنيات $Al(10\ \mu m)/Si$ و $Ni(5\ \mu m)/verre$ التي خضعت لعمليات التلدين من أجل التحقق من صحة نموذجنا.

الكلمات المفتاحية:

المسح المجهري الصوتي، إختبار غير مدمر (NDT) ، معامل الانعكاس $R(\theta)$ ، الإشارة الصوتية $V(z)$ ، مواد متعددة الطبقات، تأثيرات التلدين، سطوح الالتصاق، ثوابت المرونة (E, G, ν)

Table des matières

Remerciements	1
Résumé	3
Abstract:	4
ملخص	5
Table des matières	6
Table des figures	9
Liste des tableaux	12
Liste des symboles:	13
Introduction générale.....	16
Chapitre I.....	19
I. Microscope acoustique à balayage (SAM: Scanning Acoustic Microscopy).....	20
I.1 Historique	20
I.2. Principes de base	20
I.3. Liquide de couplage	22
I.4. Domaines d'utilisation de la microscopie acoustique. Résolution.....	23
I.5. Passage des dioptries Lentille/liquide et liquide/objet	25
I.6. Imagerie en profondeur	25
I.7. Problèmes liés à l'imagerie en profondeur.....	26
I.7.1. Dégradation de la résolution.....	27
I.7.2. Absorption et diffusion.....	27
I.7.3. Réflexion à l'interface liquide-objet:.....	27
I.7.4. Aberration	28
I.8. Domaines d'application d'imagerie en profondeur.....	28
I.9. Conclusion:.....	29
Chapitre II	30
II. Les ondes élastiques dans les matériaux.....	31
II.1. introduction	31
II.2 Relation entre contrainte -déformation:	31
II.3 Equation d'onde dans un solide:	32

II.3.1 Ondes acoustiques de volume	33
II.3.2 Ondes acoustiques de surface.....	34
II.3.2.a. Polarisation sagittale	34
i. Ondes acoustiques de Rayleigh	34
ii. Ondes de Sezawa et de Rayleigh perturbée.....	35
iii. Pseudos et Leaky SWA:	35
II.3.2.b. Polarisation transverse horizontale	35
i. Ondes de Bleustein Gulayev	35
ii. Les Leaky SAW et les SSBW (Surface Skimming Bulk Wave)	36
II.3.3. Ondes de Lamb dans les matériaux homogènes isotropes (ondes de plaque).....	36
II.4 Comportement des ondes acoustiques à travers les différentes interfaces.....	39
II.5. Coefficient de réflexion $R(\theta)$:	40
II.5.1. A l'interface liquide-solide.....	40
II.5.2. Le cas d'une couche immergée dans un liquide.....	40
II.5.3. Dans un matériau multicouche	42
II.6. Conclusion:	45
Chapitre III	47
III. Modélisation des signaux acoustique en régime harmonique	48
III.1 introduction.....	48
II.2 Principe de la modélisation en régime harmonique.....	48
II.3 Modèle de Sheppard et Wilson	49
II.3.1 Modélisation de la signature acoustique $V(z)$ en fonction de $R(\theta)$	49
III.4. Traitement de la signature acoustique $V(z, f)$	53
III.5. Détermination de $R(\theta, f)$ en fonction de l'inversion de $V(z, f)$	54
III.6. Techniques d'inversion de $R(\theta, f)$	56
III.7. Conclusion:	56
Chapitre IV	58
Résultats et discussions	58
IV.1. Introduction:	59
IV.2. Séparation des vitesses des ondes acoustiques dans des différents systèmes:	60
IV.2.1. Etude des matériaux massifs:.....	60
IV.2.1.1. Détermination des vitesses à partir du $V(z)$	62
IV.2.2. Le cas d'une couche immergée dans l'eau:	63
IV.2.3. Etude des systèmes monocouches:	66
IV.2.3.1. Introduction	66
IV.2.3.2. Etude du cas où $(V_{TC} > V_{TS})$ (système eau/Si/acier).....	68

i. Modélisation des courbes de la signature acoustique $V(z)$:	71
IV.2.3.3. Etude du cas où ($V_{TC} < V_{TS}$) (système eau/acier/Si)	72
i. Dispersion des vitesses des ondes de surface:	75
IV.2.3.4. Etude théorique et expérimentale du système eau/Nickel/verre	76
i. Influence de l'épaisseur de la couche sur la propagation d'onde	76
ii. L'influence de l'épaisseur de la couche de Ni sur le $V(z)$:	79
iii. Dispersion des vitesses en fonction de l'épaisseur de la couche et de la fréquence du travail:	81
vi. Détermination des paramètres élastiques de la couche:	82
iv. Conclusion	83
IV.2.3.4. Etude théorique et expérimentale du système Aluminium/Silicium (Al/Si)	84
IV.2.3.4.1. Etude théorique:	84
i. Courbes de dispersion théoriques des vitesses	84
ii. Variation de E, G et ν en fonction de l'épaisseur de la couche	85
IV.2.3.4.2. Etude expérimentale : Etude de l'effet de recuit à l'interface d'une couche d'aluminium déposée sur un substrat de silicium [100]	86
i. Caractéristiques des échantillons :	86
IV.3. Conclusion	91
Conclusion et perspective	92
Bibliographies	94

Table des figures

Figure (I- 1): Principe du microscope acoustique fonctionnant; (a) en réflexion, (b) en transmission [18].	21
Figure (I- 2): Interface entre un liquide (milieu 1) et un solide (milieu 2).	25
Figure (I- 3): Représente une image obstétrique obtenue sur un échographe [36].	26
Figure (I- 4): Image acoustique d'aluminium montrant une structure en grains ($1000 * 700 \mu\text{m}^2$, $f = 600 \text{ MHz}$) [37].	26
Figure (I- 5): Image acoustique obtenue des granitieux collés avec un ciment portland à $f = 400 \text{ MHz}$ (i) et SEM (j) d'un échantillon [38].	26
Figure (I- 6): a) Aberration due au passage du dioptré, b) aberration totale en profondeur [5].	28
Figure (I- 7): Image obtenue à l'interface après collage de l'époxy/substrat [39].	29
Figure (II- 1): Schéma d'un solide traversé par une onde longitudinale [40].	33
Figure (II- 2): Schéma d'une onde transversale dans un solide; (a) à polarisation horizontale, (b) à polarisation verticale [40].	33
Figure (II- 3): Représentation schématique de la propagation de l'onde de Rayleigh sur une surface libre d'un solide [35, 40, 44].	34
Figure (II- 4): Types d'ondes à l'interface entre deux milieux; (a) La décomposition de l'onde de Rayleigh à l'interface liquide-solide, (b) onde à faible décroissance à l'interface liquide-solide, c) l'onde de Stoneley à l'interface entre deux solides [40].	35
Figure (II- 5): Onde de Bleustein-Gulyaev à la surface d'un matériau piézoélectrique [46].	36
Figure (II- 6): Une plaque homogène isotrope (axes de référence).	36
Figure (II- 7): Modes de Lamb (a) symétrique et (b) antisymétrique dans un matériau homogène et isotrope; (x est la direction de propagation de l'onde acoustique) [40].	38
Figure (II- 8): Vitesses de phase des modes de Lamb symétriques (trait plein) et antisymétriques (trait pointillé) dans une plaque de Silice [49].	39
Figure (II- 9): Schéma d'une onde longitudinale incidente d'un milieu liquide vers un milieu solide.	39
Figure (II- 10): Schéma illustrant les ondes réfléchies et transmises à travers une couche immergée dans l'eau.	42
Figure (II- 11): La géométrie de l'onde incidente du liquide de couplage vers le matériau multicouche.	43
Figure (III- 1): Schéma du capteur et des trajets acoustiques en réflexion.	49
Figure (III- 2): Signature acoustique théorique $V(z)$ du système eau/verre, $f = 600 \text{ MHz}$.	50
Figure (III- 3) : Réponse équivalente de lentille $V_L(z)$ obtenue sur du téflon, $f = 600 \text{ MHz}$.	52
Figure (III- 4): Réponse du matériau $V_M(z)$ après soustraction de la réponse de la lentille dans le cas de deux matériaux différents à $f = 600 \text{ MHz}$.	52
Figure (III- 5): Spectre FFT de la signature acoustique $V(z)$ ($f = 600 \text{ MHz}$) de deux matériaux; (a) le verre, (b) le tungstène.	54

Figure (IV - 1): Variation de l'amplitude et de la phase du pouvoir réflecteur $R(\theta)$ des matériaux massifs, liquide du couplage: eau.....	61
Figure (IV - 2): Signature acoustique $V(z)$ théorique des matériaux massifs, capteur ouvert à 50° , $f = 600\text{MHz}$, liquide du couplage: eau.....	62
Figure (IV - 3): Coefficient de réflexion $R(\theta)$ d'une couche d'acier inox immergée dans l'eau en fonction de l'épaisseur des parois du réacteur, $f = 600\text{MHz}$, liquide de couplage: eau;(a) phase, (b) amplitude.....	64
Figure (IV - 4): Signature acoustique $V(z)$ d'une couche d'acier inox immergée dans l'eau en fonction de l'épaisseur de celle-ci, $f = 600\text{MHz}$	65
Figure (IV - 5): Courbes de dispersion des modes de Lamb d'une plaque d'acier inoxydable immergée dans l'eau de 2 et 3 mm d'épaisseur selon le modèle de Brekhovskih, (a)nos calculs; (b) bibliographie [73, 74].	66
Figure (IV - 6): Variation de la phase et de l'amplitude en fonction de l'épaisseur de la couche du système Si/Acier ($f = 600\text{MHz}$), capteur ouvert à 50° , couplant: eau, (a) phase, (b) amplitude.....	69
Figure (IV - 7): Courbes de dispersion des vitesses des ondes acoustiques dans le système eau/Si/Acier en fonction du produit ($f \times d$); (a) Vitesses de Rayleigh et transversale, (b) vitesses des modes de Lamb.....	70
Figure (IV - 8): Signature acoustique $V(z)$ du système eau/Si/Acier pour des différentes épaisseurs de la couche, $f = 600\text{MHz}$	71
Figure (IV - 9): Variation du coefficient de réflexion $R(\theta)$ du système eau/Acier/Si en fonction de l'épaisseur de la couche, $f = 600\text{MHz}$	73
Figure (IV - 10): Signature acoustique $V(z)$ du système Acier/Si en fonction de l'épaisseur de la couche, $f = 600\text{MHz}$, liquide de couplage: eau.....	74
Figure (IV - 11): Dispersion des vitesses transversales et de Rayleigh du système eau/acier/Si en fonction du produit ($f * d$), $f = 600\text{MHz}$	74
Figure (IV - 12): Dispersion des vitesses des ondes Rayleigh dites de surface du système eau/Acier/Si (ondes de Sezawa); (a) nos calculs; (b) bibliographie [76].	76
Figure (IV - 13): Variation du coefficient de réflexion $R(\theta)$ du système eau/Ni/verre en fonction de l'épaisseur de la couche, $f = 600\text{MHz}$	78
Figure (IV - 14): Courbes de dispersion de la vitesse de Rayleigh dans le système eau/Ni/Verre en fonction du produit ($f * d$), $f = 600\text{MHz}$	79
Figure (IV - 15): Signature acoustique $V(z)$ du système eau/Ni/Verre en fonction de l'épaisseur de la couche $f = 600\text{MHz}$	80
Figure (IV - 16): Spectre FFT des signatures acoustiques $V(z)$ du système eau/Ni/Verre en fonction de l'épaisseur de la couche, $f = 600\text{MHz}$	80
Figure (IV - 17) Dispersion de la vitesse du Rayleigh du système eau/Nickel/Verre à partir de la phase du coefficient de réflexion à 600MHz : (a) erreur sur G , (b) erreur sur E , ●.valeur mesurée.....	81
Figure (IV - 18): Courbes de dispersion des vitesses des ondes acoustiques dans le système eau/Ni/Verre en fonction de l'épaisseur de la couche, : (a) vitesse longitudinale et (b) vitesse transversale, $f = 600\text{MHz}$	82

<i>Figure (IV - 19): Courbe de dispersion du module d'Young et du module de cisaillement du système eau/Ni/Verre, $f = 600$ MHz.....</i>	<i>83</i>
<i>Figure (IV - 20): Courbe de dispersion du coefficient de Poisson de la couche du système eau/Ni/Verre, $f = 600$ MHz.</i>	<i>83</i>
<i>Figure (IV - 21): variations des vitesses des ondes acoustiques dans un système eau/ Al/Si en fonction du produit ($f * d$).</i>	<i>85</i>
<i>Figure (IV - 22): Variations E et G du système Al/Si en fonction du produit ($f * d$).</i>	<i>85</i>
<i>Figure (IV - 23): Variations du coefficient de Poisson du système Al/Si en fonction du produit ($f * d$).</i>	<i>86</i>
<i>Figure (IV - 24): Représentation schématique d'une couche d'aluminium déposée sur un substrat de silicium [83].</i>	<i>86</i>
<i>Figure (IV - 25) : Images acoustiques prise à l'interface du système eau/Al (10 μm)/Si [100],).Température de recuit (a) 400°C, (b) 500°C et (c)600°C, $f = 600$MHz</i>	<i>88</i>
<i>Figure (IV - 26): Signatures acoustiques des structures eau/ Al(10μm) /Si et leurs spectres FFT ($f = 600$MHz)</i>	<i>89</i>
<i>Figure (IV - 27): Dispersion de la vitesse de l'onde de Rayleigh d'une structure eau / Al(10μm) / Si[100] avec ($f = 600$MHz)</i>	<i>90</i>
<i>Figure (IV - 28) : Dispersion de la vitesse de l'onde transversale d'une structure eau / Al(10μm) / Si[100] ($f = 600$MHz)</i>	<i>90</i>

Liste des tableaux

Tableau (I- 1) : Caractéristiques des liquides utilisés comme couplant acoustique [16]	23
Tableau (IV- 1): Systèmes étudiés	60
Tableau (IV- 2) : Valeurs des vitesses calculées des ondes; longitudinale, transversale et Rayleigh des matériaux massifs	62
Tableau (IV- 3) Valeurs de vitesses des ondes acoustiques du système Si/acier calculées à partir de $R(\theta)$	71
Tableau (IV- 4) : vitesses des ondes acoustiques du système eau/acier/Si calculées à partir du $R(\theta)$, $f = 600$ MHz	72
Tableau (IV- 5): La position du point d'inflexion dans les courbes de dispersion des vitesses du système eau/Ni/Verre pour chaque fréquence	82
Tableau (IV- 6) : Les différentes caractéristiques de l'échantillon de Al(10 μ m)/Si[100].	87

Liste des symboles:

Symboles	Significations
d	Epaisseur de la plaque.
D	Distance entre le transducteur et la lentille.
E	Module d'Young.
G	Module de cisaillement.
ν	Coefficient de Poisson.
K	Module de compressibilité.
Λ et μ	Constants de Lamé.
f	Fréquence.
F	Transformée de Fourier.
F^{-}	Inverse de la transformée de Fourier.
V	Tension électrique.
V_O	Vitesse d'une onde acoustique.
V_l	Vitesse de l'onde longitudinale dans le saphir.
V_{liq}	Vitesse de l'onde longitudinale dans le liquide du couplage.
V_L	Vitesse de l'onde longitudinale dans le matériau.
V_T	Vitesse de l'onde transversale dans le matériau.
V_R	Vitesse de l'onde de Rayleigh dans le matériau.
V_{LS}	Vitesse de l'onde longitudinale dans le substrat.
V_{LC}	Vitesse de l'onde longitudinale dans la couche.
V_{TS}	Vitesse de l'onde transversale dans le substrat.
V_{TC}	Vitesse de l'onde transversale dans la couche.
V_{RS}	Vitesse de l'onde de Rayleigh dans le substrat.
V_{RC}	Vitesse de l'onde de Rayleigh dans la couche.
η_{Ln}, η_{Tn}	Composantes des ondes longitudinale et transversale respectivement.
n	$n^{ième}$ Couche.
n'	Indice de réfraction de l'onde acoustique entre deux milieux.
$V(z)$	Signature acoustique.
$V_L(z)$	Fonction de la réponse normale de la lentille et du transducteur.
$V_M(z)$	Fonction caractéristique du matériau.
α_{liq}	Atténuation dans le liquide du couplage.
α_R	Coefficient d'atténuation de l'onde de Rayleigh dans l'échantillon.
α_L	Coefficient d'atténuation de l'onde longitudinale dans l'échantillon.
α_T	Coefficient d'atténuation de l'onde transversale dans l'échantillon.
ρ	Densité du matériau.
ρ_{liq}	Densité du liquide du couplage.
λ	Longueur d'onde acoustique.
λ_{liq}	Longueur d'onde longitudinale dans le liquide du couplage.
λ_{len}	Longueur d'onde longitudinale dans la ligne à retard.

k_{liq}	Nombre d'onde dans le liquide du couplage.
k_x, k_y, k_z	Composantes x , y et z du nombre d'onde.
k_{len}	Nombre d'onde dans la ligne à retard.
k_{lz}, k_{tz}	Composantes verticales du nombre d'onde longitudinale et transversale.
$P_F(k_x, f)$ et $P_R(k_x, f)$	fonctions qui dépendent des caractéristiques de la lentille.
$P(\theta)$	Fonction pupille de la lentille.
$R(\theta)$	Coefficient de réflexion.
t	Temps.
θ_i	Angle d'incidence de l'onde acoustique.
θ_R	Angle critique de l'onde de surface.
θ_r	Angle de réflexion de l'onde acoustique.
θ_L	Angle de l'onde longitudinale transmise.
θ_T	Angle de l'onde transversale transmise.
θ_{max}	Angle d'ouverture de la lentille.
u_x, u_y, u_z et u	Déplacements dans toutes les directions.
u_n, v_n	Composantes tangentielle et normale des vecteurs du déplacement.
+	Direction de propagation de l'onde incidente.
-	Direction de propagation de l'onde réfléchi.
i	$i^{ème}$ plan.
ξ, η	Des points arbitraires dans l'opérateur de convolution dans les axes x et y respectivement.
ξ_{ij}	Tenseur de déformation.
σ_{ij}	Tenseur de contrainte.
σ_n, τ_n	Composantes tangentielle et normale du vecteur de contrainte.
∇^2	Opérateur de Laplace.
χ	Potentiel de cisaillement.
ϕ	Potentiel scalaire.
Ψ	Potentiel vecteur.
z	Défocalisation du capteur acoustique.
Δz	Périodicité d'interférences dans la courbe de la signature acoustique.
Z_{sol}	Impédance acoustique du solide.
Z_{liq}	Impédance acoustique du liquide.
ω	Fréquence angulaire.

Introduction

Introduction générale

Depuis l'avènement des premiers microscopes acoustiques en 1974, les applications ce sont multipliées dans de nombreux secteurs des sciences appliquées et médicales. Un certain nombre d'instruments commerciaux ont vu le jour et le nombre d'équipes de recherche publiques ou privées qui ont adopté cette nouvelle technique avoisine les trois cent cinquante dans monde dont près plus d'une centaine pour le seul Japon. [1].

Les premiers travaux publiés ont concerné l'imagerie médicale par microscopie acoustique qui est semblable à première vue à l'optique car elle est sensible aux contours des structures (grains, joints de grains, orientation cristallographique, cracks) [2]. L'analogie s'arrête là, puisque chaque source de radiations a sa spécificité qu'il a fallu établir en ce qui concerne la Microscopie Acoustique à Balayage (SAM). Les efforts déployés depuis 1974 par l'équipe C. F. Quate et R. A. Lemons à l'université de Stanford aux Etats Unis (USA) dans la course à la résolution ont permis d'atteindre les 50 \AA au prix d'un effort technologique considérable aussi bien pour les capteurs acoustiques (transducteurs) qui fonctionnent à 16 GHz qui nécessite l'Hélium superfluide à 0.1°K comme liquide de couplage à cette fréquence.

Si les problèmes d'instrumentation ont été, en partie résolus, l'interprétation des contrastes (niveaux de gris dans l'image) tant un examen de surface que de profondeur de divers objets, demande une connaissance très approfondie de l'acoustique associée à un effort d'imagination pour l'appliquer au cas concret.

Deux axes principaux de recherche se sont développés à partir des images de microscopie acoustique. Ils sont liés à l'interaction des ultrasons avec des structures situées à moins ou à plus une longueur d'onde (λ) de la surface. Cette découpe tout à fait artificielle est purement acoustique car elle permet d'isoler approximativement les modes de surface et de volume responsables de l'imagerie acoustique [3, 4].

L'imagerie de volume a largement été étudiée avec des lentilles sphérique, cylindrique, conique, ... etc. qui permettent d'optimiser le dilemme résolution-pénétration des ultrasons et de réduire les aberrations d'origine géométrique [5, 6]. L'utilisation du mercure comme liquide de couplage a permis une amélioration considérable de la résolution en possédant une absorption quatre fois plus faible que celle de l'eau et une impédance voisine de celle des solides assurant un coefficient de réflexion très bas à l'interface liquide-objet.

En surface, les phénomènes observés sont plus complexes et sans grande équivalence avec l'optique. En effet, nous observons un renversement périodique des contrastes au fur et à mesure que l'objet est défocalisé. Ce renversement de contraste a été assez rapidement

attribué à l'existence des ondes de surface et notamment de Rayleigh dont les vitesses de propagation sont très sensibles à la nature du matériau, mais aussi à son orientation ou à l'empilement des couches et d'épaisseurs différentes.

Tout comme les autres types de microscope, l'idée est venue de ne plus analyser le signal acoustique par balayage suivant deux directions perpendiculaires x et y dans le plan focal de l'objet, mais à (x, y) constant de faire varier la profondeur z (ou défocalisation). De l'enregistrement du signal acoustique suivant z est née la micro caractérisation acoustique $V(z)$ d'un matériau ou d'une structure.

L'introduction de cette technique au laboratoire qui rentre dans le cadre de ce mémoire a nécessité un nouveau montage (micro échographe) fonctionnant à haute fréquence pour la mesure des vitesses qui interagissent dans le matériau et par conséquent déterminer les paramètres mécaniques (module de Young: E , module de cisaillement: G et le coefficient de Poisson ν)

Nous avons orienté notre travail:

- Sur l'optimisation des modèles existants dans notre laboratoire,
- Confronter nos résultats avec ceux de la bibliographie (théoriques et expérimentaux),
- Optimiser le micro échographe développé au laboratoire

A tous les stades de la fabrication, un matériau demande différents contrôles si possible non destructifs afin de pouvoir les identifier puis remédier à des défauts d'origine très diverse. L'identification, grâce aux ultrasons des structures en présence, alliée à la microanalyse quantitative, suscite divers problèmes dont l'intérêt est évident tels que l'adhérence.

Ce mémoire comprendra donc quatre chapitres.

Après une brève description du microscope acoustique à balayage (SAM), et les phénomènes physiques qui interagissent dans les matériaux, nous rappellerons le principe de l'étude qualitative d'un échantillon et les problèmes liés à l'imagerie de profondeur.

Le chapitre II concernera plus précisément les lois de propagation des différents types d'ondes élastiques qui peuvent se propager dans un matériau massif ou revêtu, ainsi que le pouvoir de réflexion $R(\theta)$ selon le modèle de Brekhovskikh, dont le but est de déterminer les paramètres mécaniques (E , G et ν) à partir de la phase et de l'amplitude du coefficient de réflexion $R(\theta)$ des différentes structures du matériau (massives, couches immergées dans un liquide et matériaux revêtus) et de déterminer la signature acoustique $V(z)$.

- Dans le cadre de l'analyse quantitative d'un échantillon, le chapitre III donne le modèle le plus simple pour le calcul de la signature acoustique $V(z)$ ainsi que les méthodes de leurs traitements.

- Le chapitre IV est la partie la plus originale de notre travail et concerne l'étude de l'effet des différents paramètres (fréquence, épaisseur de la couche mince, liquide de couplage ... etc.) sur le coefficient de réflexion $R(\theta)$ et la signature acoustique $V(z)$ pour différents types de matériaux. Notre étude considère en particulier le cas : vitesse de la couche plus rapide que celle du substrat et inversement, ainsi que la corrélation entre les résultats théoriques et expérimentaux obtenus au laboratoire et ceux de la bibliographie.

Nous terminons notre travail de thèse par une conclusion générale et des perspectives

Chapitre I

I. Microscope acoustique à balayage (SAM: Scanning Acoustic Microscopy)

I.1 Historique

Depuis que Sokolov a réalisé que la longueur d'onde dans l'eau à 3 GHz est de l'ordre de 0.5 μm et a donc prédit qu'il serait possible un jour de concevoir un microscope acoustique plus performant [6]. Ce n'est qu'avec l'avènement du développement des technologies que le premier microscope acoustique a été fabriqué par l'équipe de C.F. Quate et R. A. Lemon à l'université de Stanford, aux Etats Unis [7], depuis plusieurs prototypes ont été développés à travers le monde et plusieurs industriels commercialisent actuellement cet instrument.

Les équipes qui sont les plus connues sont situées aux Etats Unis, à Londres (Grande-Bretagne), à Osaka (Japon), à Wetzlar (R.F.A.) et En France.

Il existe des appareils commerciaux (Leitz, Olympus, Hitachi... etc.).

I.2. Principes de base

L'onde acoustique est générée par un transducteur piézo-électrique (ZnO, LiNbO₃, PZT, PVDF...) qui convertie un signal électrique haute fréquence en un signal acoustique se propageant à la même fréquence [8, 9, 10, 11]. Ces matériaux piézo-électriques sont fixés sur l'une des faces plane et polie de la ligne à retard, (en verre ou en saphir), préalablement métallisée. Sur la deuxième face est taillée avec soin une lentille de focalisation du faisceau incident [12]. Il faut noter que la longueur de la ligne à retard joue un rôle très important pour la fixation de la fréquence de travail. Elle doit non seulement permettre la séparation temporelle des signaux, mais également elle doit permettre de se rapprocher de la longueur de Fresnel afin de pouvoir considérer l'onde acoustique émise comme une onde plane [8].

De même qu'en optique, la lentille sphérique doit avoir un rapport d'ouverture f/d (f : focale, d : diamètre) le plus faible possible pour obtenir la meilleure résolution possible. Cependant, l'obtention de ce faible rapport d'ouverture se fera au détriment de la netteté; en effet, ce faible rapport va introduire des aberrations de sphéricité qui ont pour effet l'allongement de la tache focale le long de l'axe [13, 14, 15, 16].

$$n' = \frac{\lambda_{\text{len}}}{\lambda_{\text{liq}}} \quad (\text{I-1})$$

Le principe de fonctionnement du microscope acoustique en réflexion est analogue à celui du radar. Le système, décrit sur la (figure I).1a, montre que le faisceau acoustique émis

par le transducteur piézo-électrique est focalisé sur le matériau à explorer par une lentille acoustique plongée dans un liquide de couplage tel que l'eau. Mais avant toute acquisition de données (datas), une mise au point de la lentille par rapport à la surface de l'échantillon est nécessaire [4]. Pour cela on dispose de deux systèmes:

Un premier dispositif permet un balayage dans le plan (x y) tandis qu'un deuxième autorise un mouvement selon l'axe vertical z. Le déplacement manuel selon l'axe z permet de chercher la focale en un point (x_i, y_i) de la surface de l'échantillon.

Par la suite, l'échantillon à analyser est déplacé mécaniquement dans la direction (z) de cette lentille par rapport à un point (x_i, y_i) de l'échantillon. Néanmoins, d'autres difficultés restent posées ; par exemple, lors de l'acquisition d'une image, la surface insonifiée doit être parfaitement normale au faisceau incident.

On peut également travailler en transmission (fig. I.1b) : où deux capteurs acoustiques confocale sont nécessaires, où le premier va jouer le rôle d'émetteur et le second de récepteur [17].

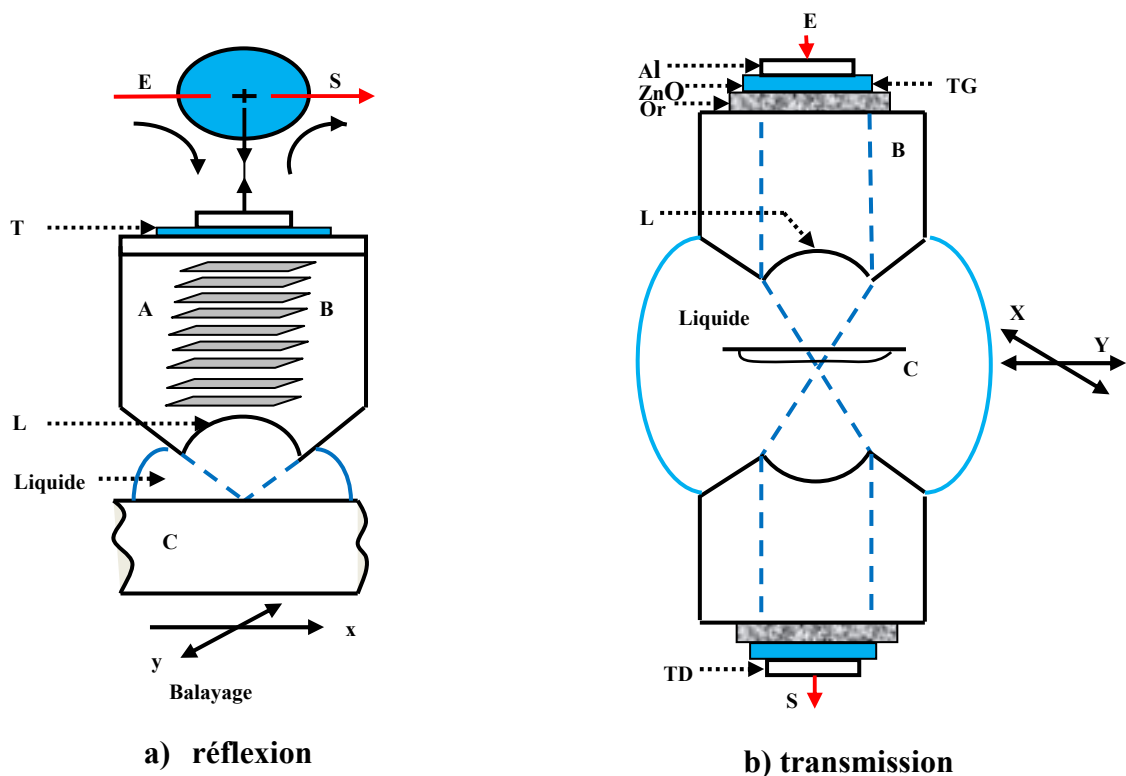


Figure (I- 1): Principe du microscope acoustique fonctionnant; (a) en réflexion, (b) en transmission [18].

A: Faisceau acoustique, B: Saphir, C: échantillon, D: Circulateur, E: Signal électrique d'entrée, L: Lentille, S: Signal de sortie (vers l'écran de télévision), T: Transducteur piézoélectrique.

Les variations des propriétés mécaniques du matériau affectent l'amplitude et la phase des ondes ultrasonores du faisceau incident. L'information portée par le faisceau réfléchi ou

transmis sert à moduler l'intensité de l'écran de visualisation. Avec un balayage synchrone de l'écran et de l'objet on obtient une image point par point de l'échantillon à examiner.

La lentille de focalisation permet d'ajuster, par le choix de l'ouverture de la lentille (θ), la dimension de la surface sondée. Le principe consiste à donner une courbure aux fronts d'onde pour que les conditions de phase ne soient respectées qu'en un seul point de l'espace: le centre de courbure des fronts d'onde. L'atténuation dans le liquide de couplage impose des rayons de courbure qui peuvent être inférieurs au dixième de millimètre, selon les applications, ce qui rend la réalisation de ces lentilles très délicate [16].

I.3. Liquide de couplage

Le liquide de couplage joue un rôle important. Il influe sur la résolution, la pénétration de l'onde dans le matériau et la nature des objets à observer. Tout naturellement, les premières investigations ont commencé avec l'eau qui présente un grand avantage: facilité d'utilisation permettant des observations à température ambiante (22°C-25°C) inoffensif pour le manipulateur et la majorité des matériaux. Son principal inconvénient est l'absorption des ondes acoustiques avec typiquement 200 dB.mm⁻¹ pour une fréquence de 1 GHz.

Ainsi, la résolution maximale espérée pour le microscope acoustique ne peut descendre au-dessous de 0.1 μm avec ce liquide et ce, au prix de la réalisation des lentilles de rayon de courbure de l'ordre du micromètre et l'utilisation des capteurs piézoélectriques très sensibles. Il est malgré tout, largement utilisé dans la plupart des microscopes (SAM) [19].

Pour atténuer cet inconvénient, plusieurs autres liquides ou gaz peuvent être utilisés: liquides cryogéniques [20], Hélium, Argon ou Xénon à haute pression [21], mais ils introduisent des complexités instrumentales difficiles à réaliser et imposent des limites sur le type d'échantillon qui peut être étudié. Le but original du microscope acoustique était l'imagerie en profondeur des objets optiquement opaques. Or, la majorité des liquides ou gaz ne permettent pas cette observation à cause du désaccord important au niveau des impédances acoustiques qui existent entre ces liquides et le matériau étudié. Il existe alors une réflexion importante de l'énergie acoustique au niveau de l'interface liquide-solide. Pour permettre l'obtention d'imagerie en profondeur, on utilise des métaux quasi liquides à température ambiante et qui ont des impédances comparables à celles de la plupart des solides (*Hg*, *Ga*); de plus leurs absorptions ultrasoniques sont faibles, mais des précautions doivent être prises afin d'éviter les réactions chimiques avec les autres métaux (or, étain, plomb, polymères, ...etc.) en présence [22].

Fluide	$T(K)$	Vitesse du couplant [$\mu\text{m} \cdot \text{ns}^{-1}$]	Atténuation : α_0 [dB $\mu\text{m}^{-1}\text{GHz}^{-2}$]	Coefficient de résolution $R_c[\mu\text{m}^{3/2} \cdot \text{ns}^{-1/2}]$
Eau	298	1.495	0.1910	0.799
	333	1.550	0.0950	0.595
Méthanol	303	1.088	0.2620	0.581
Ethanol	303	1.127	0.4210	0.776
CCl_4	298	0.930	4.6700	1.94
Mercure	297	1.449	0.0500	0.391
Gallium	303	2.87	0.0137	0.570
Air	273	0.33145	-	-
	293	0.34337	1.6×10^5	80
	373	0.386	-	-

Tableau (I- 1) : Caractéristiques des liquides utilisés comme couplant acoustique [16]

I.4. Domaines d'utilisation de la microscopie acoustique. Résolution.

Les domaines d'utilisation de la microscopie sont multiples, néanmoins elle prédomine dans deux domaines qui sont:

- 1) les applications biomédicales et biologiques où la microscopie acoustique permet, avec de l'eau comme milieu de couplage, l'examen de tissus mous sans les colorer et sans coupe anatomique préalable. La résolution est de l'ordre de $0.1 \mu\text{m}$ [23].

- 2) En médecine la phase de différenciation des '*écho structures*' caractéristiques des différents types de tissu peut mener au diagnostic après une étude statistique sur un grand nombre de cas à partir d'une banque de donnée. C'est ainsi que l'échantillon de tissu peut être prélevé ou analysé in vivo sur toute son épaisseur couche par couche à partir de la signature acoustique $V(z)$ sans avoir à le découper en tranche.

Les applications en contrôle non destructif dans le domaine de la mécanique des solides, la métallurgie restent majoritaires.

L'imagerie acoustique appliquée au contrôle non destructif peut se diviser en deux domaines liés à la fréquence des ondes:

- L'imagerie haute fréquence (600MHz - 1GHz et au-delà);
- L'imagerie basse fréquence (quelques dizaines de MHz).

Cette distinction est arbitraire, mais correspond aux types d'application auxquels ces deux domaines peuvent répondre. Les appareils appartenant à ces deux groupes sont basés sur la même technique, mais les choix technologiques et les méthodes de contrôle abordées sont très différentes.

A haute fréquence, de l'ordre de quelques GHz, on peut avoir une résolution qui descend au-delà du micromètre [24], mais au détriment de la pénétration de l'onde à ces

fréquences dans le volume de l'échantillon reste très faible (quelques dizaines de micromètres). L'un des domaines privilégiés d'application à ces fréquences étant la micro-électronique et actuellement avec l'apparition de nouveau microscope (microscope à champ proche ou microscope à force atomique), la résolution est de l'ordre du nanomètre.

Pour les applications de la microscopie acoustique en CND, comme la micro-analyse des matériaux tels que les céramiques, les matériaux dit lents (*Pb*, *Sb*, ... etc.), les alliages cuivreux et les superalliages dont la vitesse longitudinale est inférieure à 2000 ms^{-1} , il est nécessaire d'utiliser des fréquences plus faibles, dans la gamme de quelques dizaines de MHz, pour explorer des couches plus épaisses de matériau avec des résolutions de l'ordre de la dizaine des micromètres et dans ce cas la pénétration peut atteindre une dizaine de millimètres [25].

- Le contrôle échographique haute fréquence

Ce contrôle est dérivé directement de la microscopie acoustique par l'utilisation de l'électronique analogique et l'exploitation du signal réfléchi en fonction du temps. Il est utilisé dans certains cas à la place du contrôle par imagerie.

- La signature acoustique des matériaux ($V(z)$) est le résultat d'interférence entre deux champs acoustiques : le premier correspond à la contribution du faisceau ultrasonore longitudinal proche de l'axe qui subit des réflexions à chaque interface et le second correspond au rayonnement dans le milieu de couplage de l'onde de surface créée par la lentille (pour les angles d'incidence proches de l'angle de Rayleigh). En faisant varier la distance lentille-échantillon (direction z), le signal réfléchi par la surface, et donc recueilli aux bornes du transducteur (V_{offset}) varie ce qui permet d'avoir la courbe $V(z)$. Cette courbe est la base du contraste du microscope acoustique en réflexion, elle est très sensible aux variations des propriétés élastiques de l'échantillon [2, 26, 27], est aussi aux changements topographiques [28].

La mesure de la vitesse de Rayleigh (V_R) (étude quantitative) peut être effectuée à partir de la signature acoustique $V(z)$ après traitement par FFT. En outre, on peut réaliser des images de surface, de la subsurface et des régions proches de la surface des divers matériaux (matériaux, matériaux semi-conducteurs, matériaux optoélectroniques, ... etc.) à partir de cette signature $V(z)$ avec une bonne résolution qui dépasse celle des meilleurs appareils optiques [29].

I.5. Passage des dioptries Lentille/liquide et liquide/objet

L'onde qui se propage dans la ligne à retard est une onde longitudinale pure et plane [30]. La majorité des microscopes sont généralement équipés des transducteurs polarisés longitudinalement. Un développement plus récent a permis d'utiliser des transducteurs polarisés transversalement ou les deux en même temps [31].

Le passage d'une onde à travers un dioptré (lentille) est déterminé en acoustique par les lois de Snell-Descartes [32, 33, 34] (figure (I.2)):

$$\frac{\sin \theta}{V} = \frac{\sin \theta_L}{V_L} = \frac{\sin \theta_T}{V_T} \quad (\text{I-2})$$

Où θ est l'angle entre la direction de propagation de l'onde et la normale à l'interface et (V) la vitesse de propagation de l'onde.

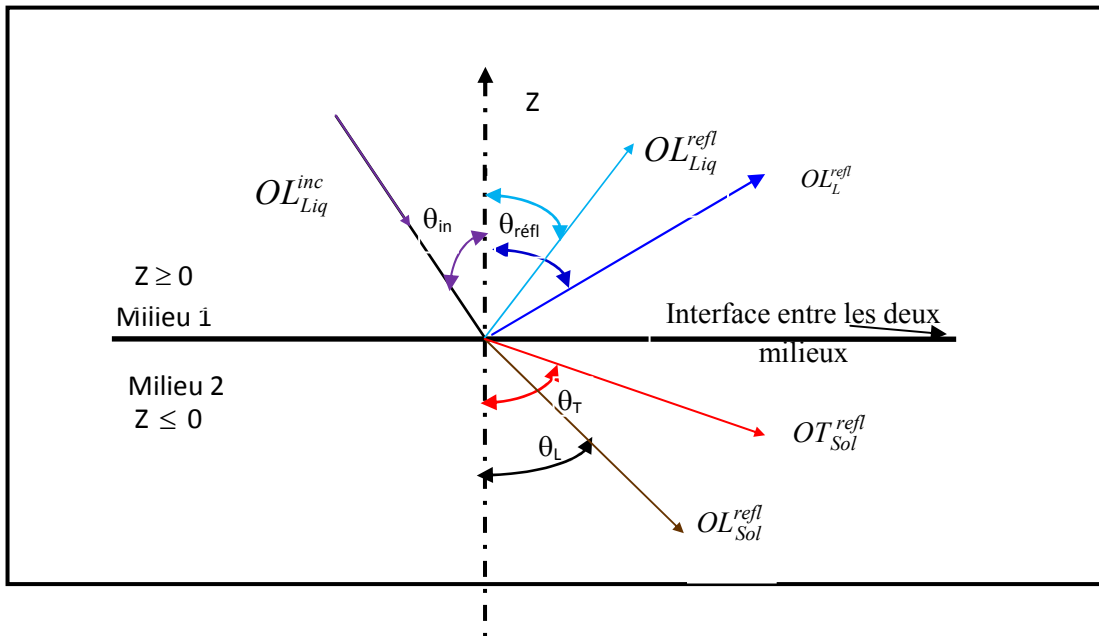


Figure (I- 2): Interface entre un liquide (milieu 1) et un solide (milieu 2).

Où :

- OL_{Liq}^{inc} : ondes longitudinales incidentes dans le liquide
- OL_{Liq}^{refl} : ondes longitudinales réfléchies dans le liquide
- OL_{Sol}^{refr} : des ondes longitudinales réfractées dans le solide
- OT_{sol}^{refr} : des ondes transversales réfractées dans le solide

I.6. Imagerie en profondeur

Cette imagerie permet de visualiser des structures à l'intérieur des matériaux même s'ils sont opaques aux ondes lumineuses et aux faisceaux électroniques (figure (I. 3, 4 et 5)).

L'atténuation des ondes acoustiques dans un solide est suffisamment faible pour permettre de focaliser le faisceau à l'intérieur du matériau à une profondeur de plusieurs longueurs d'onde.



Figure (I- 3) : Représente une image obstétrique obtenue sur un échographe [36].

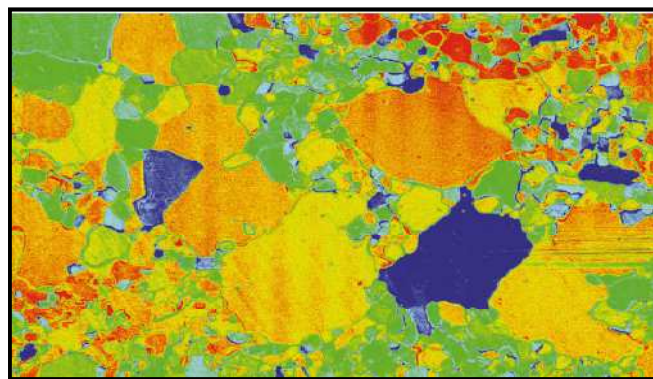


Figure (I- 4): Image acoustique d'aluminium montrant une structure en grains ($1000 * 700 \mu\text{m}^2$, $f = 600 \text{ MHz}$) [37].

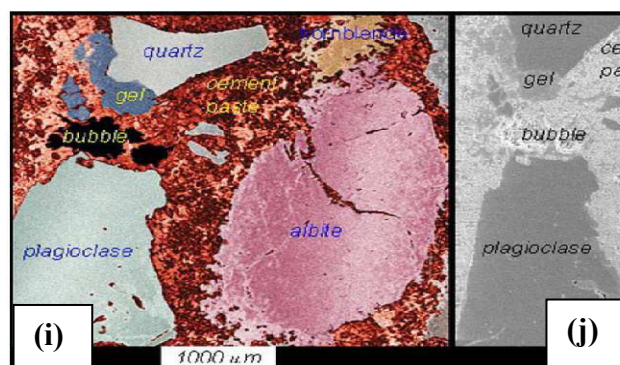


Figure (I- 5): Image acoustique obtenue des graniteux collés avec un ciment portland à $f = 400 \text{ MHz}$ (i) et SEM (j) d'un échantillon [38].

I.7. Problèmes liés à l'imagerie en profondeur

Cette imagerie présente des problèmes tels que la baisse de résolution, l'absorption et la diffusion dans le matériau, la réflexion à la surface de l'objet ainsi que les phénomènes d'aberration.

I.7.1. Dégradation de la résolution

La résolution latérale en profondeur sera plus faible que celle mesurée en surface. Deux points sont séparables d'après le critère de Rayleigh s'ils sont distants de \mathfrak{R} [5].

$$\mathfrak{R} = \frac{1.22\lambda_{liq}}{2n' \sin \theta_{max}} \quad (I-4)$$

Où θ_{max} est l'ouverture de la lentille et λ_{liq} la longueur d'onde dans le liquide de couplage en profondeur, la longueur d'onde (et donc \mathfrak{R}) sera plus importante puisque la vitesse dans un solide est plus grande que dans le liquide.

I.7.2. Absorption et diffusion

L'absorption et la diffusion vont limiter les possibilités d'imagerie en profondeur. Par micro échographie, en faisceau parallèle, il est possible de mesurer l'absorption [19]. En connaissant l'épaisseur de l'échantillon, les vitesses longitudinale et transverse peuvent également être déterminées.

En fonction de la fréquence, il est donc possible de connaître la profondeur maximale de pénétration.

La diffusion dépend de la taille des éléments diffuseurs (défauts) par rapport à la longueur d'onde ainsi que de leur géométrie. C'est un phénomène complexe qui va influencer sur les vitesses transverse et longitudinale et de surface (à moins d'une longueur d'onde).

La diffusion sera le facteur principal d'atténuation dans le cas où la longueur d'onde est comparable à la taille des grains.

I.7.3. Réflexion à l'interface liquide-objet:

La réflexion d'un certain nombre des rayons par la surface implique une baisse de l'énergie qui devrait entrer dans le solide. Cette réflexion est due à la différence des impédances acoustiques de part et d'autre de l'interface liquide/objet (par exemple l'impédance de l'eau est $1,5 \cdot 10^5 \text{ g}/(\text{cm}^2 \text{ s})$ alors que celle du Silicium est $22 \cdot 10^5 \text{ g}/(\text{cm}^2 \text{ s})$).

Il existe une solution pour diminuer les pertes dues à la réflexion : prendre un liquide de couplage ayant une impédance plus proche de celle des solides. Le mercure par exemple qui a $Z=19.7 \cdot 10^5 \text{ g}/(\text{cm}^2 \text{ s})$, est utilisé au laboratoire. Le coefficient de réflexion à l'interface est faible, une grande partie de l'énergie pénètre dans le matériau et facilite l'observation en profondeur. Ce liquide de couplage nécessite quelques précautions d'utilisation pour le manipulateur et pour certains échantillons qui s'amalgament à son contact.

1.7.4. Aberration

L'aberration de sphéricité de la lentille est négligeable par rapport à celle due au passage du dioptré plan liquide/objet par le faisceau focalisé [5].

Le mécanisme de formation de cette aberration est représenté sur la figure (I.6).

Du fait de la biréfringence acoustique naturelle de l'objet, le faisceau initial converge et donne naissance à deux caustiques à l'intérieur du matériau avec l'apparition de deux foyers aberrants longitudinal et transverse. La répartition de l'énergie étale sur l'axe depuis les foyers par axiaux (pour les faibles incidences) jusqu'à la surface de l'objet.

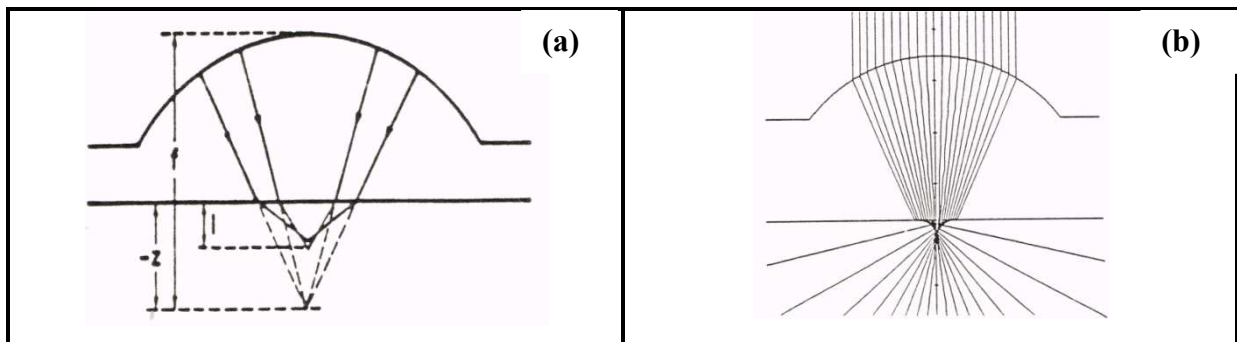


Figure (I- 6): a) *Aberration due au passage du dioptré*, b) *aberration totale en profondeur* [5].

Nous constatons donc que ce mécanisme d'aberration est d'autant plus grand que d'une part la focalisation est plus en profondeur, d'autre part que le rapport des vitesses liquide/objet s'éloigne de l'unité.

Pour maîtriser ces aberrations il faut qu'une fois la profondeur et le rapport de vitesses fixés, concevoir une forme de lentille stigmatique pour concevoir un seul type d'onde. Le profil obtenu par ordinateur est ensuite exécuté par des machines à programmation numérique et contrôlé par voie optique et électronique.

I.8. Domaines d'application d'imagerie en profondeur

Cette imagerie permet de donner des informations sur les structures internes des matériaux, de détecter des défauts et des inhomogénéités situées à plusieurs longueurs d'onde de la surface.

Pour des investigations en profondeur à des fréquences de 100 à 600 MHz, les résolutions atteintes seront respectivement 50 μm et 10 μm .

L'application au domaine de la microélectronique permet un contrôle du collage de la puce, des plots d'entrée-sortie. Dans le cas de circuit de puissance, les défauts au niveau de l'assemblage des différents matériaux, seront à l'origine d'une mauvaise conductivité

thermique ou électrique. La photo (figure (I.7)) montre le collage époxy entre un substrat de silice (SiO_2) et son support de cuivre. L'interface est visualisée à 200 MHz avec du mercure, à travers $250\mu\text{m}$ de cuivre. Les traces noires montrent le manque d'homogénéité de l'époxy.

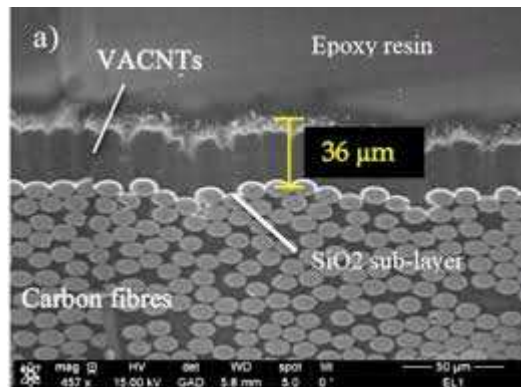


Figure (I- 7): Image obtenue à l'interface après collage de l'époxy/substrat [39].

I.9. Conclusion:

La recherche du zéro défaut dans tous les domaines (aéronautique, nucléaire, optique, ... etc.) à suscité un vif intérêt chez les chercheurs de répondre aux exigences des industrielles pour développer des équipements pouvant atteindre une résolution de l'ordre du nanomètre dans la fabrication du produit fini. A cet effet, le contrôle non destructif (CND) par microscopie acoustique à balayage haute fréquence, nous ouvre des horizons et des perspectives pour apporter des éléments de réponse à cette problématique.

En outre la réponse à ces exigences ne peut se faire sans la maîtrise et l'optimisation des outils de fabrication de la chaîne de production

Chapitre II

II. Les ondes élastiques dans les matériaux

II.1. Introduction

L'étude quantitative d'un matériau (signature acoustique $V(z)$) nécessite une bonne connaissance du principe de réflexion des ondes acoustiques. Notant que les ondes acoustiques (où ondes élastiques) dans un solide sont générées par l'application d'une force extérieure qui va produire une déformation de ce dernier par un déplacement de la matière. Ce déplacement des particules constitue une onde acoustique. Il existe différentes façons de produire des ondes acoustiques, par exemple:

- Un solide peut se déformer lorsqu'il est chauffé (phénomène de dilatation thermique).
- Un solide peut se déformer sous l'action d'un champ électrique (matériaux piézoélectriques) [12].
- ... etc.

Le comportement de la réflexion des ondes acoustiques dépend des types des milieux et interfaces traversées. A cet effet, la fonction de réflexion $R(\theta)$ permet d'exprimer la quantité d'énergie réfléchie en fonction des impédances des matériaux et leurs densités, ainsi que les types d'ondes acoustiques réfléchies.

Dans ce chapitre, nous donnons un bref rappel sur les ondes élastiques qui se propagent dans les matériaux massifs, monocouches et multicouches, en décrivant leurs comportements à travers les différentes interfaces traversées. Puis nous allons donner les expressions de calcul du coefficient de réflexion $R(\theta)$ dans chaque structure du matériau.

II.2 Relation entre contrainte -déformation:

La dépendance entre les déformations qui sont produites par les contraintes appliquées sur un milieu élastique est donnée par la loi de Hooke. Cette loi rapporte une dépendance proportionnelle entre les contraintes et les déformations et ça forme généralisée est exprimée par l'équation (II-1) [40]:

$$\sigma_{ij} = \delta_{ij} \lambda \zeta_{ii} + 2 \mu \zeta_{ij} \quad (\text{II-1})$$

Où $\delta_{ij} = 1$, si $i = j$, et $\delta = 0$, pour $i \neq j$; λ et μ sont les constants de Lamé.

Sachant que les modules d'élasticité (normale E et de cisaillement G) sont liés par la relation (II-2):

$$E = \mu(3\lambda + 2\mu) / (\lambda + \mu), G = \mu \quad (\text{II-2})$$

Le rapport de la compression à l'élongation d'une barre tendue est exprimé par le coefficient de Poisson ν , ce paramètre peut être défini en fonction des modules d'élasticité précités en appliquant la relation (II-3):

$$\nu = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)} = \frac{E}{2G} - 1 \quad (\text{II- 3})$$

Où: ζ_{ij} et σ_{ij} sont les tenseurs des déformations et contraintes respectivement.

II.3 Equation d'onde dans un solide:

Elle est dérivée en utilisant la deuxième loi de Newton pour un volume élémentaire $dx dy dz$. La différence des forces appliquées à ces faces opposées est assimilée au produit de la masse et de l'accélération. En conséquence, nous obtenons pour l'axe x [40]:

$$\rho \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} \quad (\text{II- 4})$$

Les équations pour les axes y et z sont écrites de la même façon. Ensuite l'utilisation d'une analyse vectorielle nous permet d'obtenir l'équation de propagation d'une onde élastique dans un milieu élastique pour tous les coordonnées (équation II-5).

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \text{grad} \cdot \text{div} u + \mu \nabla^2 u \quad (\text{II- 5})$$

L'opérateur de Laplace ∇^2 est exprimé par la relation (II-6) :

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (\text{II- 6})$$

Quand $\mu = 0$, nous avons supposé que le déplacement $u_x = u_y = u_z = u$ soit le même dans toutes les directions (scalaire), à cet effet l'équation (II-5) est transformée en une équation d'onde pour un liquide ou un gaz (équation II-7).

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = V_o^2 \nabla^2 u \quad (\text{II-7})$$

Où: $V_o = \sqrt{\frac{\lambda}{\rho}}$ est la vitesse de propagation des ondes élastiques.

Où $u = \text{grad} \chi$, χ est le potentiel de cisaillement [41].

II.3.1 Ondes acoustiques de volume

A partir de l'équation (II-5), nous pouvons montrer que dans le milieu solide infini deux types des ondes peuvent se propager et qui peuvent être représentées par la somme de deux vecteurs dont l'un est un potentiel scalaire noté ϕ et l'autre est un potentiel vecteur noté ψ [12, 42].

$$u = u_L + u_T = \text{grad}\phi + \text{rot}\Psi \quad \text{II- 8)}$$

En prenant en considération que $\text{rot}u_L = \text{div}u_T = 0$ et en substituant la relation (II-8) dans la relation (II-5), puis on déduit les relations (II-9) et (II-10):

$$\frac{\partial^2 u_L}{\partial t^2} - V_L^2 \nabla^2 u_L = 0; V_L = \sqrt{(\lambda + 2\mu) / \rho} \quad \text{(II- 9)}$$

$$\frac{\partial^2 u_T}{\partial t^2} - V_T^2 \nabla^2 u_T = 0; V_T = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad \text{(II- 10)}$$

Où u_L et u_T sont les ondes longitudinale et transversale respectivement.

Ces ondes acoustiques se propagent dans la totalité du volume de la matière, leurs caractéristiques sont représentées dans les figures (II.1) et (II.2):

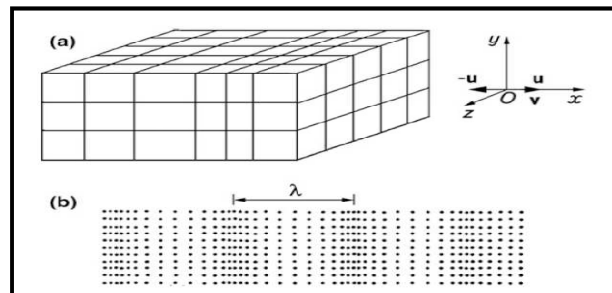


Figure (II- 1): Schéma d'un solide traversé par une onde longitudinale [40].

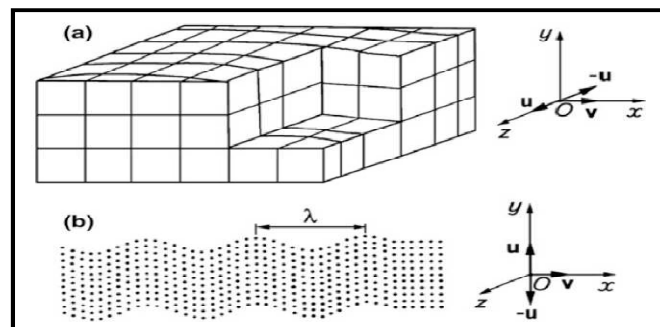


Figure (II- 2): Schéma d'une onde transversale dans un solide; (a) à polarisation horizontale, (b) à polarisation verticale [40].

II.3.2 Ondes acoustiques de surface

Elles se divisent principalement en deux parties qui dépendent de la polarisation de l'onde acoustique qui peut être sagittale (plan perpendiculaire à la surface du substrat) ou transverse horizontale.

II.3.2.a. Polarisation sagittale

Les ondes de surface à polarisation sagittale se divisent en trois types essentiels qui sont:

i. Ondes acoustiques de Rayleigh

La propagation de l'onde de Rayleigh a été découverte en 1885 par Rayleigh. Cette onde apparaît sur la surface libre d'un solide élastique homogène et isotrope [43]. Elle a une polarisation elliptique dans un plan proche du plan sagittale. Les déplacements acoustiques résultent de la superposition d'une composante longitudinale (ou quasi longitudinale) et d'une composante verticale (ou quasi-transverse verticale) déphasée de $\frac{\pi}{2}$. L'énergie reste confinée dans une profondeur de l'ordre de deux fois la longueur d'onde acoustique. La figure (II-3) représente un solide traversé par une onde de Rayleigh. La vitesse de cette onde a été donnée par la formule approximative ci-dessus [41]:

$$V_R \approx V_T (0.87 + 1.12\nu)(1 + \nu)^{-1} \approx 0.93V_T \quad (\text{II- 11})$$

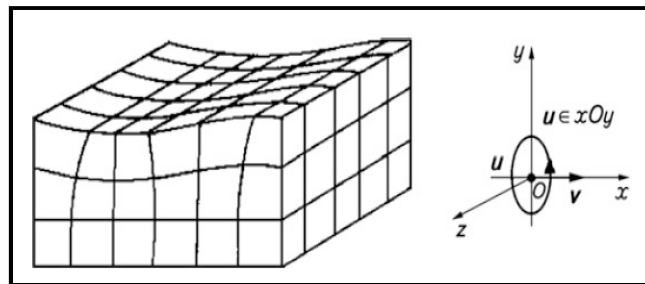


Figure (II- 3): Représentation schématique de la propagation de l'onde de Rayleigh sur une surface libre d'un solide [35, 40,44].

Un autre type d'onde acoustique se propage le long d'une interface entre deux milieux solides dont leurs modules élastiques et leurs densités se diffèrent d'une façon insignifiante. Cette onde nommée onde de Stoneley se compose de la combinaison des ondes de Rayleigh qui se propagent dans deux solides semi-infinis [45], comme illustre la figure (II-4).

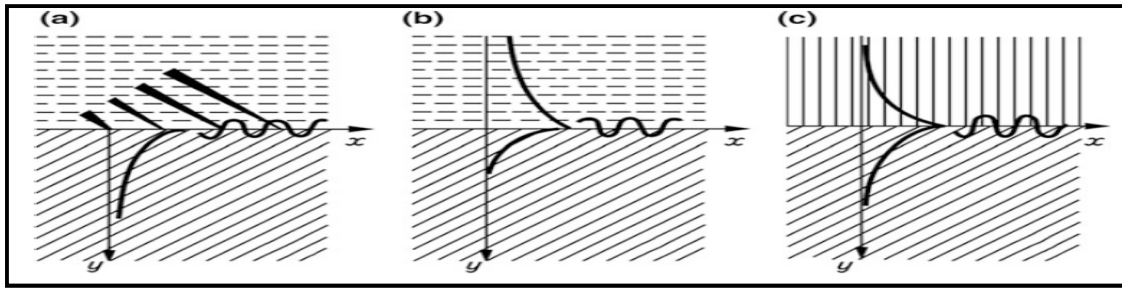


Figure (II- 4):Types d'ondes à l'interface entre deux milieux; (a) La décomposition de l'onde de Rayleigh à l'interface liquide-solide, (b) onde à faible décroissance à l'interface liquide-solide, c) l'onde de Stoneley à l'interface entre deux solides [40].

ii. Ondes de Sezawa et de Rayleigh perturbée

Ces ondes sont générées lorsque la vitesse des ondes de Rayleigh dans la couche est inférieure à celle du substrat. Dans ce cas, des modes des ordres supérieurs peuvent apparaître, pour lesquels le déplacement mécanique oscille en profondeur dans la couche et décroît dans le substrat. Ces modes se divisent en deux familles de déformation symétrique et antisymétrique. Le mode de Rayleigh perturbé est alors appelé mode antisymétrique et porte le nom d'onde de Sezawa [12].

iii. Pseudos et Leaky SWA:

Pour certains matériaux anisotropes, nous pouvons trouver des ondes de surface dont leurs vitesses sont supérieures à la plus lente des ondes de volume transverses. Ces ondes se propagent sans perte significative parce que leur polarisation est perpendiculaire ou quasi perpendiculaire à celle des ondes de volume. Dans le premier cas, lorsque les polarisations des deux ondes sont perpendiculaires, on parlera de pseudo-surface wave (pseudo SAW). Dans le deuxième cas, lorsque les deux polarisations sont quasi perpendiculaires et de faible perte, on parlera de leaky surface wave (leaky SAW) [46].

II.3.2.b. Polarisation transverse horizontale

On distingue deux types des ondes acoustiques qui admettent une polarisation transverse horizontale:

i. Ondes de Bleustein Gulayev

Ces ondes se propagent à la surface de matériaux fortement piézoélectriques. Elles sont généralement connues sous le nom de SH-wave (Shear Horizontale wave). Leur longueur de pénétration est environ 100 fois la longueur d'onde acoustique [47].

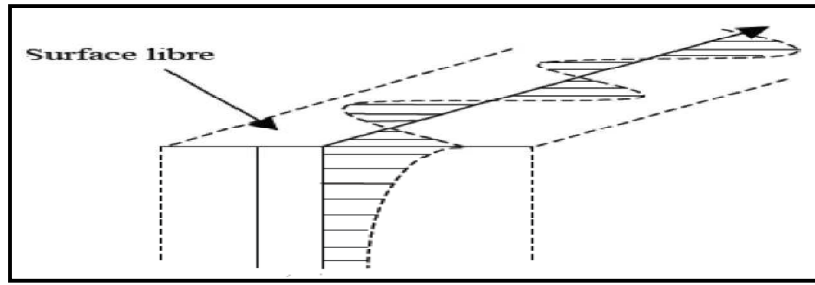


Figure (II- 5): Onde de Bleustein-Gulyayev à la surface d'un matériau piézoélectrique [46].

ii. Les Leaky SAW et les SSBW (Surface Skimming Bulk Wave)

Ces ondes en tendance à se diriger vers le volume du matériau. Leurs énergies sont concentrées près de la surface sur une longue distance. Pour cela, on peut les considérer comme des ondes de surface [12].

II.3.3. Ondes de Lamb dans les matériaux homogènes isotropes (ondes de plaque)

Dans le cas d'un milieu d'épaisseur finie (plaque dans le vide), deux ondes de surface peuvent se propager sans interagir sur chacune des interfaces libres tant que l'épaisseur de la plaque est grande devant la longueur d'onde λ . Lamb mit en évidence en 1917 [48] les ondes qui résultent du couplage des différentes ondes partielles aux interfaces solide/vide dans le cas où l'épaisseur de la plaque est du même ordre de grandeur de la longueur d'onde acoustique ainsi que le matériau est homogène et isotrope. Ces ondes de plaque dites ondes de Lamb, elles sont dispersives et mettent en mouvement la totalité de l'épaisseur de la plaque. Elles se divisent en deux types distincts : les modes symétriques et antisymétriques.

Dans la figure (II-6), nous considérerons la propagation d'une onde plane non-uniforme suivant la direction 1 d'une plaque qui est infiniment étendue dans les directions 1 et 2 tandis que leur épaisseur d suivant la direction 3 est finie [49].

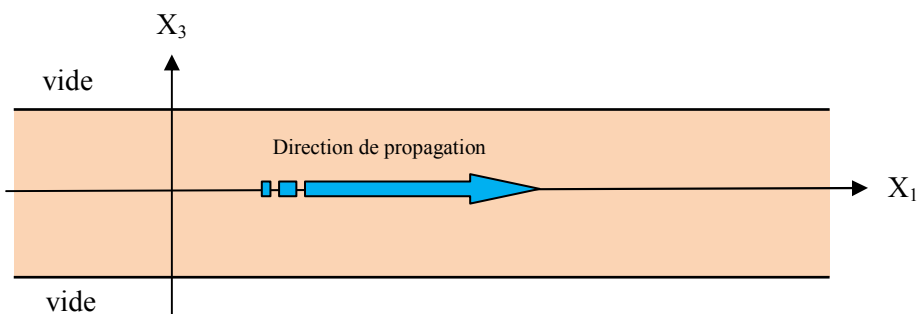


Figure (II- 6): Une plaque homogène isotrope (axes de référence).

Dans ce cas, les potentiels sont invariants par translation dans la direction 2, ce qui signifie que toutes les grandeurs physiques ont des dérivés partiels nuls par rapport à la variable x_2 . Les potentiels scalaires ϕ et vecteurs ψ ont donc les formes suivantes [50]:

$$\begin{cases} \phi = \phi(x_3) \exp i(kx_1 - \omega t) \\ \Psi = \Psi(x_3) \exp i(kx_1 - \omega t) \end{cases} \quad (\text{II- 12})$$

Par la suite on omettra le terme de phase pour ne s'intéresser qu'aux variations des amplitudes ϕ , ψ_1 , ψ_2 et ψ_3 des potentiels représentatifs du déplacement particulière. Pour l'onde se propageant avec un nombre d'onde k à la pulsation ω , les composantes du déplacement sont données par les relations (II-13):

$$\begin{cases} u_1 = ik\phi - \frac{\partial \psi_2}{\partial x_3} \\ u_3 = ik\psi_2 + \frac{\partial \phi}{\partial x_3} \\ u_2 = -ik\psi_3 + \frac{\partial \psi_1}{\partial x_3} \end{cases} \quad (\text{II- 13})$$

Notant que les deux premières équations de (II.13) sont couplées et ne dépendent que des potentiels scalaires ϕ et ψ_2 . Elles décrivent l'onde de Lamb qui ne possède que des composantes u_1 et u_3 non nulles (elle est polarisée dans le plan sagittal) tandis que la troisième équation est indépendante, elle décrit l'onde transversale polarisée horizontalement suivant x_2 . Dans ce cas il y a découplage de sa vibration et de celle de l'onde de Lamb.

L'équation de dispersion de l'onde de Lamb est obtenue comme suit:

$$(k_{liq}^2 - q^2) \tan\left(q \frac{d}{2} + \ell\right) + 4k_{liq}^2 pq \tan\left(p \frac{d}{2} + \ell\right) = 0 \quad (\text{II- 14})$$

Où $k_L = \frac{\omega}{V_L}$, $k_T = \frac{\omega}{V_T}$ et $k_{liq} = \frac{\omega}{V_{liq}}$.

$$p^2 = k_L^2 - k_{liq}^2 \quad \text{et} \quad q^2 = k_T^2 - k_{liq}^2.$$

$$\ell = 0 \quad \text{ou} \quad \frac{\pi}{2}.$$

V_L , V_T et V_{liq} sont les vitesses d'ondes longitudinale, transversale dans la plaque et la vitesse longitudinale dans le liquide respectivement.

Nous pouvons aisément vérifier que dans le cas où ℓ est nul, la composante u_1 (resp. u_3) du déplacement est une fonction paire (resp. impaire) de x_3 . Il s'agit donc d'un mode symétrique ou encore mode de compression (figure (II.7-a)). Dans le cas où ℓ égale à $\frac{\pi}{2}$, $u_1(x_3)$ est impaire alors que $u_3(x_3)$ est paire. Il s'agit d'un mode antisymétrique qui est appelé encore mode de flexion (figure (II.7-b)):

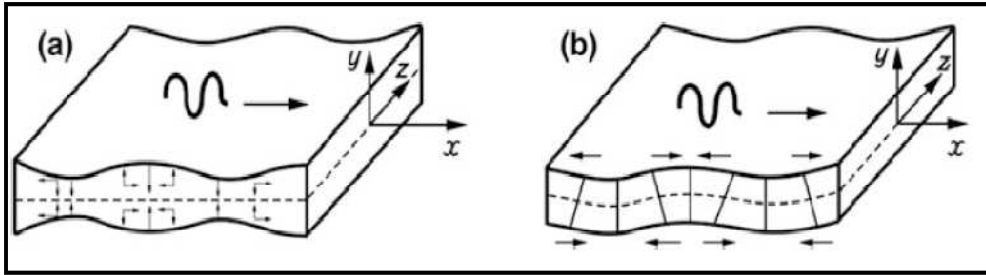


Figure (II- 7): Modes de Lamb (a) symétrique et (b) antisymétrique dans un matériau homogène et isotrope; (x est la direction de propagation de l'onde acoustique) [40].

Les équations de dispersion des modes symétriques ($\ell = 0$) et antisymétriques ($\ell = \pi/2$) sont obtenues par le remplacement de chacune des valeurs de ℓ , l'équation (II.14) est réécrite sous la forme suivante:

$$\begin{cases} (k^2 - q^2)^2 \tan(q \frac{d}{2}) + 4k^2 pq \tan(p \frac{\pi}{2}) = 0(sym) \\ (k^2 - q^2)^2 \cot an(q \frac{d}{2}) + 4k^2 pq \cot an(p \frac{d}{2}) = 0(asym) \end{cases} \quad (II- 15)$$

La résolution du système des équations (II.15) nous permet de déterminer les nombres des ondes symétriques et antisymétriques ainsi que les courbes de dispersion de la vitesse de phase V_p des premiers modes de Lamb en fonction du produit fréquence-épaisseur ($f \times d$) comme illustre la figure (II.8):

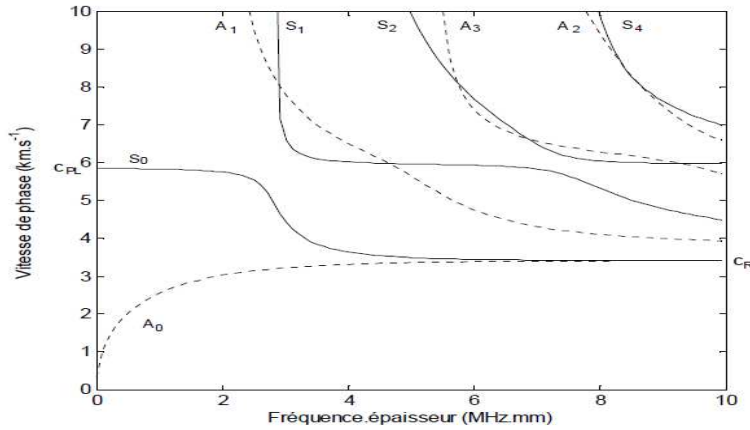


Figure (II- 8): Vitesses de phase des modes de Lamb symétriques (trait plein) et antisymétriques (trait pointillé) dans une plaque de Silice [49].

II.4 Comportement des ondes acoustiques à travers les différentes interfaces

La figure (II.9) illustre une onde longitudinale incidente dans un liquide sous un angle θ_i vers un solide de telle sorte qu'elle génère une onde longitudinale réfléchie dans le liquide avec un angle $\theta_r = \theta_i$ et deux ondes transmises dans le matériau dont une longitudinale et l'autre transversale. Les angles des ondes longitudinale et transversale transmises θ_L et θ_T sont déterminés selon la loi de Snell-Descartes [32, 33, 34] (§ 1):

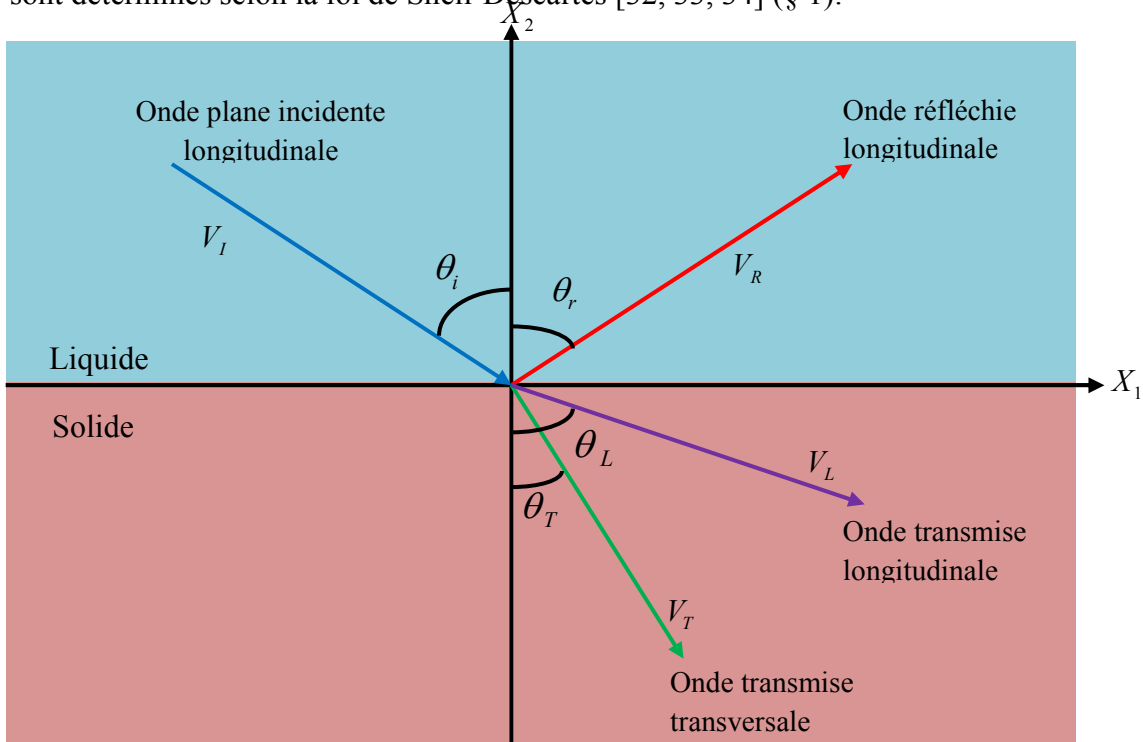


Figure (II- 9): Schéma d'une onde longitudinale incidente d'un milieu liquide vers un milieu solide.

II.5. Coefficient de réflexion $R(\theta)$:

II.5.1. A l'interface liquide-solide

Le rapport de l'amplitude de pression de l'onde réfléchie à l'amplitude de pression de l'onde incidente s'appelle le coefficient de réflexion $R(\theta)$ qui est exprimé en fonction des impédances acoustiques des deux milieux comme suit [51]:

$$R(\theta) = \frac{Z_{sol} - Z_{liq}}{Z_{sol} + Z_{liq}} \quad (\text{II- 16})$$

Sachant que :

$$\begin{cases} Z_{sol} = Z_L \cos^2 2\theta_T + Z_T \sin^2 2\theta \\ Z_{liq} = \frac{\rho_{liq} V_{liq}}{\cos \theta_i} \\ Z_L = \frac{\rho_{sol} V_L}{\cos \theta_L} \\ Z_T = \frac{\rho_{sol} V_T}{\cos \theta_T} \end{cases}$$

Z_{liq} , Z_L et Z_T : sont respectivement les impédances du liquide, longitudinale et transversale du matériau solide.

θ_L , θ_T : sont respectivement les angles longitudinal et transversal.

ρ_{liq} , ρ_{sol} : sont respectivement les densités du liquide et du solide.

II.5.2. Le cas d'une couche immergée dans un liquide

Dans ce cas, le coefficient de réflexion $R(\theta)$ est une fonction complexe qui dépend de l'angle d'incidence θ_{in} et de la fréquence f , il est calculé comme suit [51, 52]:

$$R(\theta, \omega) = \frac{A_{32}A_{41} - A_{31}^2 + (\omega\rho_{liq}V_{liq})^2(A_{23}A_{41} - A_{21}^2)}{A_{32}A_{41} - A_{31}^2 - (\omega\rho_{liq}V_{liq})^2(A_{23}A_{41} - A_{21}^2) - 2i(\omega\rho_{liq}V_{liq})(A_{41}A_{22} - A_{21}A_{31})} \quad (\text{II- 17})$$

Où:

$$\left\{ \begin{array}{l} A_{21} = i \left(\frac{2 \sin^2(\theta_T) \sin(k_{1z} d_1)}{\tan(\theta_L)} - \tan(\theta_T) \cos(2\theta_T) \sin(k_{1z} d_1) \right) \\ A_{22} = \cos(2\theta_T) \cos(k_{1z} d_1) + 2 \sin^2(\theta_T) \cos(k_{1z} d_1) \\ A_{23} = \frac{\cos(\theta_L) \cos(k_{1z} d_1) + \tan(\theta_T) \sin(\theta_L) \sin(k_{1z} d_1)}{\omega \rho_1 V_1} \\ A_{31} = -2i \omega \rho_1 V_T \sin(\theta_T) \cos(2\theta_T) \cos(k_{1z} d_1) - \cos(k_{1z} d_1) \\ A_{32} = -\omega \rho_1 \left(\frac{V_L \cos^2(2\theta_T)}{\cos(\theta_L) \sin(k_{1z} d_1)} + 4V_T \sin^2(\theta_T) \cos(\theta_T) \sin(k_{1z} d_1) \right) \\ A_{41} = -\omega \rho_1 V_T^2 \left(\frac{4 \cos(\theta_L) \sin^2(\theta_T) \sin(k_{1z} d_1)}{V_L} + \frac{\cos^2(2\theta_T) \sin(k_{1z} d_1)}{\cos(\theta_T) V_T} \right) \end{array} \right.$$

et

$$\left\{ \begin{array}{l} k_{1z} = k_L \cos(\theta_L) \\ k_{1z} = k_T \cos(\theta_T) \end{array} \right.$$

θ_i , V_{liq} sont l'angle d'incidence, la vitesse d'onde acoustique dans le liquide du couplage et

$k_{liq} = \frac{\omega}{V_{liq}}$ est le nombre d'onde dans l'eau, leur composante horizontale est notée par:

$k_x = k_{liq} \sin \theta_i$, V_L et V_T sont les vitesses d'ondes longitudinale et transversale, α_L et α_T sont respectivement les coefficients d'atténuation d'ondes longitudinale et transverse dans l'échantillon, $k_L = \left(\frac{\omega}{V_L} \right) (1 + i\alpha_L)$ et $k_T = \left(\frac{\omega}{V_T} \right) (1 + i\alpha_T)$ sont les nombres d'ondes

longitudinale et transversale. Après θ_L et θ_T sont les angles de réfraction qui sont calculés comme suivent:

$$\theta_L = a \sin \left(\frac{k_x}{k_L} \right) \text{ et } \theta_T = a \sin \left(\frac{k_x}{k_T} \right).$$

Connaissant que d_1 est l'épaisseur de la couche, k_{1z} et k_{2z} sont les composantes verticales des nombres des ondes longitudinale et transverse respectivement.

$$k_{liq} = \frac{2 \pi f}{V_{liq}} \text{ et } k_z = \omega \frac{\cos \theta_i}{V_{liq}}$$

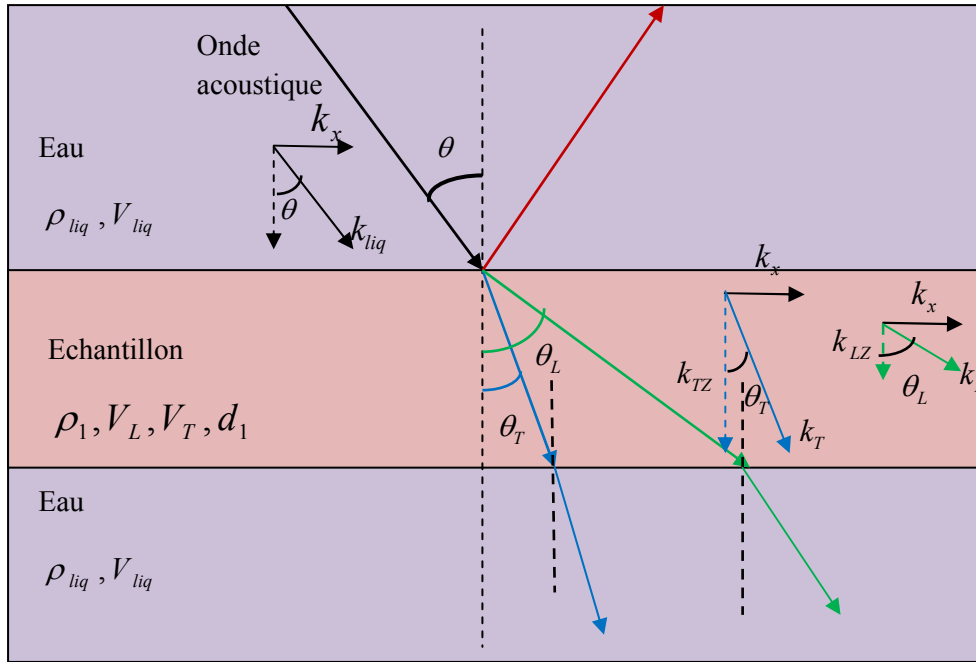


Figure (II- 10):Schéma illustrant les ondes réfléchies et transmises à travers une couche immergée dans l'eau.

II.5.3. Dans un matériau multicouche

En 1950, Thomson fut le premier auteur qui a proposé une méthode de résolution du problème de la propagation des ondes dans un milieu stratifié composé d'un nombre arbitraire des couches isotropes [53]. Reprise et corrigée par Haskell [54] en 1953, la méthode se base sur l'emploi d'une matrice de transfère. Dans cette dernière, les déplacements et les contraintes à la surface inférieure d'une couche sont exprimés en fonction de ces mêmes grandeurs à la surface supérieure de la couche. Coupler les matrices de chaque couche successivement permet de décrire les champs des déplacements et des contraintes du système total, en tenant compte des conditions aux limites des interfaces entre couches et sur les surfaces libres du multicouche.

Le modèle de calcul de la fonction de réflexion $R(\theta)$ a été proposé par T. Kundu [55], puis ce modèle a été développé par Z. Yu [56]. Dans ce modèle, la méthode de la matrice de transfère de Thomson-Haskell a été utilisée pour le calcul. La figure (II-11) représente une onde acoustique incidente d'un liquide vers un matériau multicouche qui se compose de n couches:

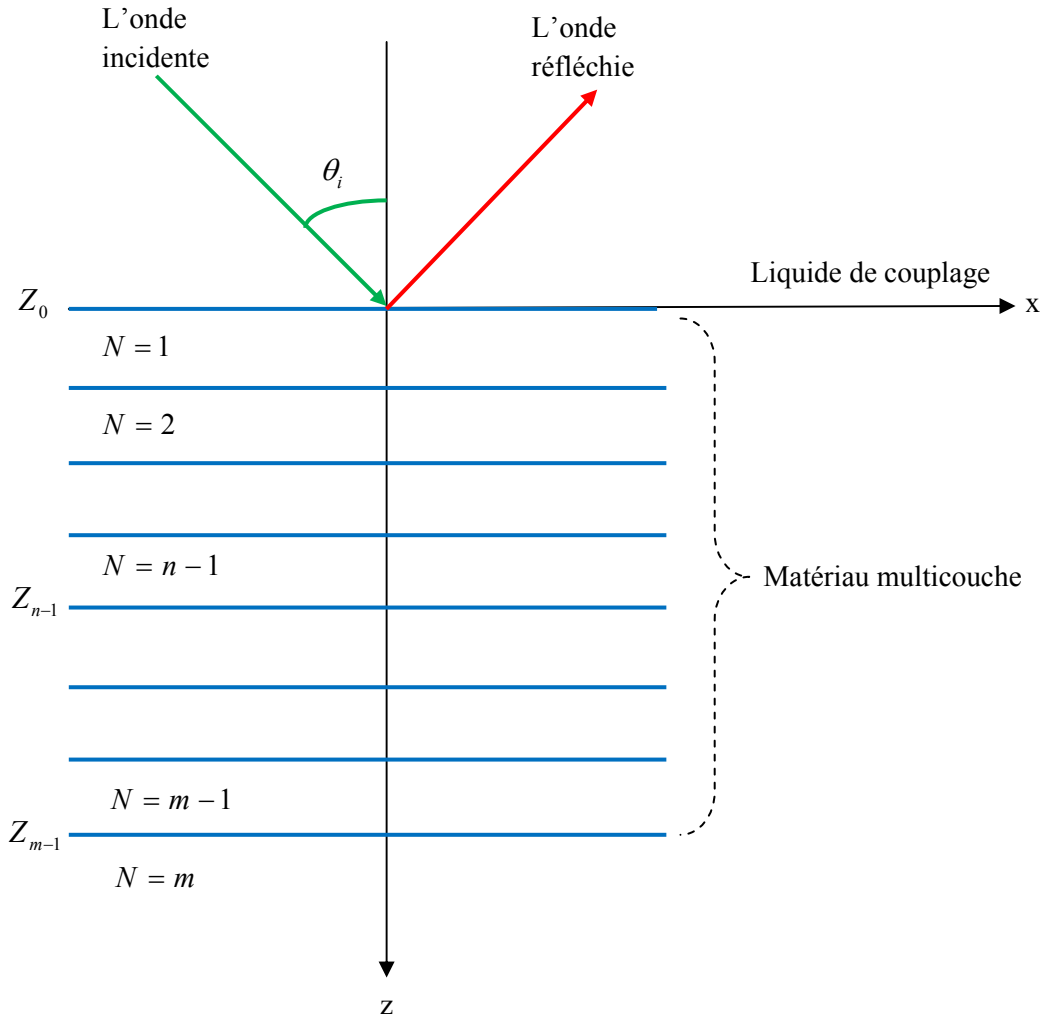


Figure (II- 11):La géométrie de l'onde incidente du liquide de couplage vers le matériau multicouche.

Dans ce cas, le matériau multicouche est considéré composer des couches isotropes de telle sorte que $N = 1$ dans la couche supérieure et $N = n$ dans la $n^{\text{ième}}$ couche.

Les potentiels des ondes longitudinale et transversale dans la $n^{\text{ième}}$ couche sont obtenus par ϕ_n et ψ_n qui doivent être satisfait les équations des ondes qui suivent:

$$\begin{aligned} \phi_n &= [a_n e^{-i\eta_{Ln}(Z_n - Z_{n-1})} + b_n e^{i\eta_{Ln}(Z_n - Z_{n-1})}] e^{i(k_{nx}x - \omega t)} \\ \psi_n &= [c_n e^{-i\eta_{Tn}(Z_n - Z_{n-1})} + d_n e^{i\eta_{Tn}(Z_n - Z_{n-1})}] e^{i(k_{nx}x - \omega t)} \end{aligned} \quad (\text{II- 18})$$

$$\eta_{Ln}^2 = k_{Ln}^2 - k_x^2 \text{ et } \eta_{Tn}^2 = k_{Tn}^2 - k_x^2 .$$

k_x est la composante x du nombre d'onde, elle est exprimée comme suit:

$$\text{où } k_x = k_{liq} \sin \theta_i = k_{Ln} \sin \theta_{Ln} = k_{Tn} \sin \theta_{Tn} .$$

$$k_{liq} = \frac{\omega}{V_{liq}}, \quad k_{Ln} = \frac{\omega}{V_{Ln}} \text{ et } k_{Tn} = \frac{\omega}{V_{Tn}} .$$

avec : a_n , b_n , c_n et d_n sont des constantes inconnues qui sont désignées comme suit:

$$\{C_n\} = \{c_n \quad a_n \quad b_n \quad d_n\}^T \quad (\text{II- 19})$$

$\{C_n\}$ Est le vecteur constant qui sera trouvé à partir de l'interface et les conditions aux limites.

$$\{S_n\} = \{u_n \quad v_n \quad \sigma_n \quad \tau_n\}^T \quad (\text{II-20})$$

$\{S_n\}$ la matrice qui relie les déplacements et le vecteur de contrainte.

Les deux vecteurs $\{S_n\}$ et $\{C_n\}$ peuvent être se reliés comme suit:

$$\{S_n\} = [Q(n)][E(z - \zeta)]\{C_n\} \quad (\text{II- 21})$$

$$\begin{Bmatrix} u_n \\ v_n \\ \sigma_n \\ \tau_n \end{Bmatrix} = [Q(n)][E(z - \zeta)] \begin{Bmatrix} c_n \\ a_n \\ b_n \\ d_n \end{Bmatrix} \quad (\text{II- 22})$$

Ou:

$[Q(n)]$ et $[E(z)]$ sont données par:

$$[E(z)] = \begin{bmatrix} e^{-i\eta_{Tn}z} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{-i\eta_{Ln}z} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\eta_{Ln}z} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{i\eta_{Tn}z} \end{bmatrix}$$

$$[Q(n)] = \begin{bmatrix} i\eta_{Tn} & ik_x & ik_x & -i\eta_{Tn} \\ ik_x & -i\eta_{Ln} & i\eta_{Ln} & ik_x \\ 2\mu_n\eta_{Tn}k_x & \mu_n(2k_x^2 - k_{Tn}^2) & \mu_n(2k_x^2 - k_{Tn}^2) & -2\mu_n\eta_{Tn}k_x \\ -\mu_n(2k_x^2 - k_{Tn}^2) & 2\mu_n\eta_{Ln}k_x & -2\mu_n\eta_{Ln}k_x & -\mu_n(2k_x^2 - k_{Tn}^2) \end{bmatrix}$$

$$\{S_n(z_n)\} = [Q(n)][E(z_n - z_{n-1})][Q(n)]^{-1}\{S_{n-1}(z_{n-1})\}$$

$$\{S_n(z_n)\} = [P(n)]\{S_{n-1}(z_{n-1})\}$$

$$\{C_m\} = [Q(m)]^{-1}[P(m-1)][P(m-2)]\dots[P(n+1)][P(n)][P(n-1)]\dots[P(1)]\{S_0\}$$

$$\{C_m\} = [J(m,1)]\{S_0\}$$

$$\{C_0\} = \{0 \quad 1 \quad R \quad 0\}^T$$

$$\{S_0\} = [u_0 \quad v_0 \quad \sigma_0 \quad \tau_0 = 0]^T = [Q(0)][E(z)]\{C_0\}$$

$$\{S_0\} = [u_0 \quad i\eta(1-R) \quad -\rho V_{liq}^2 k_{liq}^2 (1+R) \quad 0]$$

$$\{C_m\} = [0 \quad 0 \quad b_m \quad d_m]^T$$

$$\begin{Bmatrix} 0 \\ 0 \\ b_m \\ d_m \end{Bmatrix} = [J(m,1)] \begin{Bmatrix} u_0 \\ i\eta(1-R) \\ -\rho V_{liq}^2 k_{liq}^2 (1+R) \\ 0 \end{Bmatrix}$$

La solution de l'équation précédente (II-22) avec l'élimination du u_0 nous amène à obtenir la fonction de réflexion $R(\theta)$ dans les matériaux multicouches:

$$R = \frac{\eta(J_{11}J_{22} - J_{12}J_{21}) + i\rho V_{liq}^2 k_{liq}^2 (J_{11}J_{23} - J_{21}J_{13})}{\eta(J_{11}J_{22} - J_{12}J_{21}) - i\rho V_{liq}^2 k_{liq}^2 (J_{11}J_{23} - J_{21}J_{13})} \quad (\text{II-23})$$

Où J_{ij} sont les éléments (i, j) de la matrice $[J]$.

Dans la $n^{\text{ième}}$ couche:

ρ_n : La densité.

V_{Ln} : La vitesse de l'onde longitudinale.

V_{Tn} : La vitesse de l'onde transversale.

Z_{N-1} : Le plan de la couche.

$Z = Z_0$: Le plan de la frontière entre le liquide du couplage et le solide.

V_{liq} : La vitesse de l'onde longitudinale

k_{liq} : Le nombre d'onde

et ρ_{liq} : La densité du liquide du couplage respectivement.

ω : La fréquence angulaire.

η_{Ln} et η_{Tn} : Les composantes des ondes longitudinale et transversale respectivement.

u_n et v_n : Les composantes tangentielle et normale des vecteurs du déplacement.

σ_n et τ_n : Les composantes tangentielle et normale du vecteur de contrainte.

II.6. Conclusion:

L'une des plus importantes quantités à déterminer dans le calcul de la courbe $V(z)$ est le coefficient de réflexion $R(\theta, f)$ des ondes acoustiques sur les systèmes massifs et multicouches. $R(\theta, f)$ est une fonction de l'angle d'incidence θ et la fréquence f . De

nombreuses méthodes ont été développées pour le calcul du coefficient de réflexion acoustique, néanmoins dans notre étude on s'intéresse uniquement au modèle de Brekhovskikh. Notant que la diversité des systèmes étudiés suscite la génération de plusieurs types des ondes acoustiques, leurs nombres et leurs types dépendent des différentes propriétés des matériaux composants la structure à examiner.

L'objectif majeur d'étude par simulation est de prouver l'efficacité de modèle de calcul pour la détermination des types des ondes qui se propagent dans les différents matériaux ainsi que la détermination de la limite de stabilité de ces modèles à des différentes valeurs de la fréquence.

Chapitre III

III. Modélisation des signaux acoustique en régime harmonique

III.1 introduction

Dans ce chapitre, notre étude consiste à établir un formalisme pour le calcul de la réponse acoustique des matériaux. Plusieurs travaux ont été consacrés pour trouver les modèles mathématiques et physiques de la courbe $V(z)$, R. G. Wilson et des autres chercheurs ont étudié la signature acoustique dans les surfaces des matériaux multicouches [29, 62, 80]. Par conséquent, l'étude quantitative d'un tel échantillon massif et multicouche nécessite l'extraction avec précisions des vitesses des différents modes des ondes acoustiques à partir de la courbe de la signature acoustique $V(z)$ [81]. Pour atteindre ce but, on fait appel au plusieurs techniques de traitement de signal.

II.2 Principe de la modélisation en régime harmonique

Le phénomène d'interférence, qui apparait suite à l'emploi d'un capteur focalisé peut être modélisé par plusieurs méthodes. Bertoni propose une méthode qui modélise le champ acoustique par des rayons géométriques [57-58]. Cette formule analytique rend compte des phénomènes d'interférence entre l'onde de Rayleigh rayonnée et l'onde spéculaire réfléchie mais elle néglige la contribution des ondes de volume (longitudinale et transverse) rasantes qui sont générées aux angles critiques. Cette approche ne sera pas abordée dans ce mémoire par la suite [59]. De même pour le modèle d'Atalar qui utilise l'optique de Fourier et qui intègre l'ensemble des ondes reçues par le capteur acoustique (transducteur) [60, 61]. L'expression mathématique donnée par Atalar est relativement simple mais les conditions aux limites ne sont plus satisfaisantes, lorsque l'ouverture angulaire θ du capteur est supérieure à 50° .

Dans le cas d'une focalisation par l'intermédiaire d'une lentille sphérique, la répartition du champ acoustique à la sortie du transducteur, la propagation dans la ligne à retard ainsi que la traversé du dioptre doivent être prises en considération. Pour cela, l'hypothèse d'ondes planes se propageant dans la ligne à retard est adoptée et les effets dus à la diffraction sont négligés. Ensuite, pour le calcul du champ à la sortie du dioptre, les lois de l'optique géométrique sont utilisées en tenant compte du coefficient de transmission de la lentille. Notre approche se base sur le modèle de Sheppard et Wilson simplifié ainsi que le modèle de Brekhovskikh pour les systèmes monocouches et multicouches, ce qui nous permet de s'affranchir des difficultés de calcul précitées.

II.3 Modèle de Sheppard et Wilson

II.3.1 Modélisation de la signature acoustique $V(z)$ en fonction de $R(\theta)$

L'imagerie acoustique qui constitue une analyse qualitative, peut être complétée par une analyse quantitative. Cette dernière est née de la tentative d'expliquer le renversement des contrastes dans l'image de surface lorsqu'on défocalise légèrement le capteur. Le signal de sortie (V) reçu par le transducteur varie en fonction de cette défocalisation et dépend étroitement de la nature et de la morphologie du matériau analysé. Ce signal, est à la fois riche et complexe, d'allure pseudo périodique, porte le nom de signature acoustique notée $V(z)$. Pour un substrat, elle dépend essentiellement de sa structure (grains, joints de grains, isotropie, anisotropie, porosité, ... etc), pour un système multicouches cette signature est fonction de la nature des couches et leurs épaisseurs (chapitre §4).

Lorsqu'une onde acoustique, focalisée par une lentille, atteint la surface d'un solide supposé isotrope, on observe les phénomènes suivants: sous une incidence θ_{in} , cette onde donne naissance à une onde longitudinale réfléchiée ($\theta_L^{(refl)}$) et à deux ondes transmises, l'une longitudinale et l'autre transversale. D'autre part, aux incidences critiques θ_{CS} , il y a génération des ondes de surface (par exemple l'onde de Rayleigh). Cette onde pénètre d'une profondeur égale à sa longueur d'onde (λ).

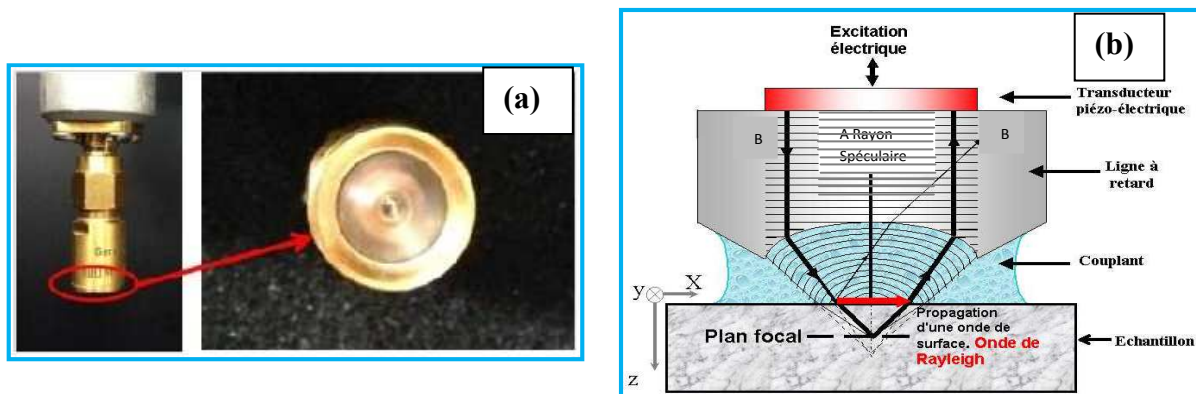


Figure (III- 1): Schéma du capteur et des trajets acoustiques en réflexion

La signature acoustique de surface étant définie comme une résultante de l'interférence entre ces deux ondes: une onde de volume émise et réfléchiée suivant la normale de la lentille et une onde de surface (onde de Rayleigh) générée à partir d'un angle θ_R (angle de Rayleigh) et réémise dans le liquide (figure (III-1.a)).

Les ondes incidentes sphériques, fournies par le capteur acoustique (ligne à retard, transducteur piézoélectrique), se propage vers le point focal et réfléchies sur les échantillons examinés.

Les ondes de surface (généralement des ondes de Rayleigh), se propagent à l'interface liquide/matériau. Elles sont générées par une partie du faisceau incident, évanescentes et une partie de leur énergie est réémise sous forme d'onde de volume dans le liquide tout au long de leur propagation (figure (III.1.b)). Lorsque l'échantillon est placé à la focale, tous les rayons sont récupérés par le transducteur, et ils sont généralement en phase dans le cas général. En défocalisant la lentille vers l'échantillon ($z < z_f$) le transducteur ne récupère que ceux qui sont situés près de l'axe (rayon A) de la lentille. Les autres rayons (rayon C) s'annulent après une série de réflexion sur les faces latérales de la ligne à retard. C'est ainsi que le transducteur récepteur reçoit deux faisceaux acoustiques ayant subi des trajets assez différents (rayon A et B) qui vont interférer en donnant la signature acoustique $V(z)$ composée par un signal pseudo périodique lorsque le capteur est déplacé suivant l'axe (z) ou ($-z$) de la lentille (figure (III.1.b)). La périodicité Δz de ces interférences donne une information sur la signature acoustique et par conséquent sur les chemins acoustiques des deux faisceaux, c'est à dire la mesure expérimentale de la vitesse de surface dite de Rayleigh.

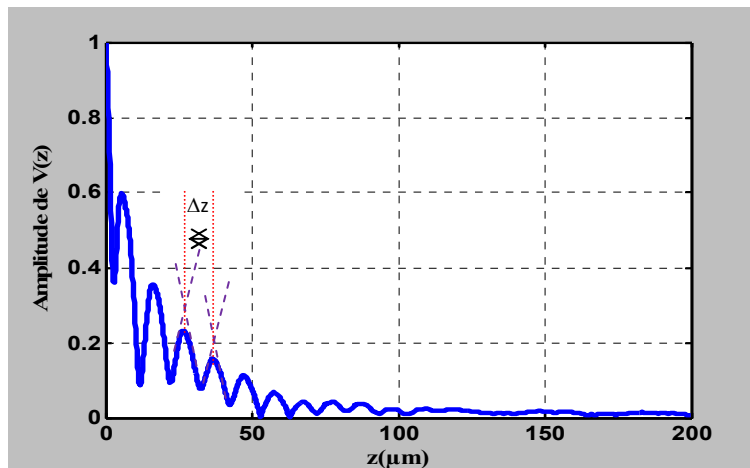


Figure (III- 2):Signature acoustique théorique $V(z)$ du système eau/verre, $f = 600$ MHz.

D'après la relation de Sheppard et Wilson [62], la signature acoustique est fonction du pouvoir réflecteur $R(\theta)$ du matériau massif ou de l'ensemble formé de la couche/substrat et dans le cas d'un système multicouche., elle a été modélisées par Sheppard et Wilson, son expression est de la forme suivante:

$$V(z) = \int_0^{\theta_{\max}} P^2(\theta) R(\theta) \exp(2jk_{liq} \cos \theta) \sin \theta \cos \theta d\theta \quad (\text{III-1})$$

Où: θ_{\max} : ouverture maximale de la lentille

$P^2(\theta) = e^{\left[-3.5(50)^2\left(\frac{\theta}{\theta_{\max}}\right)\right]}$, elle représente la répartition de l'énergie avant le passage du

dioptre pour une lentille de 50° d'ouverture, cette fonction, connue sous le nom de fonction pupille et elle ne dépend que de la géométrie et de la nature de la lentille.

$R(\theta)$: fonction de réflexion qui caractérise le matériau étudié.

K_{liq} : vecteur d'onde dans le liquide de couplage.

e^{2jkz} : exprime le déphasage entre les ondes planes qui effectuent un trajet aller et retour dans le liquide de couplage.

Le pseudo période Δz peut être déterminé à partir de l'intervalle entre deux maximas et des minimas consécutifs, ou bien on comparant la phase des rayons réfléchis par l'objet (matériau) et celle de l'onde de surface (figure (III.2)).

$$\Delta z = \frac{\lambda_{liq}}{2(1 - \cos \theta_{CR})} \quad (III-2)$$

Où: λ_{liq} est la longueur d'onde dans le liquide de couplage

θ_{CR} l'angle critique de l'onde donnant la vitesse de Rayleigh.

Connaissant la fréquence (f) de fonctionnement du microscope acoustique à balayage, la vitesse longitudinale des ondes dans le liquide de couplage (V_{liq}), on peut déduire la vitesse de propagation des ondes de Rayleigh dans la structure examinée.

$$V_R = \frac{V_{liq}}{\left(1 - \left(1 - \frac{V_{liq}}{2f\Delta z}\right)^2\right)^{\frac{1}{2}}} \quad (III-3)$$

Cette dernière vitesse peut être reliée aux vitesses des ondes longitudinale et transversale par la relation de Victorov [35,50].

$$V_R = V_T \frac{0.718 - \left(\frac{V_T}{V_L}\right)^2}{0.75 - \left(\frac{V_T}{V_L}\right)^2} \quad (III-4)$$

La signature acoustique peut être décomposée en somme de deux fonctions qui sont [63, 64]: La fonction de la réponse normale de la lentille et du transducteur: lorsque l'illumination de l'échantillon ne produit aucune onde de surface, cette fonction est appelée fonction de transfère $V_L(z)$ et sa courbe déduite expérimentalement sur un échantillon parfaitement réfléchissant tel que le Téflon (figure III.3)).

La fonction caractéristique du matériau $V_M(z)$: sa périodicité dépend complètement de la nature de l'échantillon élaboré (figures (III.4)).

$$V(z) = V_L(z) + V_M(z) \quad (\text{III-5})$$

Les figures (III-3) et (III-4) sont obtenues par simulation au laboratoire.

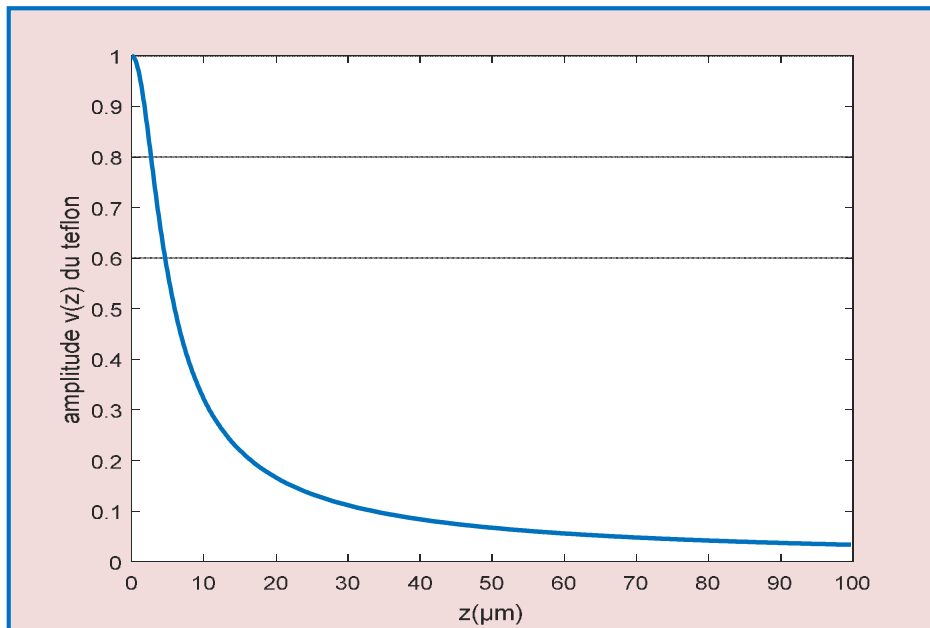


Figure (III- 3) : Réponse équivalente de lentille $V_L(z)$ obtenue sur du téflon, $f = 600$ MHz.

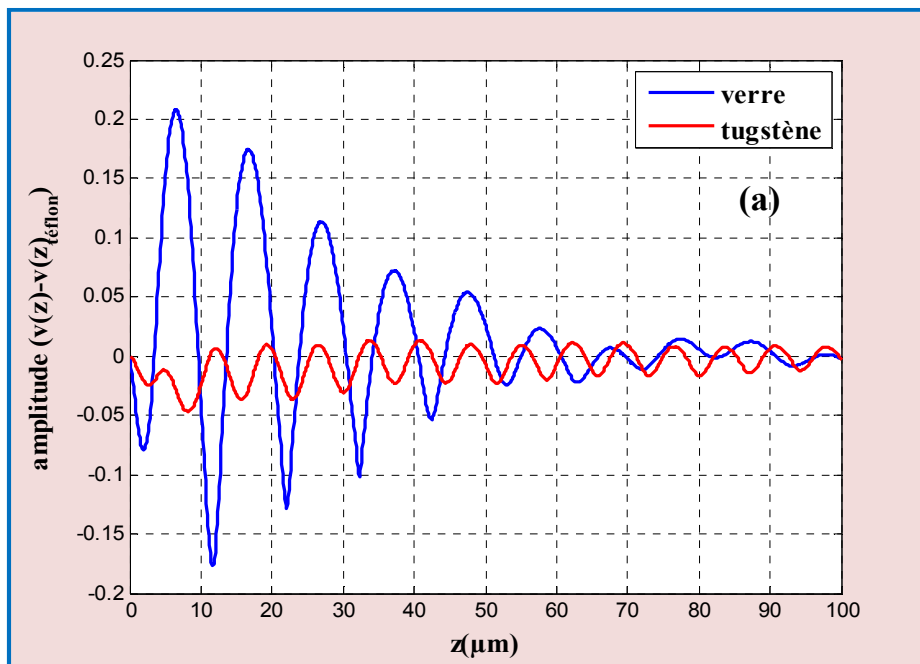


Figure (III- 4): Réponse du matériau $V_M(z)$ après soustraction de la réponse de la lentille dans le cas de deux matériaux différents à $f = 600$ MHz.

III.4. Traitement de la signature acoustique $V(z, f)$

Plusieurs méthodes sont consacrées pour le traitement de la signature acoustique, parmi ces méthodes on distingue: la transformée de Fourier rapide *FFT*.

Le traitement de la réponse du matériau par la transformée de Fourier Rapide (*FFT*) nous permet de déterminer les vitesses de Rayleigh (V_R), longitudinales (V_L). La figure (III-5) montre que chaque spectre de la *FFT* du verre et du tungstène admet deux pics significatifs de telle sorte que le pic situé à des faibles valeurs de la fréquence correspond au mode longitudinal, l'autre pic qui est situé à des valeurs plus élevées de la fréquence correspond au mode de Rayleigh. A partir desquels nous pouvons estimer les vitesses des ondes longitudinales et de Rayleigh. Par suite la vitesse de l'onde transversale a été calculée par l'application de la relation de Viktorov [65].

A partir des pics significatifs du spectre, on déduit le Δz exacte d'un tel mode en appliquant la relation (III-6) [66]:

$$f_{R,L} = \frac{1}{\Delta z_{R,L}} \quad (\text{III-6})$$

L'indices R indique le mode de Rayleigh et L indiquent le mode longitudinal.

La connaissance de ces trois vitesses (V_L , V_T et V_R), nous permet de calculer les paramètres mécaniques selon les expressions suivantes [18].

$$\left\{ \begin{array}{l} E = \rho V_T^2 \frac{3V_L^2 - 4V_T^2}{V_L^2 - V_T^2} \\ G = \rho V_T^2 \\ \nu = \frac{V_L^2 - 2V_T^2}{2(V_L^2 - V_T^2)} \\ K = \rho \frac{3V_L^2 - 4V_T^2}{3} \end{array} \right. \quad (\text{III-7})$$

Où: E : le module de Young

G : le module de cisaillement

K : le module de compressibilité

ν : Le coefficient de Poisson

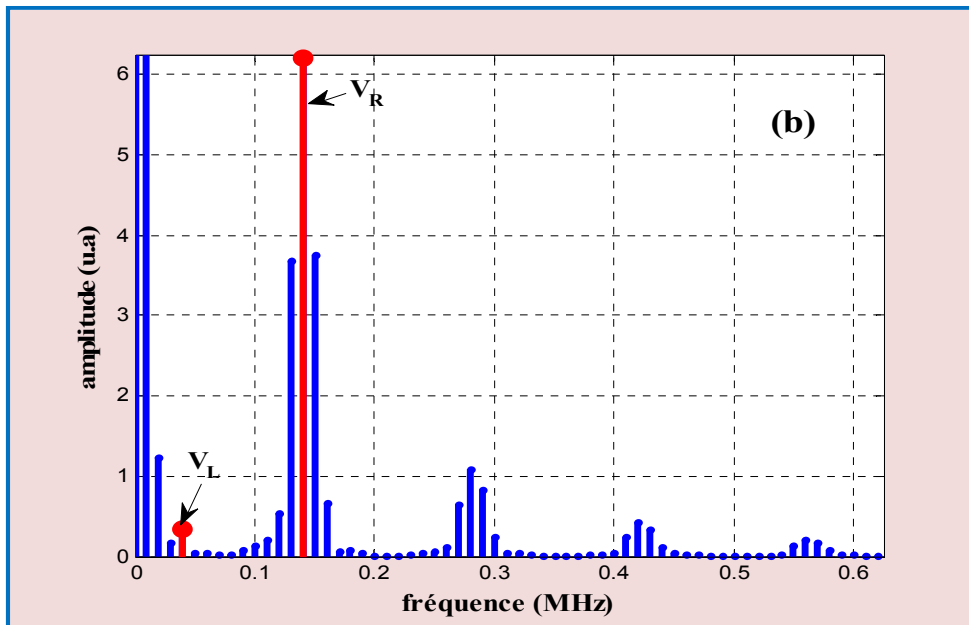
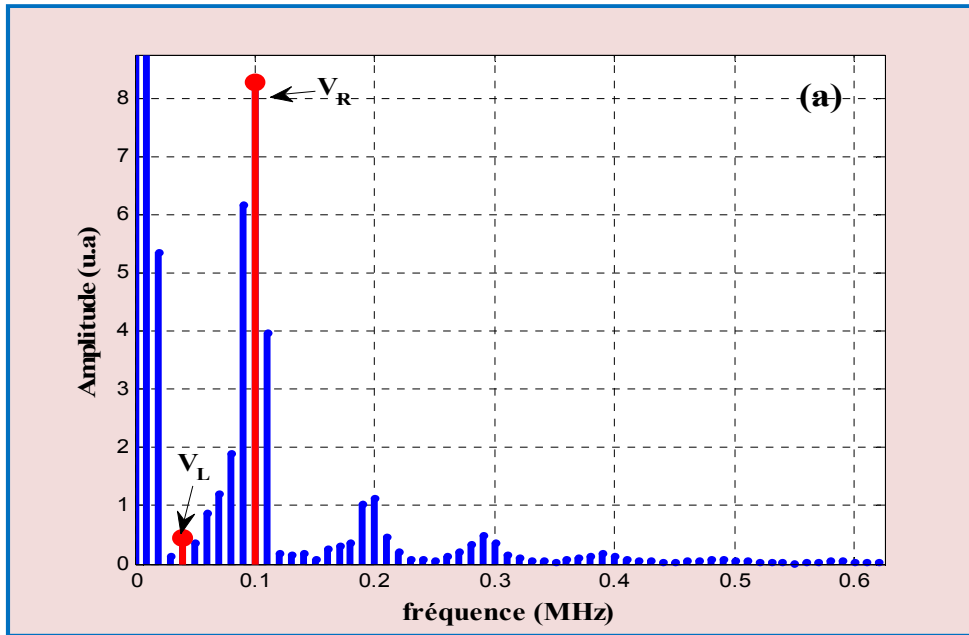


Figure (III- 5): Spectre FFT de la signature acoustique $V(z)$ ($f = 600\text{MHz}$) de deux matériaux; (a) le verre, (b) le tungstène.

III.5. Détermination de $R(\theta, f)$ en fonction de l'inversion de $V(z, f)$

L'expression directe de $V(z)$ à partir de $R(\theta)$ a été développée par la technique du spectre angulaire [67] ou la méthode des rayons optiques [68, 69]. La formalisme du spectre angulaire est utilisée pour développer la relation inverse (c'est-à-dire, l'expression de $R(\theta)$ en fonction de $V(z)$) [70]. La tension électrique $V(z)$ reçue à la sortie du transducteur peut

être exprimée par la sommation du champ réfléchi pondéré par une fonction de réception du transducteur $P_R(k_x)$ [71].

$$V(z) = \int_{-k_{liq}}^{k_{liq}} P_R(k_x) P_F(k_x) R(k_x) \exp(-2j\sqrt{(k_{liq}^2 - k_x^2)}z) dk_x \quad (III-8)$$

Où $P_R(k_x)$ et $P_F(k_x)$ dépendent uniquement des caractéristiques de la lentille.

Pour exprimer $R(k_x)$ en fonction de $V(z)$, un changement de variable est fait:

$$p = \frac{1}{\pi} \sqrt{(k_{liq}^2 - k_x^2)} \quad (III-9)$$

Le variable p peut être utilisé de telle sorte que:

$$dk_x = \begin{cases} -\pi ((k_{liq} / \pi p)^2 - 1)^{\frac{-1}{2}} dp, \text{ for } k_x > 0 \\ +\pi ((k_{liq} / \pi p)^2 - 1)^{\frac{-1}{2}} dp, \text{ for } k_x < 0 \end{cases} \quad (III-10)$$

L'équation (III-8) devient:

$$V(z) = \int_0^{\frac{k_{liq}}{\pi}} P'(p) R(p) \exp(-2\pi j z p) dp \quad (III-11)$$

Où:

$$P'(p) = \frac{2\pi}{\sqrt{(k_{liq} / \pi p)^2 - 1}} P_R(p) P_F(p) \quad (III-12)$$

L'équation (III-11) du $V(z)$ est sous la forme d'une transformée de Fourier pour $P'(p)R(p)$ et sa transformée de Fourier inverse donne:

$$P'(p)R(p) = \int_{-\infty}^{+\infty} V(z) \exp(2\pi j z p) dz \quad (III-13)$$

La fonction de réflexion $R(p)$ peut être obtenue par:

$$R(p) = \frac{F^{-1}[V(z)]}{P'(p)} = \frac{F^{-1}[V(z)]}{F^{-1}[V_L(z)]} \quad (III-14)$$

Où: F^{-1} est la transformée de Fourier inverse.

$V_L(z)$ est la réponse géométrique de la lentille.

La fonction de réflexion $R(p)$ est échantillonnée par p . Mais généralement, la fonction de réflexion doit être exprimée en fonction de l'angle d'incidence θ . Par conséquent,

une relation intégrale directe entre le $V(z)$ et le $R(\theta)$ a été obtenue à partir de l'équation (III-14):

$$R(\theta) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} V(z) \exp(2jk_{liq} z \cos \theta) dz}{P'(\theta)} \quad (III-15)$$

$P'(\theta)$ est la fonction d'étalonnage qui compense la variation de $R(\theta)$ due à la lentille acoustique.

Le coefficient de réflexion $R(\theta)$ a été exprimé en fonction de la fréquence f et l'équation (III-15) est développée sous forme suivante:

$$R(\theta, f) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} V(z, f) \exp(2jz2\pi f / V_{liq} \cos \theta) dz}{P'(\theta, f)} \quad (III-16)$$

III.6. Techniques d'inversion de $R(\theta, f)$

Ils existent deux techniques distinctes [70] qui sont:

La première technique consiste à appliquer un signal sous forme impulsionnelle ou harmonique dont lequel le $V(z)$ est enregistré en amplitude et en phase à une fréquence fixe, puis le $V(z, f)$ est obtenu en répétant le même enregistrement pour chaque fréquence (f).

Dans la deuxième technique, on utilise le mode des ondes pulsées à large bande, pour ce faire, il suffit de considérer que les signaux $V(z, t)$ sont en fonction de l'amplitude (z) et du temps (t), ces signaux sont enregistrés et stockés, par la suite ces signaux $V(z, t)$ sont transformés en $V(z, f)$ afin d'optimiser les résultats de mesure.

Dans les deux cas, $R(\theta, f)$ est obtenu à partir de l'équation (III-15), connaissant que la deuxième technique est plus efficace que la première mais son inconvénient majeur c'est la petite perte du rapport signal sur bruit dans le $V(z)$.

III.7. Conclusion:

Nous avons vu précédemment que plusieurs modèles et techniques sont développés pour le traitement de la signature acoustique $V(z)$. La transformée de Fourier rapide FFT est destinée pour l'exploration des vitesses des ondes acoustiques des matériaux massifs et isotropes, afin de pouvoir estimer les paramètres élastiques de ces matériaux implicitement. Mais dans le cas des structures multicouches, la détermination des vitesses des ondes

acoustiques à partir de la signature acoustique est très explicite. Cela est dû au fait que plusieurs modes des ondes acoustiques générés sont contribuer à la formation de la signature acoustique $V(z)$. Ce qui provoque un véritable problème dans le coté expérimentale. En effet, la modélisation des courbes du pouvoir réflecteur $R(\theta)$ des structures multicouches devient nécessaire avant tout travail expérimental.

Chapitre IV
Résultats et discussions

IV.1. Introduction:

Dans la nature, Il existe plusieurs variétés et types de matériau (métalliques, céramiques, polymères, verres, piézoélectriques, ...etc.), ainsi que le développement industriel dans le domaine de transformation de phase des structures cristallines des matériaux par des processus de traitement thermique (chauffage et refroidissement), déformation mécanique (essais de traction, ... etc.) ce qui engendre de nouveaux composants. Ces matériaux se diffèrent par leurs propriétés élastiques tels que: les vitesses des ondes qui interagissent dans le matériau, la densité ...etc. A cet effet, l'analyse quantitative des échantillons multicouches par ultrasons, doit être accompagnée au préalable d'une modélisation du système à étudier. Sachant que les différents paramètres de cette structure, tels que la nature des matériaux composants la structure (substrat, épaisseur de chaque couche, liquide du couplage, densité (ρ), ... etc.) qui influencent bien sur les résultats obtenus.

L'étude par microscopie acoustique à balayage à haute fréquence en mode de réflexion (respectivement par transmission) permet d'étudier l'impact des paramètres précités sur les matériaux massifs (nus) et revêtus. En effet, dans un matériau massif un seul mode de surface est généré tandis que dans les matériaux monocouches (respectivement multicouches) on peut dénombrer plusieurs modes de surface [46]. Le nombre et la nature de ces modes de surface pour une structure couche/substrat dépendent essentiellement du rapport des vitesses du mode transversal de la couche et du substrat. En effet, si la propagation du mode transversal est plus rapide dans la couche que le substrat ($V_{TC} > V_{TS}$), alors seul le mode de Rayleigh apparaît [59, 72]. Dans ce cas la vitesse de surface dite de Rayleigh est facilement déterminée à partir soit de la phase de $R(\theta)$, soit à partir du $V(z)$. Dans le cas inverse ($V_{TC} < V_{TS}$), on note pour les très faibles épaisseurs de la couche l'apparition de plusieurs modes de surface (Rayleigh, pseudo mode de Rayleigh, Sezawa, ... etc.), et à partir d'une certaine épaisseur, il est pratiquement difficile de différencier la nature de ces modes à partir de $R(\theta)$ et du $V(z)$. En effet, le traitement numérique par la transformé de fourrier directe (*FFD*) ou bien par transformé de fourrier rapide (*FFT*) s'impose.

Notre étude de modélisation est répartie en deux étapes essentielles qui sont:

1) • La modélisation des différents systèmes massifs et monocouches en utilisant le modèle de Brekhovskikh [51] (tableau (IV.1)).

• Une deuxième étude sur le système Ni/Verre est présentée pour démontrer plusieurs possibilités d'obtenir les constantes élastiques précises à partir des données de dispersion mesurées sur des différents domaines de fréquence.

2) Une étude expérimentale de l'effet de la température de recuit sur une couche d'Aluminium d'épaisseur $10\mu m$ déposée sur un substrat de Silicium.

Matériaux massifs					
Acier inox immergé dans l'eau	Al	acier	Si	Verre	Ni
Systèmes couche/substrat					
Couche moins rapide que le substrat ($V_{TC} < V_{TS}$)	Acier/Si		Ni/verre		Al/Si
Couche plus rapide que le substrat ($V_{TC} > V_{TS}$)	Si /acier XC58				

Tableau (IV- 1): Systèmes étudiés

IV.2. Séparation des vitesses des ondes acoustiques dans des différents systèmes:

Sachant que les ondes acoustiques sont des vibrations des particules de la matière ce qui nécessite la continuité du milieu de propagation. En effet, plusieurs liquides de couplage peuvent être utilisés pour assurer le passage des ondes ultrasonores du capteur acoustique (transducteur) vers la surface de l'échantillon, ces liquides sont caractérisés par une vitesse propre et une densité. L'utilisation de l'eau demeure la plus pratique en raison de son coût et sa faible probabilité d'interaction avec la plupart des matériaux.

D'abord, on suppose que tous les matériaux (massifs et monocouches) sont des matériaux parfaits (absence des défauts: adhérences, fissures, cracks ... etc).

IV.2.1. Etude des matériaux massifs:

La figure (IV-1) représente les amplitudes et les phases du pouvoir réflecteur $R(\theta)$ des structures massives en fonction de l'angle d'incidence (ouverture du capteur: $\theta = 50^\circ$). A partir duquel, on constate que l'amplitude du pouvoir réflecteur $R(\theta)$ de chaque matériau présente deux accidents qui correspondent aux angles critiques θ_L (angle longitudinal) et θ_T (angle transverse), on note qu'au-delà de l'angle critique transversal θ_T l'onde est totalement réfléchi et $R(\theta) = 1$. Les ondes longitudinale et transversale n'ont pas de changement de polarité significatif (figure IV-1a), les valeurs de ces angles critiques varient d'un matériau à un autre. Tandis que la variation de la phase à 2π qui s'ensuit est due à la génération de l'onde de Rayleigh, son angle critique θ_R définit le changement de phase (figure IV-1b).

A partir des courbes de la phase et de l'amplitude de $R(\theta)$ (figure IV-1a et IV-1b), nous déterminons les trois vitesses (V_L, V_T et V_R) qui interagissent dans les matériaux en utilisant la loi de Snell-Descartes (équation I.2). Les résultats de calcul sont regroupés dans le tableau (II.2) et ils sont en bon accord avec ceux de la littérature, ce qui nous permet de valider le modèle développé au laboratoire (ou bien optimisé).

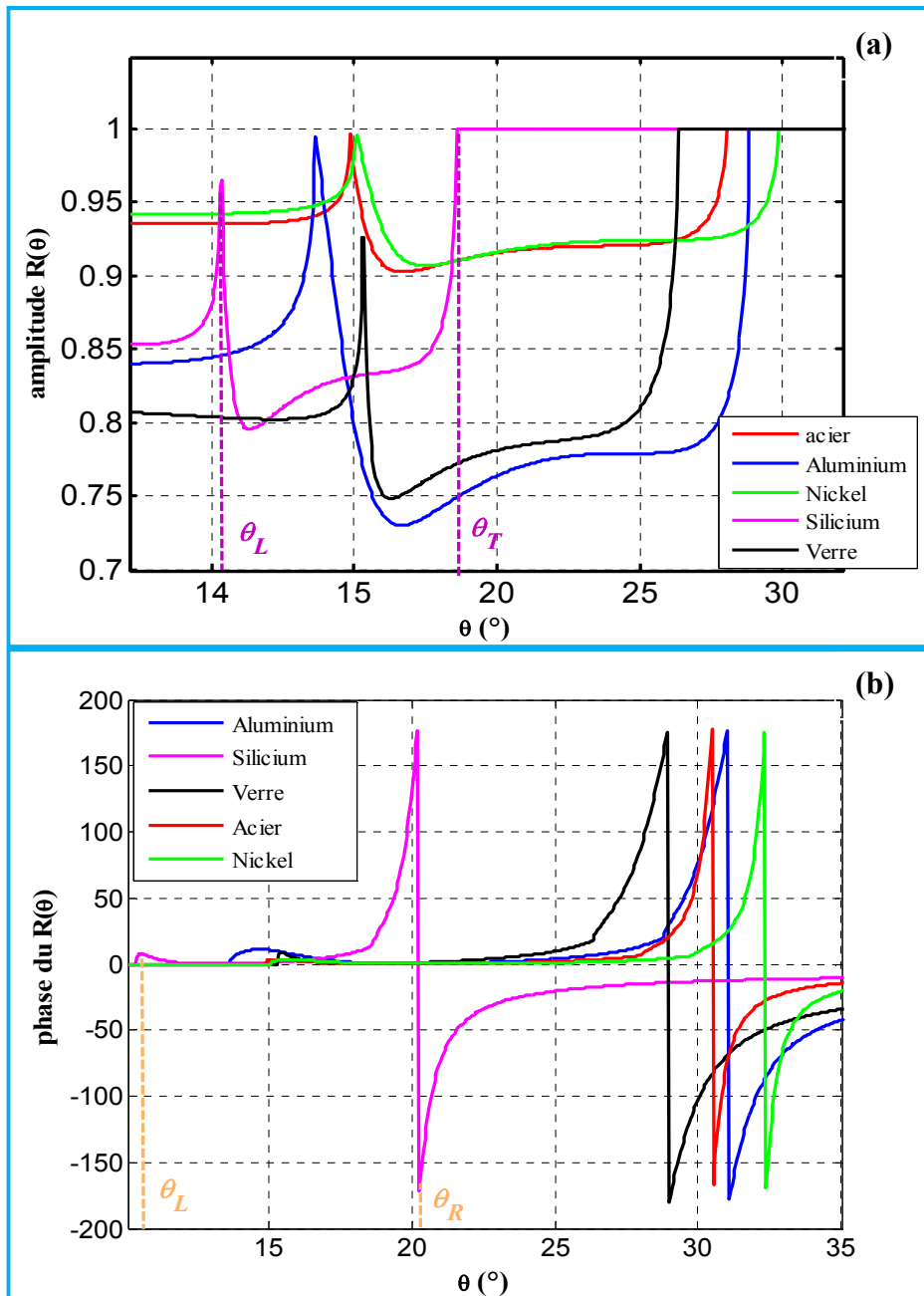


Figure (IV - 1): Variation de l'amplitude et de la phase du pouvoir réflecteur $R(\theta)$ des matériaux massifs, liquide du couplage: eau.

Remarque: Si l'angle d'ouverture du capteur est de 50° , les trois modes sont présents

IV.2.1.1. Détermination des vitesses à partir du $V(z)$

Les signatures acoustiques $V(z)$ sont tracées à partir de $R(\theta)$ selon la relation(III-1), on voit très bien que chaque matériau a sa propre signature (figure (IV-2)).La détermination de Δz de chaque signature nous amène à calculer la vitesse de l'onde de Rayleigh (tableau IV-2) ainsi que le traitement par la transformé de Fourier rapide (FFT), nous permettent de déterminer les différentes vitesses dans les matériaux considérés, où le $V(z)$ est fonction du pouvoir réflecteur $R(\theta)$ et de la fonction pupille ($P^2(\theta) = \exp(-7\theta^2)$) selon le modèle de Sheppard et Wilson simplifié.

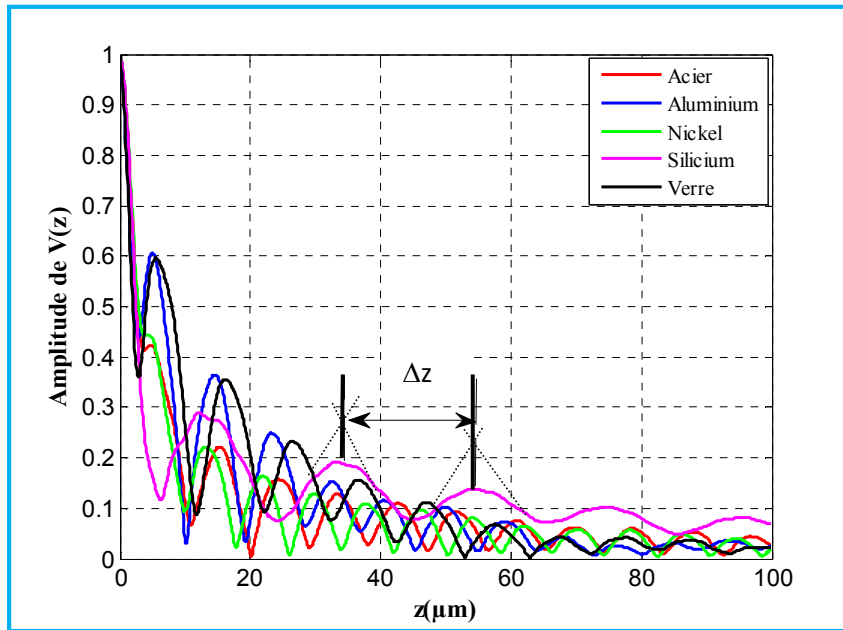


Figure (IV - 2):Signature acoustique $V(z)$ théorique des matériaux massifs, capteur ouvert à 50° , $f = 600\text{MHz}$, liquide du couplage: eau

Matériaux massifs	Acier inox	Al	Si	Verre	Ni
$V_R (ms^{-1})$ (à partir du $R(\theta)$)	2955	2913	4303	3093	2791
$V_R (ms^{-1})$ (à partir du Δz de $V(z)$)	2963	2963	4310	3098	2847
$V_L (ms^{-1})$ (à partir du $R(\theta)$)	5795	6374	8382	5648	5774
$V_T (ms^{-1})$ (à partir du $R(\theta)$)	3192	3111	4705	3361	3015

Tableau (IV- 2) : Valeurs des vitesses calculées des ondes; longitudinale, transversale et Rayleigh des matériaux massifs

Remarque 1: La vitesse de Rayleigh V_R peut être calculée à partir de pseudo période Δz prise entre deux maxima consécutifs d'un $V(z)$ par l'application de la relation (III-3), ou bien à partir de la relation de Victorov (équation III-4).

Remarque 2: Dans la relation de Victorov on ne tient pas compte de la vitesse du liquide de couplage.

IV.2.2. Le cas d'une couche immergée dans l'eau:

On se place dans ce cas d'étude dans un milieu hostile. Dans le cadre du contrôle non destructif des réacteurs à neutrons rapides refroidis au sodium liquide et compte tenu de la structure de ces réacteurs qui se composent d'une cuve remplie du sodium liquide. Cette cuve principale comporte plusieurs parois parallèles d'acier inoxydable de quelques centimètres d'épaisseur. L'inspection des défauts volumiques en service de ces réacteurs se fait par l'utilisation des modes de Lamb de telle sorte que les modes A_0 et S_0 sont exploités pour la construction de B-scans permettant l'imagerie des défauts artificiels et de déterminer leurs localisation. Du fait de la grande valeur du rayon de courbure de la cuve principale, la modélisation de leur comportement acoustique a été effectuée sur des plaques parallèles d'acier inoxydable immergées dans l'eau et le choix de l'eau comme liquide de couplage est envisagé par des similitudes de comportement pour les ultrasons dans l'eau à 20°C et dans le sodium liquide à 200°C [73, 74] nécessitant un montage spécifique.

La figure (IV-3a, 3b) illustre le déplacement des angles critiques de la phase et de l'amplitude du coefficient de réflexion $R(\theta)$ ainsi que la signature acoustique $V(z)$ d'une plaque d'acier inoxydable immergée dans l'eau (figure (IV-4)).

1- On constate que les pics des angles critiques se déplacent vers la gauche en fonction de l'épaisseur de la couche, ce déplacement est accompagné d'une diminution de leurs largeur à mi-hauteur donnant les différents angles critiques (figure IV-3a, 3b), ce phénomène est dû au fait de l'atténuation plus importante des ondes acoustiques lors de leurs propagations à cause de la réémission des ondes dans le fluide donc on parlera de «leaky Lamb wave» [75].

2- Pour les faibles épaisseurs de la couche d'acier inox ($f * d$), seul le mode longitudinal est présent, ce qui est tout à fait normal, c.-à-d. tend que l'épaisseur de la couche ne dépasse pas la longueur d'onde longitudinale de l'eau ($d < \lambda$). Pour ($d > \lambda$), on voit l'apparition des nouveaux modes et à ($d = \lambda$) c'est les ondes de plaque qui prédominent appelées modes de Lamb (figure IV.5). Cette démarche nous permet de contrôler les

structures immergées in situ au cours de leurs fonctionnements, ce qui nous permet de déterminer l'endommagement et le vieillissement de la structure principale.

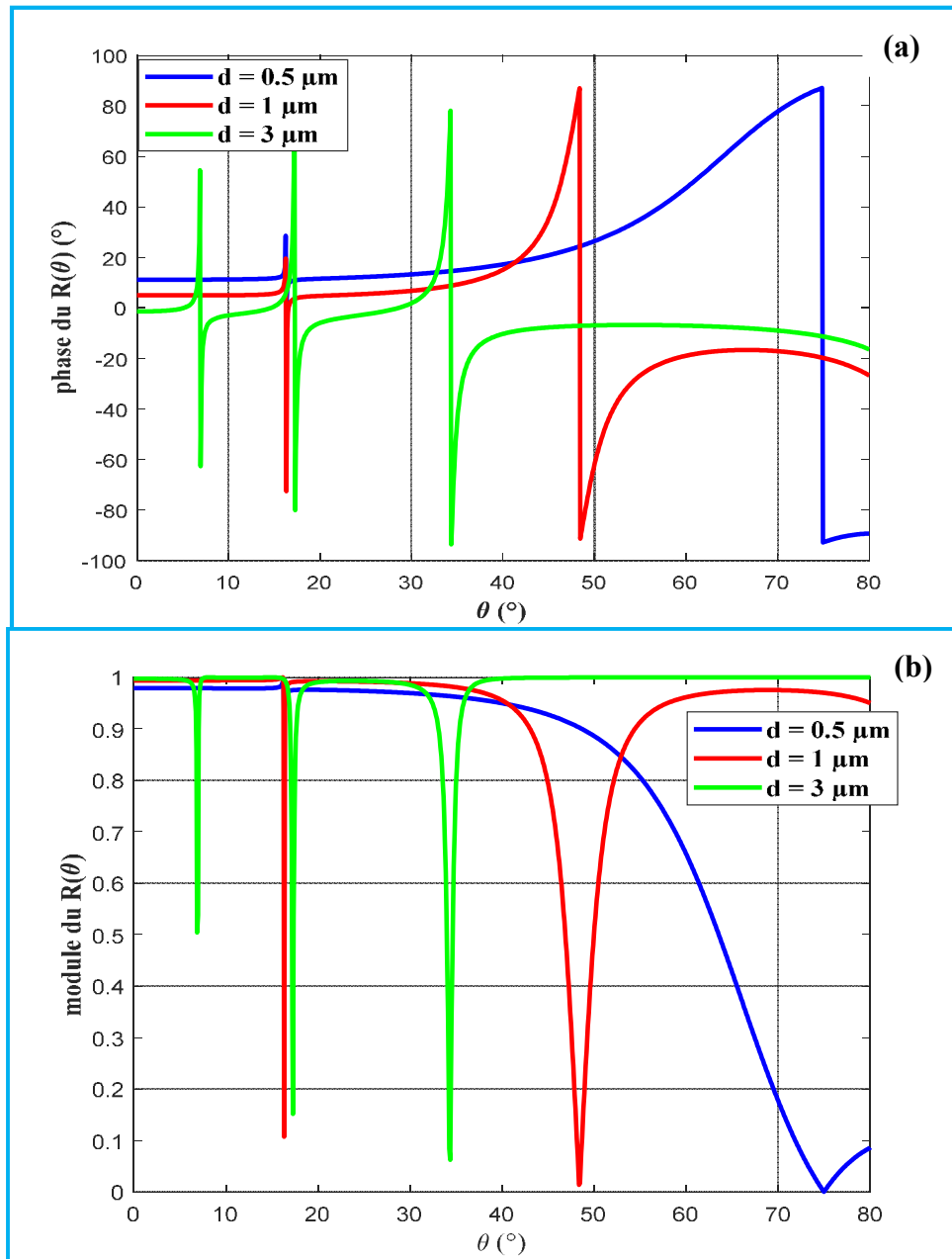


Figure (IV - 3): Coefficient de réflexion $R(\theta)$ d'une couche d'acier inox immergée dans l'eau en fonction de l'épaisseur des parois du réacteur, $f = 600 \text{ MHz}$, liquide de couplage: eau; (a) phase, (b) amplitude.

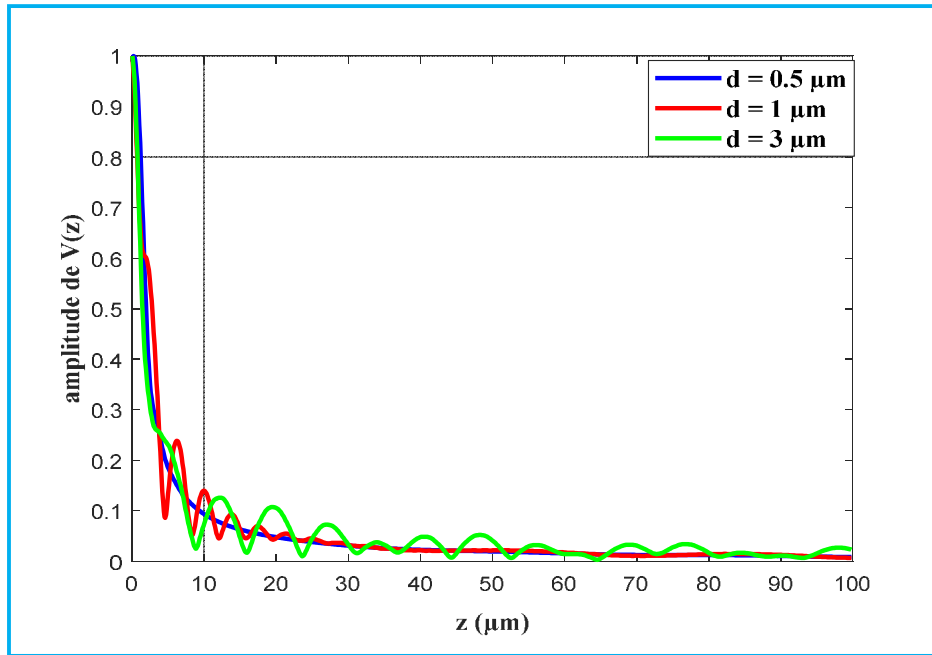


Figure (IV - 4): Signature acoustique $V(z)$ d'une couche d'acier inox immergée dans l'eau en fonction de l'épaisseur de celle-ci, $f = 600 \text{ MHz}$.

La courbe de dispersion des modes de Lamb montre que le nombre de ces modes augmente en fonction du produit ($f * d$). La dispersion de ces modes nous amène à distinguer deux types des modes qui sont les modes symétriques ($S_0, S_1, S_2 \dots$ etc.) et les modes antisymétriques ($A_0, A_1, A_2 \dots$). De plus, le mode le plus bas dans la courbe de dispersion correspond au mode de Rayleigh et tout défaut apparu dans la structure suscite un changement dans la courbe de dispersion des modes de Lamb (figure (IV-5)).

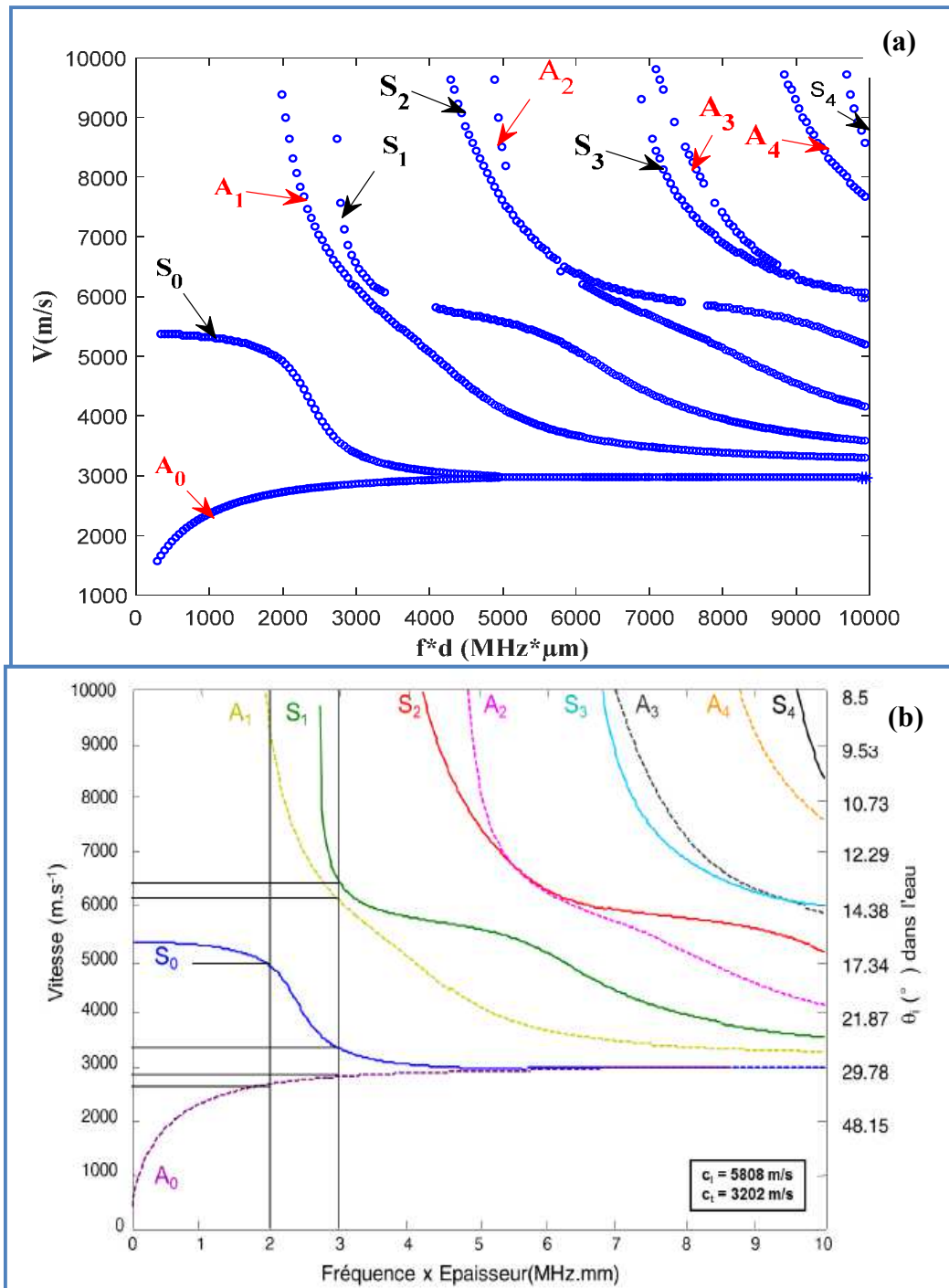


Figure (IV - 5): Courbes de dispersion des modes de Lamb d'une plaque d'acier inoxydable immergée dans l'eau de 2 et 3 mm d'épaisseur selon le modèle de Brekhovskih, (a) nos calculs; (b) bibliographie [73, 74].

IV.2.3. Etude des systèmes monocouches:

IV.2.3.1. Introduction

La caractéristique principale des matériaux isotropes c'est que les composantes longitudinale et transversale du déplacement engendré par ce type d'onde sont contenues dans le plan sagittal (défini par la normale à la surface et le vecteur d'onde) et sont déphasées de

$\pi/2$. Tandis que le dépôt d'une couche mince sur la surface d'un substrat semi infini conduit à l'inhomogénéité du milieu de propagation des ondes acoustiques qui le rend dispersif [76]. A cette démarche, l'insertion d'une couche mince sur un substrat nécessite une bonne étude théorique et expérimentale du comportement acoustique de chacun de ces matériaux composants le matériau revêtu ainsi que l'efficacité des différents procédés de préparation des différents échantillons revêtus.

La modélisation des différents échantillons monocouches et multicouches a été faite à l'aide des programmes développés dans notre laboratoire LEAM sous un environnement Matlab et Maple. Ces programmes nous permettent de déterminer les différentes vitesses qui interagissent dans le matériau et par la suite d'en déduire les paramètres mécanique (E , G et ν) soit à partir du pouvoir réflecteur $R(\theta)$, soit à partir de la signature acoustique $V(z)$.

Dans cette étape, nous avons choisi plusieurs systèmes monocouches de telle sorte que le comportement acoustique de ces systèmes diffère à cause de plusieurs facteurs (le rapport entre les vitesses des ondes acoustiques dans la couche et le substrat, l'épaisseur de la couche et la fréquence du travail ...etc.). En effet, les systèmes monocouches étudiés sont groupés en trois catégories [76]:

✓ cas 1 : la vitesse transversale dans la couche est supérieure à celle dans le substrat ($V_{TC} > V_{TS}$).

✓ cas 2 : où la vitesse de l'onde transversale dans la couche est inférieure à celle substrat ($V_{TC} < V_{TS}$).

✓ cas 3 : la vitesse transversale dans la couche est très proche à celle du substrat ($V_{TC} \approx V_{TS}$) (Nickel/verre).

A cet effet, les courbes de dispersion des vitesses des différents modes de Lamb sont déterminées à partir du pouvoir réflecteur $R(\theta)$, par la suite on les compare avec ceux la bibliographie.

Pour mettre en évidence les différents facteurs qui interviennent dans la caractérisation des matériaux monocouches [32, 44, 77, 78], nous nous sommes intéressés à l'étude théorique de quatre systèmes Al/Si, Si/Acier, acier/Si et Ni/Verre, [59]. Ces matériaux ont la particularité d'avoir des impédances acoustiques très différentes (17,33 Mrayls pour le verre et 19,7 pour le silicium, 49,5 Mrayls pour l'acier et 45,7 pour le nickel). Ce choix va nous permettre de mettre en évidence les paramètres qui influent directement sur les propriétés mécaniques dans ce type de matériau.

Coté expérimentale, nous avons étudié l'effet de recuit d'une couche mince d'Aluminium d'épaisseur ($10 \mu m$) déposée sur un substrat de silicium (Al/Si) [100] en utilisant le principe du microscope acoustique à balayage. L'effet recherché particulièrement lors du recuit de la couche/substrat est de trouver les conditions optimales pour avoir une épaisseur homogène de l'aluminium et sans réactivité chimique entre les atomes de silicium et d'aluminium. Ces supports en Aluminium/silicium vont servir pour des applications spécifiques très demandés dans le domaine industriel principalement en électronique.

IV.2.3.2. Etude du cas où ($V_{TC} > V_{TS}$) (système eau/Si/acier)

Les figures (IV-6.a) et (IV-6.b) représentent le changement de phase et de l'amplitude du pouvoir réflecteur $R(\theta)$, du silicium, de l'acier et du silicium/Acier obtenu à $600 MHz$ avec l'eau comme liquide de couplage.

On peut remarquer que l'allure des courbes de la phase du système Si/Acier reste identique à celle du substrat tant que l'épaisseur d de la couche déposée reste inférieure à la longueur d'onde ($d < \lambda$) (figure IV-6.a).

A partir d'une certaine valeur de l'épaisseur de la couche ($d \cong 0,5 \mu m$), on remarque sur la courbe donnant le changement de phase de $R(\theta)$, un décrochement du mode de Rayleigh avec un déplacement de ce mode vers le mode de Rayleigh du silicium massif au fur et à mesure que l'épaisseur de la couche déposée augmente (figure IV-6.a).

Dans la même manière que pour la phase, on remarque que l'amplitude de $R(\theta)$ est très perturbée avec un déplacement conséquent du mode transversal vers la gauche alors que le mode longitudinal est très perturbé avec l'apparition des nouveaux modes accompagnés par un glissement lent de ces modes en fonction de l'épaisseur de la couche déposée (figure IV-6.b).

Au delà de $8 \mu m$ de silicium (figure IV-6.b), on observe l'apparition des autres modes (difficilement identifiables) se situant entre le mode propre de l'acier (substrat) et celui du silicium massif. Ces modes sont générés par la couche déposée qui se comporte à partir d'une certaine épaisseur comme des ondes de plaque (figure IV.7.b). L'identification de ces ondes appelées "ondes de Lamb [66].

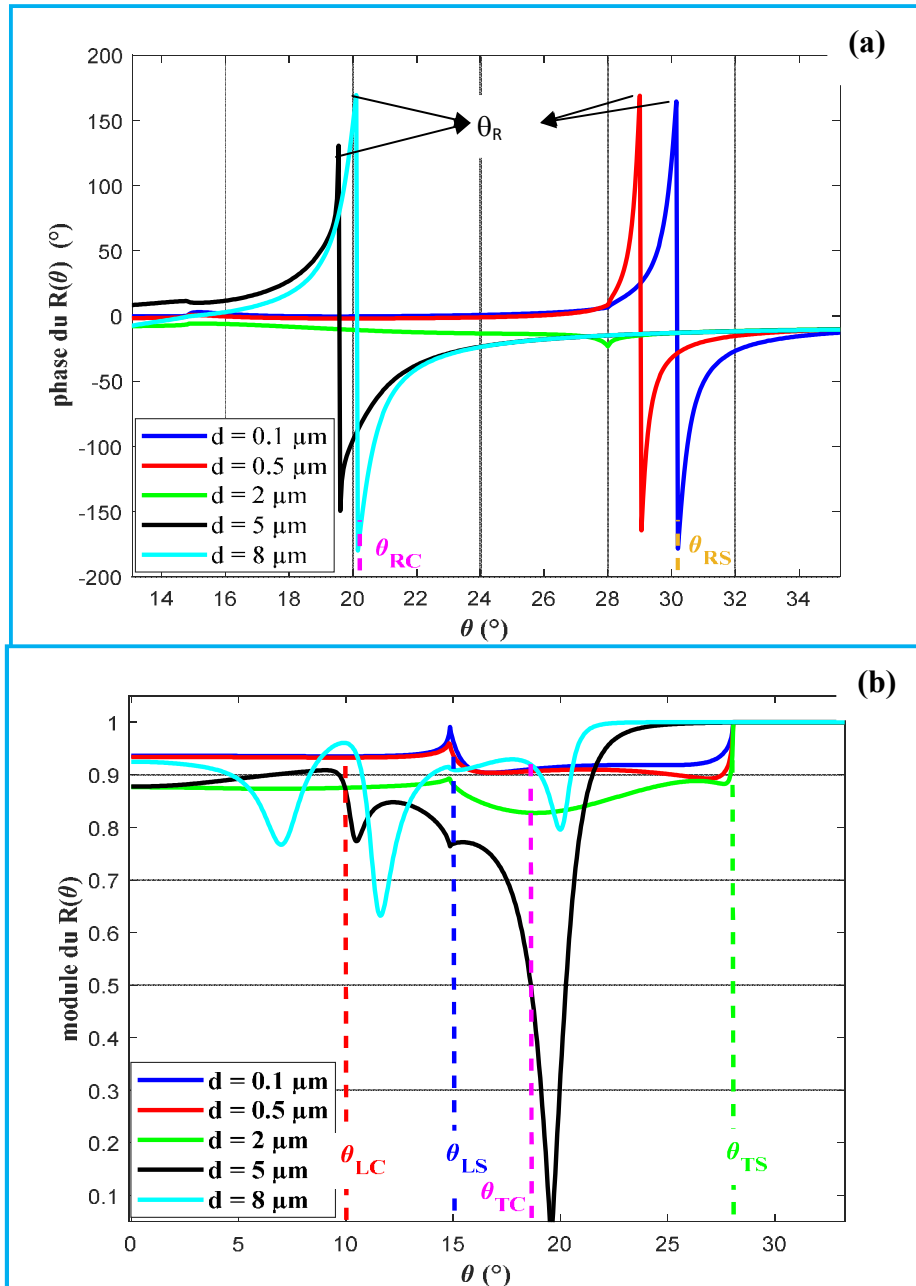


Figure (IV - 6): Variation de la phase et de l'amplitude en fonction de l'épaisseur de la couche du système Si/Acier ($f = 600\text{MHz}$), capteur ouvert à 50° , couplant: eau, (a) phase, (b) amplitude

L'estimation des angles critiques de Rayleigh à partir de la courbe de la phase du coefficient de réflexion $R(\theta)$ nous permettra de suivre l'évolution de la vitesse de l'onde de Rayleigh (figure (IV-7.a)), nous remarquons que:

(i) La valeur de la vitesse de l'onde de Rayleigh commence à partir de sa valeur dans le substrat V_{RS} puis elle augmente en fonction du produit ($f * d$) jusqu'à atteindre la vitesse transversale du substrat V_{TS} .

(ii) Notons que la courbe de dispersion de Rayleigh montre que ce mode de propagation disparaît complètement pour les valeurs plus élevées de la fréquence à partir de $f \times d = 1500 \text{ MHz} \cdot \mu\text{m}$ (figure IV-7a).

- Dans ce cas, la vitesse de l'onde transversale de ce système est stable de telle sorte que $V_T = V_{TS}$ pour des faibles valeurs du produit ($f \cdot d$) $\leq 2800 \text{ MHz} \cdot \mu\text{m}$, puis elle commence à se déplacer vers sa valeur dans la couche V_{TC} en fonction de l'épaisseur de celle-ci (figure (IV-7.a)).

- Tandis que un seul mode de Rayleigh peut se propager jusqu'à une certaine fréquence, par la suite d'autres modes acoustiques supplémentaires apparaissent, leurs nombre augmente successivement en fonction du produit ($f \cdot d$) (figure (IV-7.b)).

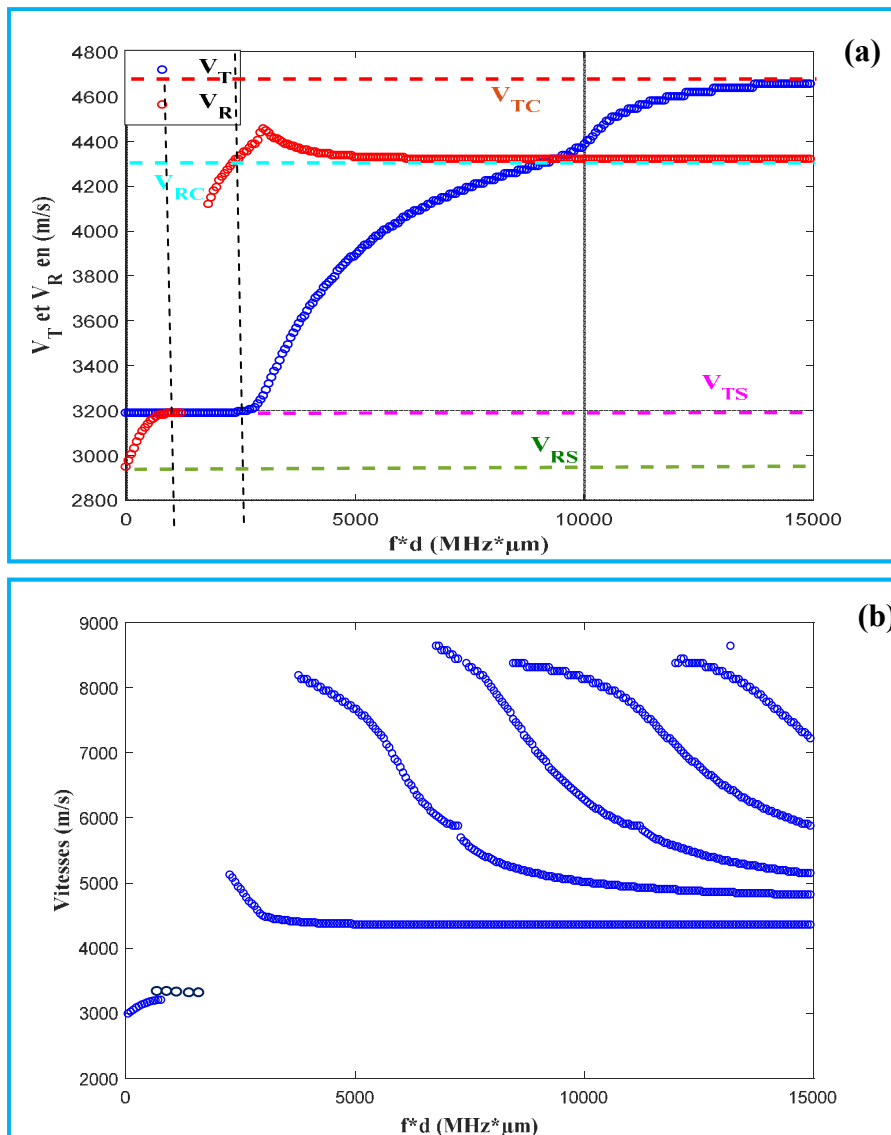


Figure (IV - 7): Courbes de dispersion des vitesses des ondes acoustiques dans le système eau/Si/Acier en fonction du produit ($f \times d$); (a) Vitesses de Rayleigh et transversale, (b) vitesses des modes de Lamb.

Les résultats du calcul sont regroupés dans le tableau (IV-3):

$d(\mu\text{m})$	0.	0.1	0.5	2	5	8
$\theta_R(^{\circ})$	30.2	30.2	30.2	-	19.5	20.2
$V_R(\text{m/s})$	2981	2981	2981	-	4493	4344
$\theta_L(^{\circ})$	15	15	15	15	12	10.5
$V_L(\text{m/s})$	5795	5795	5795	5795	7214	8231
$\theta_T(^{\circ})$	27.8	27.8	27.8	27.8	24	22
$V_T(\text{m/s})$	3216	3216	3216	3216	3687	4004

Tableau (IV- 3) Valeurs de vitesses des ondes acoustiques du système Si/acier calculées à partir de $R(\theta)$.

i. Modélisation des courbes de la signature acoustique $V(z)$:

De la même manière que précédemment, on trace les courbes donnant la signature acoustique $V(z)$ (équation III.1).

La figure (IV-8) pour le système silicium/acier, nous montre que dans le cas de couches très mince ($h < \lambda/10$ avec $\lambda = 0.4 \mu\text{m}$), l'allure de la courbe $V(z)$ est celle du substrat, la périodicité Δz est modifiée, elle décroît avec l'augmentation de l'épaisseur de la couche ce qui est normale puisque la vitesse transversale dans la couche est supérieure à celle dans le substrat.

A partir de l'épaisseur $0,8 \mu\text{m}$ ($d = 2\lambda$), on observe une modulation de la courbe du $V(z)$. Puis le signal des arches du $V(z)$ est très atténué à $d = 2 \mu\text{m}$, ce phénomène est due au fait de la disparition du pic de l'onde de Rayleigh dans la courbe de la phase du coefficient de réflexion. Tandis qu'à partir de $8 \mu\text{m}$ la courbe obtenue est celle de la couche qui se comporte comme un matériau massif (figure IV.7).

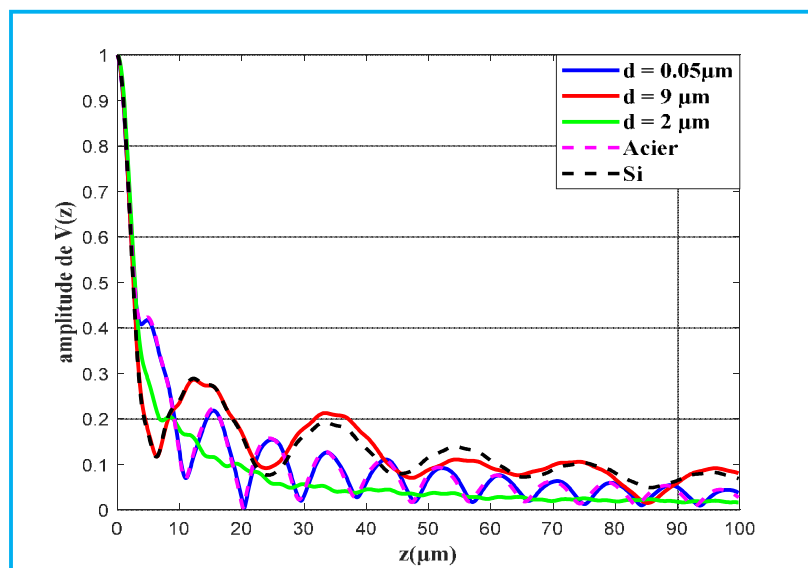


Figure (IV - 8): Signature acoustique $V(z)$ du système eau/Si/Acier pour des différentes épaisseurs de la couche, $f = 600 \text{ MHz}$.

IV.2.3.3. Etude du cas où ($V_{TC} < V_{TS}$) (système eau/acier/Si)

Les mêmes phénomènes sont observés dans ce deuxième cas (figures IV-9), mais on note que le mode transversal (respectivement celui de Rayleigh) du système acier/Si passe de celui du substrat à celui de la couche en fonction du produit ($f * d$) et qui va se comporter comme un matériau massif, ce qui peut être illustré par les courbes de dispersion du mode de Rayleigh et du mode transverse (figure IV.11). Les résultats de calcul sont regroupés dans le tableau (IV-4).

$d(\mu m)$	0.0	0.05	0.5	2	3	5	10	15
$\theta_R(^{\circ})$	20	20.5	25	30.5	30.5	30.5	30.5	30.5
$V_R(m/s)$	4385	4283	3549	2955	2955	2955	2955	2955
$\theta_L(^{\circ})$	10.4	10.4	12	14	15	15	15	15
$V_L(m/s)$	8309	8309	7214	6200	5795	5795	5795	5795
$\theta_T(^{\circ})$	18.3	18.3	18.3	19	19.5	22.4	26	27
$V_T(m/s)$	4777	4777	4777	4607	4493	3936	3421	3304

Tableau (IV- 4) : vitesses des ondes acoustiques du système eau/acier/Si calculées à partir du $R(\theta)$, $f = 600$ MHz

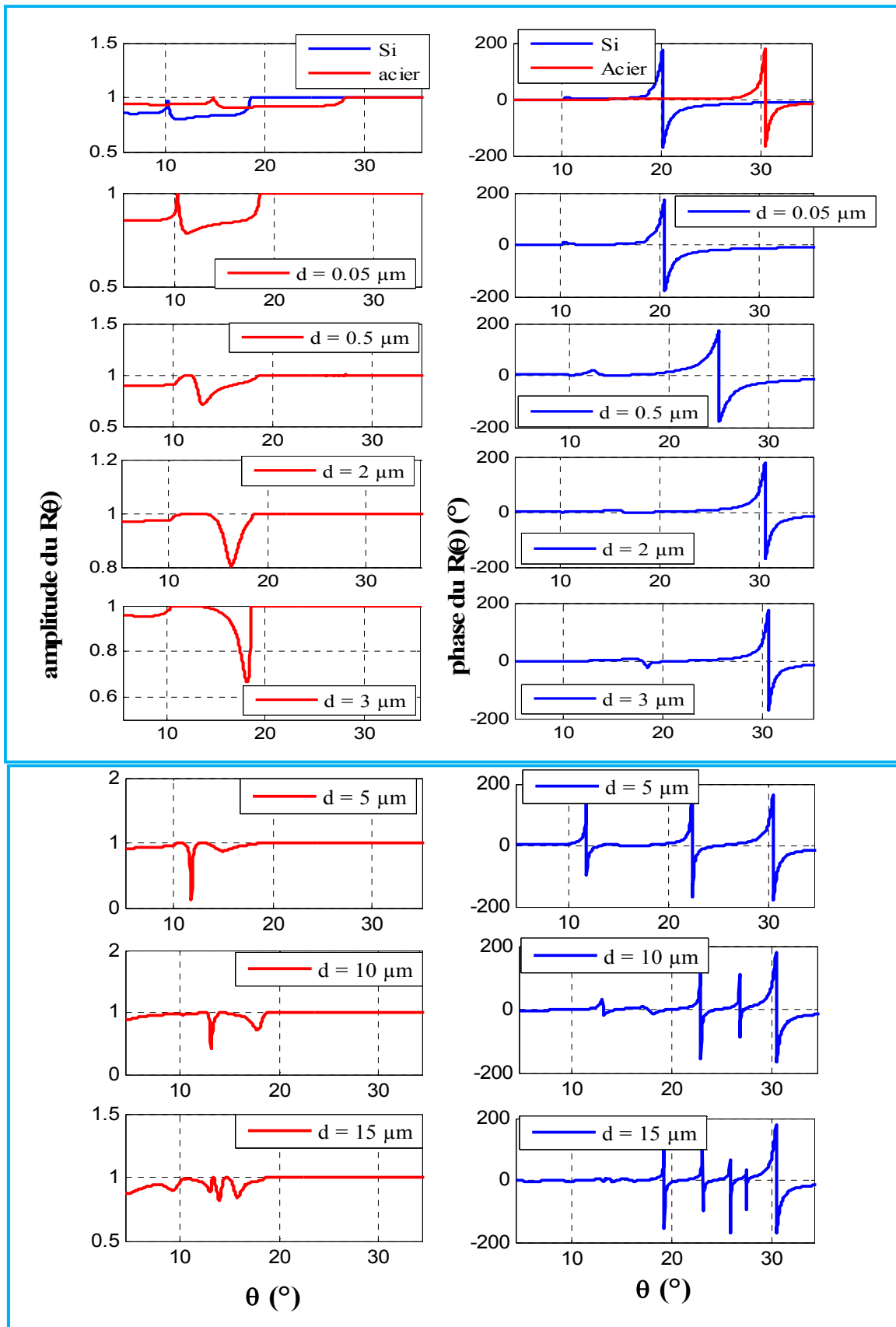


Figure (IV -9): Variation du coefficient de réflexion $R(\theta)$ du système eau/Acier/Si en fonction de l'épaisseur de la couche, $f = 600$ MHz.

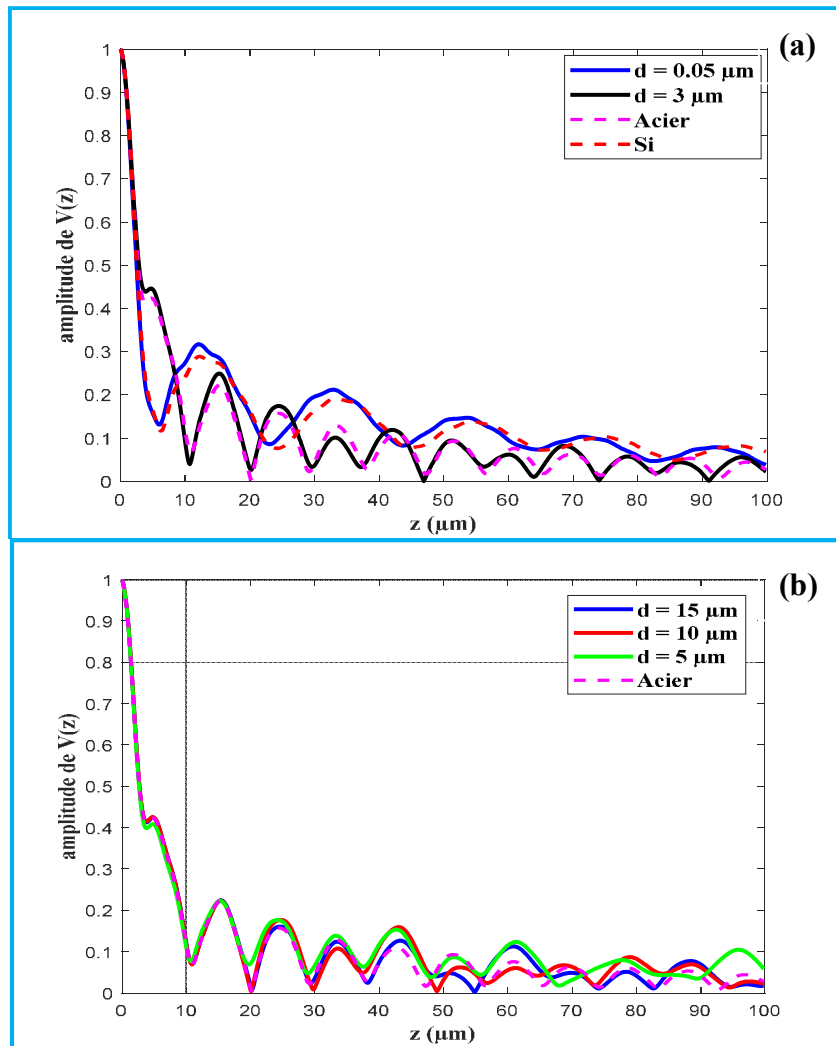


Figure (IV - 10): Signature acoustique $V(z)$ du système Acier/Si en fonction de l'épaisseur de la couche, $f = 600\text{MHz}$, liquide de couplage: eau

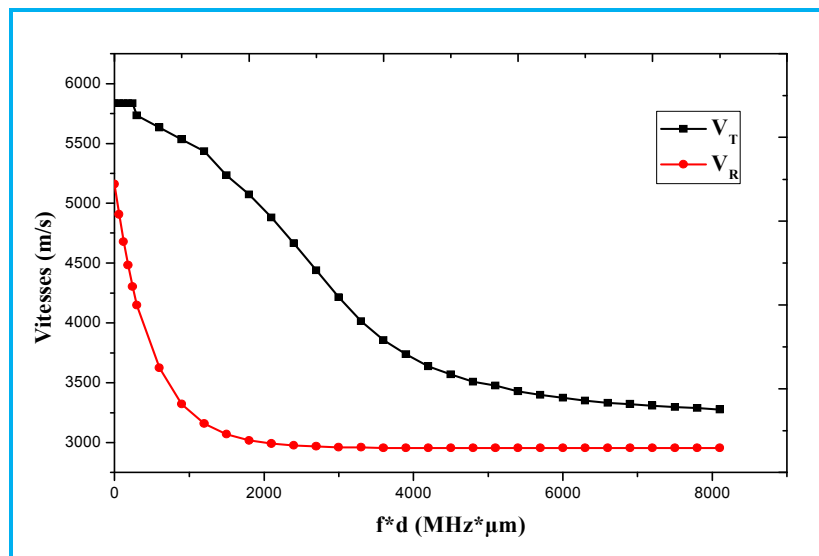


Figure (IV - 11):Dispersion des vitesses transversales et de Rayleigh du système eau/acier/Si en fonction du produit ($f * d$), $f = 600\text{MHz}$.

i. **Dispersion des vitesses des ondes de surface:**

La spécificité majeure dans ce cas, est l'existence d'un nombre illimité des modes de Rayleigh d'ordre supérieur. Ces modes appelés modes de Sezawa [76] n'apparaissent que dans le cas où la vitesse de l'onde transversale de la couche est sensiblement inférieure à celle du substrat et à partir d'une certaine valeur du produit ($f * d$) de telle sorte que le nombre de ces modes augmente en fonction du produit ($f * d$) (figure IV-12a). La vitesse du mode de Sezawa est toujours supérieure à la vitesse de l'onde transversale dans la couche V_{TC} . Il est évident que la courbe de dispersion de ces modes est en bon accord avec ceux de la littérature (figure IV-12b).

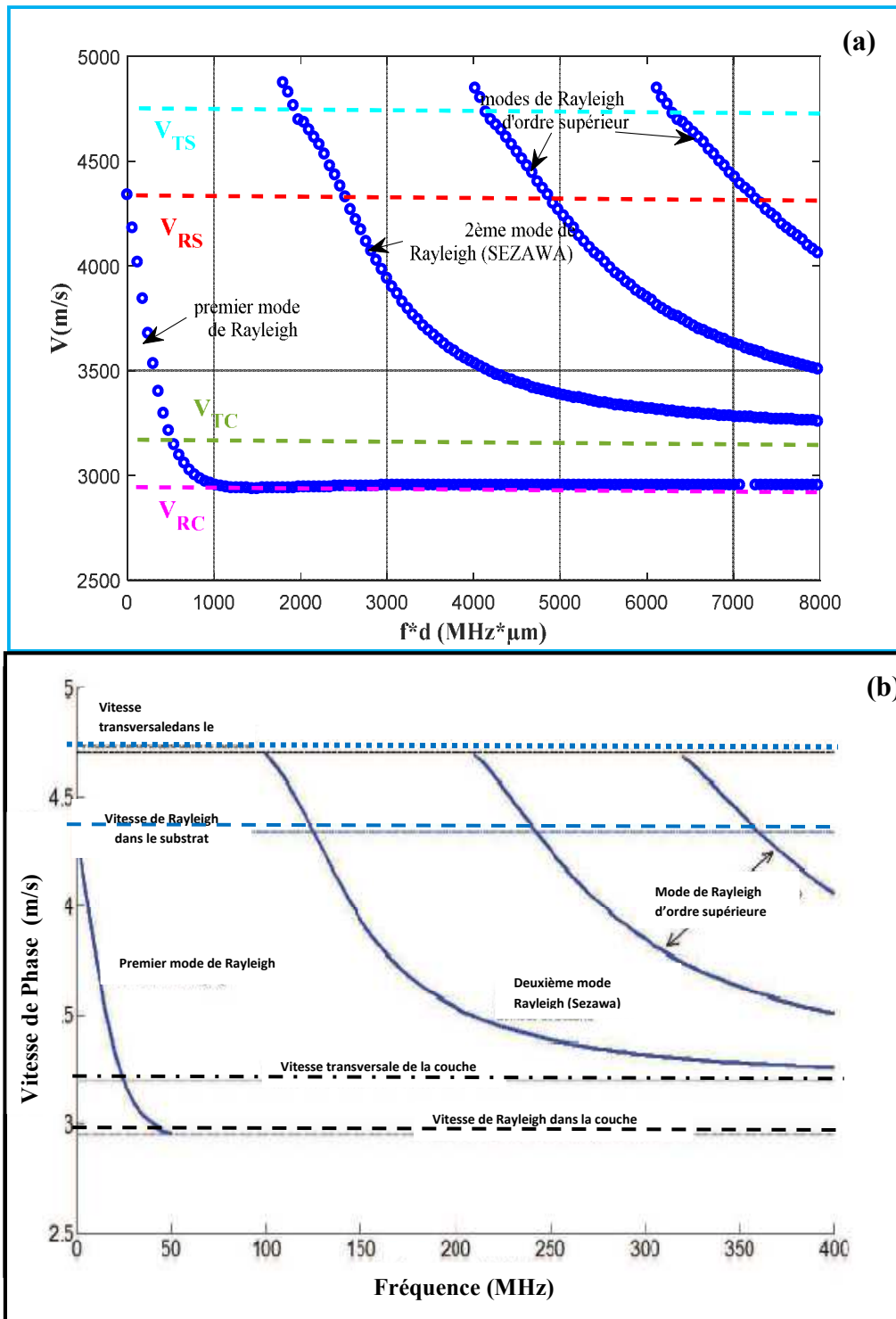


Figure (IV - 12): Dispersion des vitesses des ondes Rayleigh dites de surface du système eau/Acier/Si (ondes de Sezawa); (a) nos calculs; (b) bibliographie [76].

IV.2.3.4. Etude théorique et expérimentale du système eau/Nickel/verre

i. Influence de l'épaisseur de la couche sur la propagation d'onde

L'influence des effets d'une couche déposée sur la vitesse des ondes de surface a été mise en évidence depuis plusieurs années [60,66]. En effet, il est possible de générer des

ondes à l'aide d'un microscope acoustique, et de mesurer la perturbation de la vitesse provoquée par la présence de la couche.

Les ondes de surface créées, à l'interface eau/couche/substrat, vont mettre en évidence les effets dominants suivants: la variation de la vitesse, la dépendance avec la fréquence de travail dans certain cas des modes secondaires.

Notons que la présence de la couche introduit une dimension supplémentaire qui est l'épaisseur du dépôt. La vitesse de phase du système couche/substrat devient dispersive. Elle dépend de la longueur d'onde par rapport à l'épaisseur de la couche déposée (figure IV-14).

Les deux systèmes étudiés précédemment démontrent que la vitesse de l'empilement (couche) augmentera, par rapport à celle du substrat nu, si la vitesse transverse de la couche est plus rapide que celle du substrat sinon elle diminuera dans le cas contraire.

Les modes supérieurs créés lorsque l'épaisseur augmente sont proches de ceux qui se propagent dans la plaque d'épaisseur identique. La couche se comporte comme un guide d'onde dont les parois sont différentes et les ondes de surface sont perturbés par la présence du substrat. Ces modes sont appelés pseudo mode de Sezawa.

Les courbes de la figure (IV-14) montrent un effet limité de la variation de l'épaisseur de la couche sur les vitesses des modes de surface; en effet, les vitesses de ces modes passent des valeurs du substrat nu aux valeurs du matériau de la couche jusqu'à une certaine épaisseur limite, au-delà de laquelle la structure Ni/verre aura un comportement d'un matériau massif en l'occurrence celui de la couche de Nickel nu qui va se comporter comme un guide d'onde [82].

De plus en appliquant la loi de Victorov (relation III-4) le déplacement des pics des modes en volume ne correspond nullement à celui de Rayleigh, ce qui est montré par le non correspondance des épaisseurs limites d'influence (2800 ms^{-1} pour V_{Rc} et 3100 ms^{-1} pour V_{RS}). Le pic de Rayleigh se déplace plus sensiblement que ceux du volume aux faibles épaisseurs et il se stabilise rapidement. Par contre ceux de volume, ils ne seront significatifs qu'en deçà d'une épaisseur de Nickel ($f * d = 3000 \text{ MHz} \cdot \mu\text{m}$), jusqu'à ce qu'ils se stabilisent à partir de l'épaisseur de ($f * d = 4000 \text{ MHz} \cdot \mu\text{m}$) (figure IV-13).

Contrairement à ce qu'on a vu dans les matériaux nus homogènes et isotropes, la vitesse transversale de l'onde acoustique dans le solide immergé dans le liquide de couplage ne peut jamais dépasser celle de Rayleigh. A notre avis, cette différence d'influence résulte de la différence des propriétés physiques des milieux considérés (couplant, la couche, le substrat, matériau rapide, matériau lent, ... etc.), En effet, pour les matériaux revêtus, l'onde de surface dite de Rayleigh est fonction de deux milieux qui constituent le système à analyser (couplant,

couche), par contre celles de volume (longitudinale et transversale), elles sont liées uniquement au matériau de la couche sous l'influence du substrat.

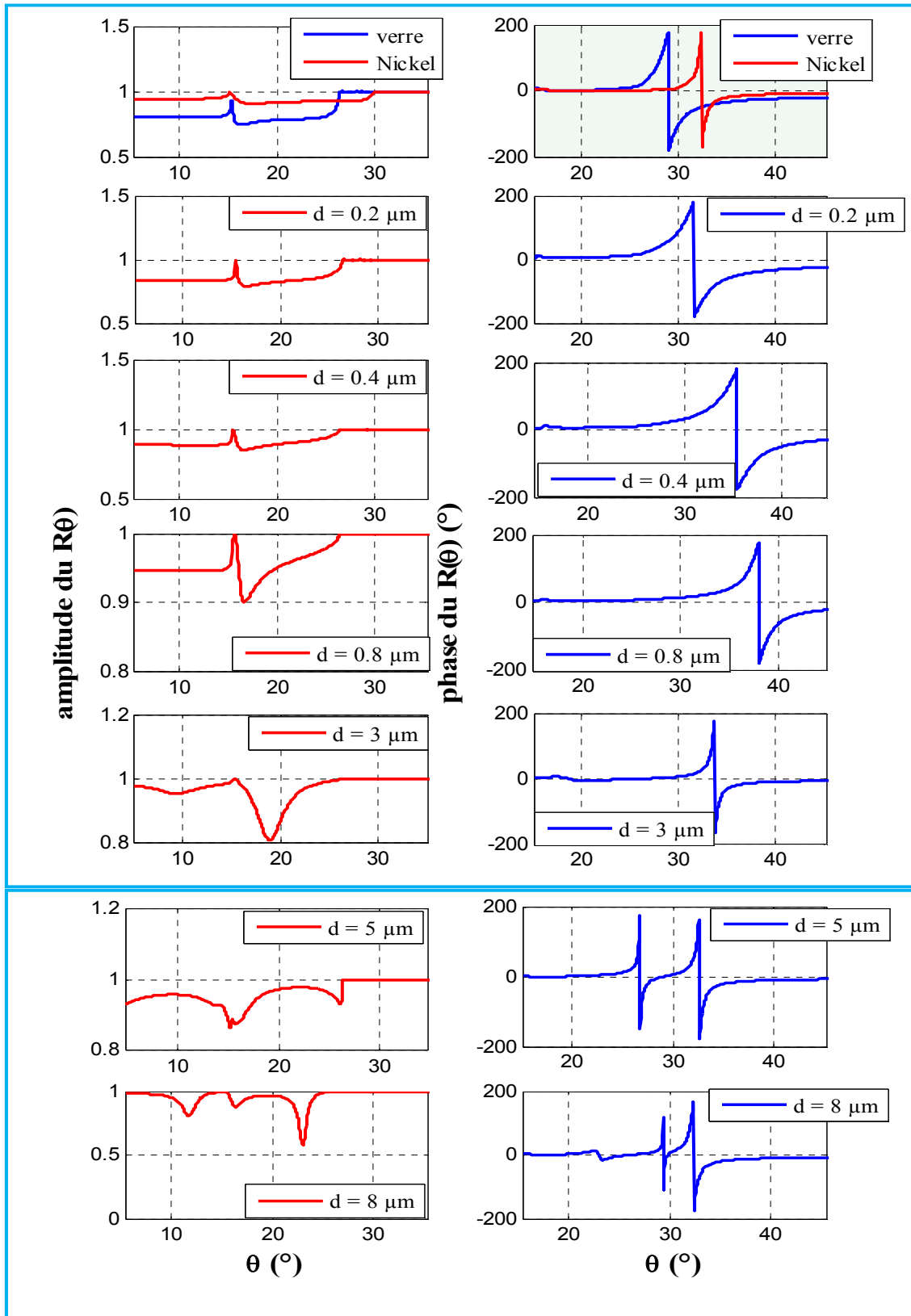


Figure (IV - 13): Variation du coefficient de réflexion $R(\theta)$ du système eau/Ni/verre en fonction de l'épaisseur de la couche, $f = 600$ MHz.

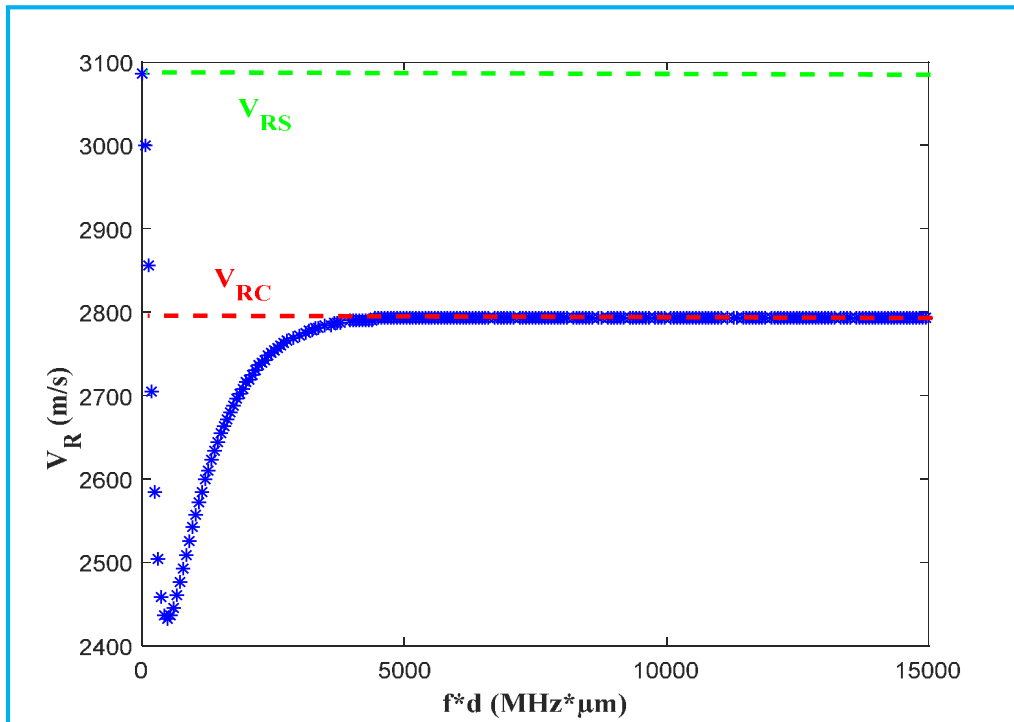


Figure (IV - 14): Courbes de dispersion de la vitesse de Rayleigh dans le système eau/Ni/Verre en fonction du produit ($f*d$), $f = 600$ MHz.

ii. L'influence de l'épaisseur de la couche de Ni sur le $V(z)$:

Dans le cas de couche très minces de Ni/Verre, l'allure de la courbe $V(z)$ du système reste identique à celle du substrat. Ceci reste vrai tant que l'épaisseur de la couche est inférieure à la longueur d'onde (figure (IV-15)). Avec l'augmentation du facteur (kd) (k : vecteur d'onde et d : l'épaisseur de la couche), l'allure de cette courbe autant que la valeur de la vitesse de Rayleigh du système eau/Ni/Verre tend asymptotiquement vers celle du matériau massif (Ni) figure (IV-14). On peut noter que l'influence du substrat sur la vitesse des couches disparaît à partir de la valeur de $d < 12 \mu\text{m}$.

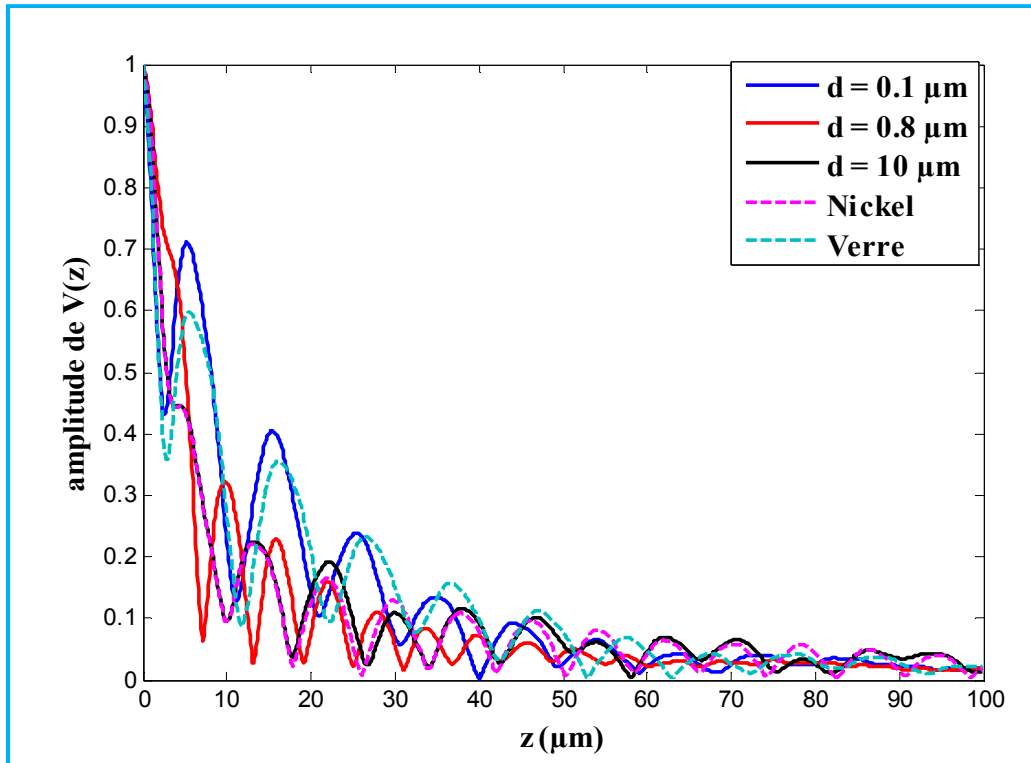


Figure (IV - 15): Signature acoustique $V(z)$ du système eau/Ni/Verre en fonction de l'épaisseur de la couche $f = 600$ MHz

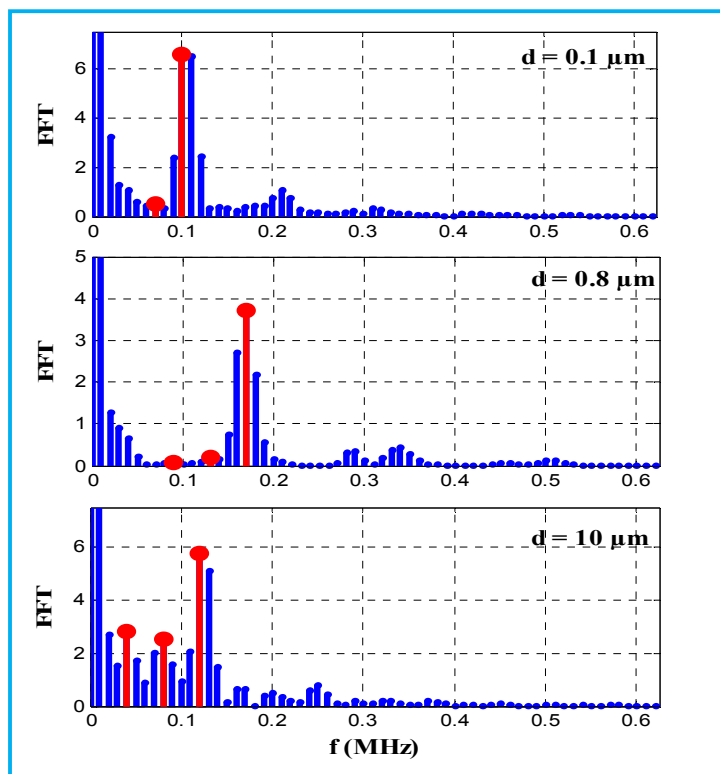


Figure (IV - 16): Spectre FFT des signatures acoustiques $V(z)$ du système eau/Ni/Verre en fonction de l'épaisseur de la couche, $f = 600$ MHz

iii. Dispersion des vitesses en fonction de l'épaisseur de la couche et de la fréquence du travail:

L'analyse des courbes de dispersion du système eau/Nickel/Verre en fonction de l'épaisseur de la couche et de la fréquence du travail, montre que la vitesse de mode de Rayleigh (respectivement longitudinal et transversal) calculée à partir du changement de la phase et de l'amplitude de $R(\theta)$ varie fortement en fonction de l'épaisseur de la couche ainsi que de la fréquence du travail (figure IV-17 et IV-18). Elle est égale à celle du substrat nu, par la suite elle diminue rapidement en fonction du produit ($f * d$) jusqu'à la valeur ($f * d$)= 480 MHz.μm, Où nous remarquons la présence d'un point d'inflexion (zone 1). Au-delà de cette valeur, on note une augmentation des valeurs des vitesses (zone 2) pour se stabiliser quand la couche commence à se comporter comme un matériau massif, ce qui nous permet de déterminer la couche de revêtement optimale (exemple: bille de roulement). Les vitesses calculées sont dispersives en fonction de la fréquence et de l'épaisseur de la couche, d'après le tableau (IV-5) on remarque que la position du point d'inflexion est fixe et égale à $d = 2\lambda$ quelque soit la fréquence utilisée.

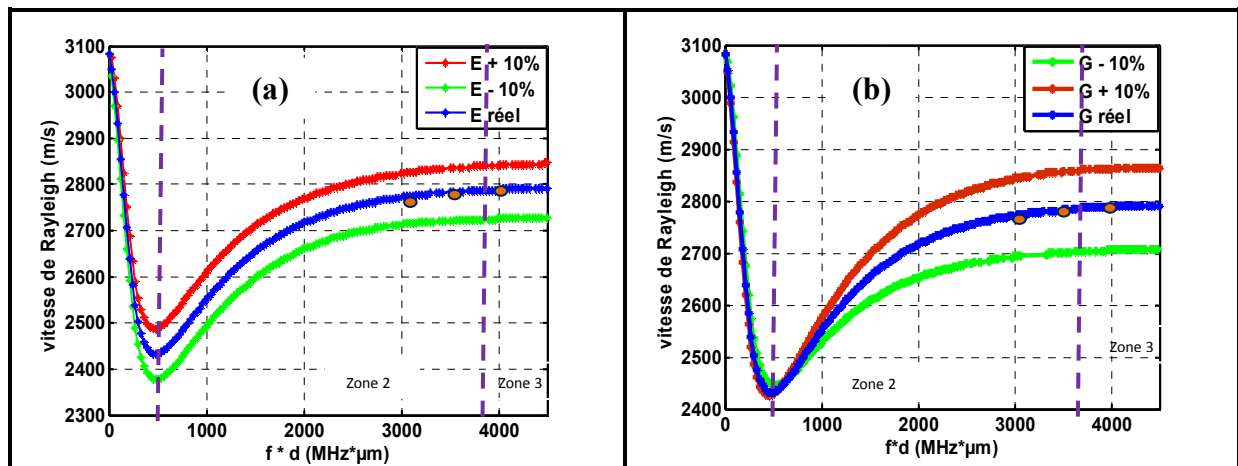


Figure (IV - 17) Dispersion de la vitesse du Rayleigh du système eau/Nickel/Verre à partir de la phase du coefficient de réflexion à 600 MHz: (a) erreur sur G, (b) erreur sur E, ●.valeur mesurée

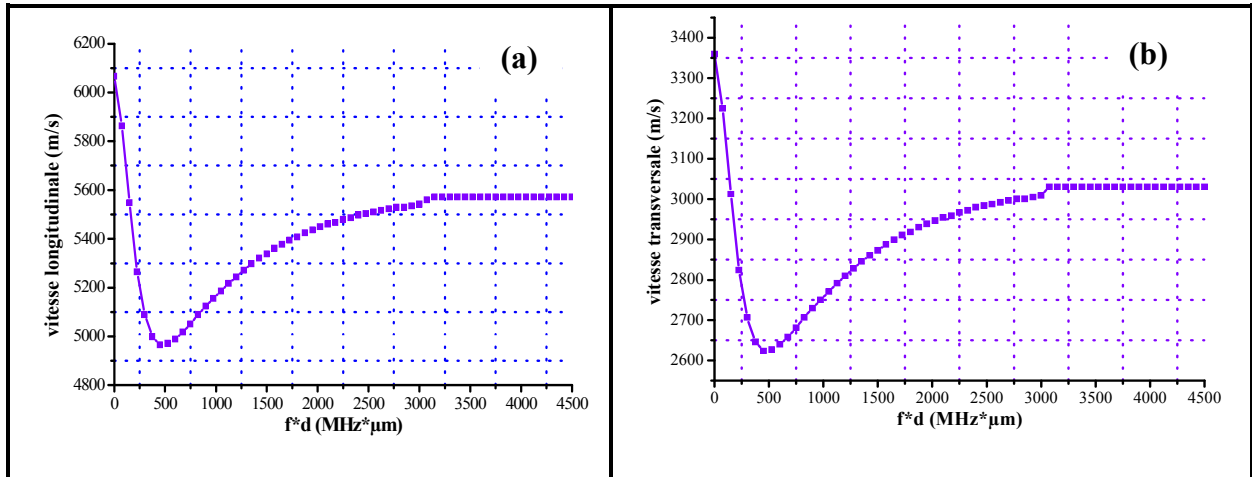


Figure (IV - 18): Courbes de dispersion des vitesses des ondes acoustiques dans le système eau/Ni/Verre en fonction de l'épaisseur de la couche, : (a) vitesse longitudinale et (b) vitesse transversale, $f = 600\text{MHz}$.

Fréquence (MHz)	λ (μm) dans le liquide du couplage	Le point d'inflexion d (μm)	$f^* d$ (MHz. μm)
600	0.398	0.80	480
250	0.955	1.92	480
150	1.590	3.20	480

Tableau (IV- 5): La position du point d'inflexion dans les courbes de dispersion des vitesses du système eau/Ni/Verre pour chaque fréquence

vi. Détermination des paramètres élastiques de la couche:

A partir des vitesses V_L , V_T et V_R calculées dans le paragraphe précédent, on a estimé les paramètres élastiques (E : Module de Young, G : module de cisaillement) de la couche/substrat selon les relations (III-7)(figure IV-19 et IV-20).

La fonction d'erreur a été estimée à partir des vitesses calculées et mesurées où les mesures des vitesses des ondes de surface ont été déterminées par l'utilisation d'un transducteur large bande à partir de la fonction $V(f, z)$ à haute fréquence [60 ,66] et les courbes de dispersion des ondes de surface qui étaient obtenues théoriquement dans le multicouche semi-infini sont dérivées et calculées par l'application de la théorie des ondes partiales en utilisant les propriétés de chaque matériau composant la structure multicouche [79]. En appliquant le principe de la microscopie acoustique à balayage et à haute fréquence, la fonction d'erreur de chaque paramètre élastique de la couche est calculée selon les relations (IV-1) et (IV-2):

$$\text{erreur}(E) = \frac{E_{\max} - E_m}{E_m} = 10\% \quad (\text{IV-1})$$

$$\text{erreur}(G) = \frac{G_{\max} - G_m}{G_m} = 10\% \quad (\text{IV-2})$$

Les sous-indices (max) et (m) indique les valeurs maximale et moyenne des paramètres élastiques respectivement.

Donc les méthodes acoustiques sont plus efficaces pour l'estimation des paramètres élastiques des couches minces/substrat, ce qui permet de déterminer avec une très grande précision l'épaisseur de la couche utile à déposer et de réduire considérablement le coût de fabrication des pièces en série

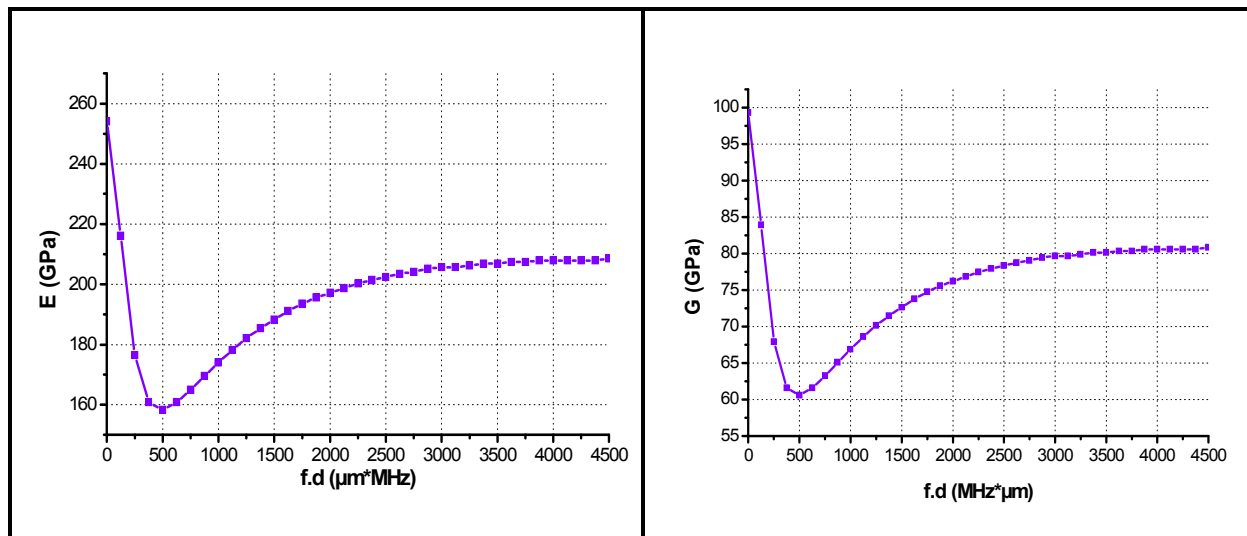


Figure (IV - 19): Courbe de dispersion du module d'Young et du module de cisaillement du système eau/Ni/Verre, $f = 600$ MHz.

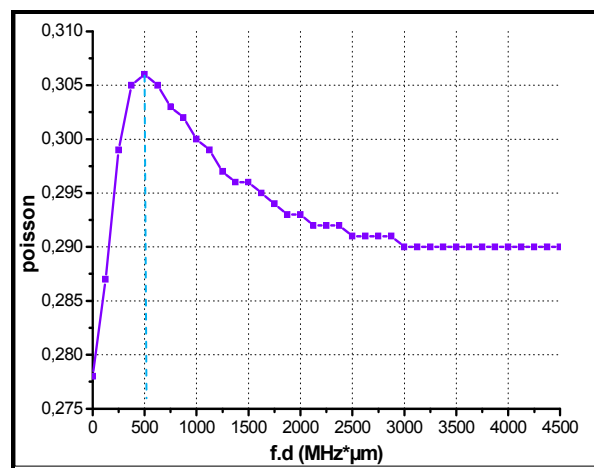


Figure (IV - 20): Courbe de dispersion du coefficient de Poisson de la couche du système eau/Ni/Verre, $f = 600$ MHz.

iv. Conclusion

- La représentation du pouvoir réflecteur $R(\theta)$ en fonction de l'angle d'incidence, de l'épaisseur de la couche/substrat, la fréquence de travail, permet de déterminer les différents modes de propagation des ondes acoustiques ainsi que les paramètres mécaniques (E , G et ν).

En outre une analyse en fonction de plusieurs fréquences permettrait de quantifier les résultats.

- Il apparaît qu'à partir de la signature acoustique $V(z)$ on peut avoir des informations importantes concernant la caractérisation des matériaux quantitativement et d'en déduire ainsi les différentes inhomogénéités existantes. Ceci peut être confirmé par une analyse qualitative, imagerie de surface ou bien de volume, c'est à dire prendre une image à l'interface entre la couche et le substrat afin de confirmer ces interprétations.

- Dans le cas des structures multicouches les vitesses des ondes ultrasonores sont dispersives et dépendent du produit $f*d$ et la couche commence à se comporter comme un matériau massif à partir d'une certaine épaisseur (d) et cela pour chaque fréquence de travail.

Les résultats obtenus sont en bon accord avec ceux de la bibliographie.

IV.2.3.4. Etude théorique et expérimentale du système Aluminium/Silicium (Al/Si)

IV.2.3.4.1. Etude théorique:

i. Courbes de dispersion théoriques des vitesses

De la même manière que dans le chapitre (Ni/verre), nous présentons les résultats de modélisation pour le système Al/Si .

La figure (IV-21) représente le changement de la dispersion des vitesses qui interagissent dans le matériau calculé à partir du pouvoir réflecteur $R(\theta)$, du système aluminium/Silicium d'orientation cristallographique identique [100].

Le même phénomène est observé pour les paramètres mécanique (E , G et ν)

On peut remarquer que l'allure des courbes du système Al/Si reste identique à celle du substrat (figure IV-21) tant que l'épaisseur de la couche déposée reste inférieure à la longueur d'onde ($d < \lambda$).

Au delà de la valeur ($f * d = 4000 \text{ MHz} \cdot \mu\text{m}$), la vitesse Rayleigh (V_R) devient constante quelque soit l'épaisseur de la couche d'aluminium (figure IV-21), par contre la vitesse transverse du système Al/Si décroît exponentiellement pour se stabiliser à $f * d = 8000 \text{ MHz} \cdot \mu\text{m}$, alors que le mode longitudinal (V_L) diminue avec l'épaisseur de la couche déposée avec un glissement très lent et présente des paliers, cela est dû à l'apparition des autres modes (difficilement identifiables) se situant entre le mode propre du substrat et celui de l'aluminium massif, c'est-à-dire qu'à partir d'une certaine épaisseur, la couche commence à se comporter

comme un guide d'onde, appelé aussi "ondes de plaque" ou "ondes de Lamb" qui sont complexe [66].

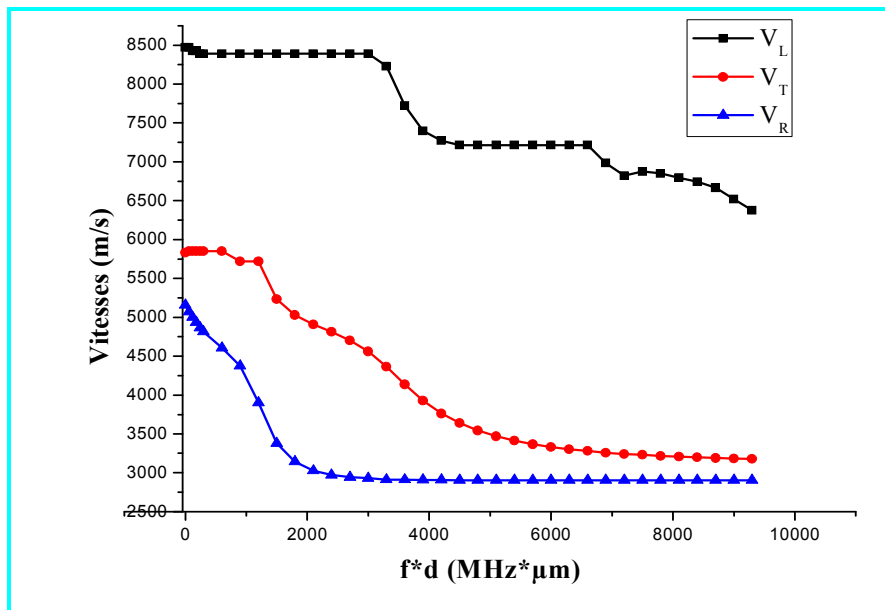


Figure (IV - 21): variations des vitesses des ondes acoustiques dans un système eau/ Al/Si en fonction du produit ($f*d$).

ii. Variation de E , G et ν en fonction de l'épaisseur de la couche

A partir des valeurs des vitesses moyennes ainsi calculées, nous déterminons les paramètres mécaniques (E , G et ν) du système Al/Si (figures IV-22 et IV-23), en l'occurrence, nous pouvons constater que pour des épaisseurs de la couche déposée supérieures à la longueur d'onde transverse (λ_T) ($d > 0.82 \mu m$) et pour une fréquence de travail égale à 600 MHz , les résultats obtenus relatifs aux propriétés mécaniques du système Al/Si sont ceux de la couche déposée (Aluminium).

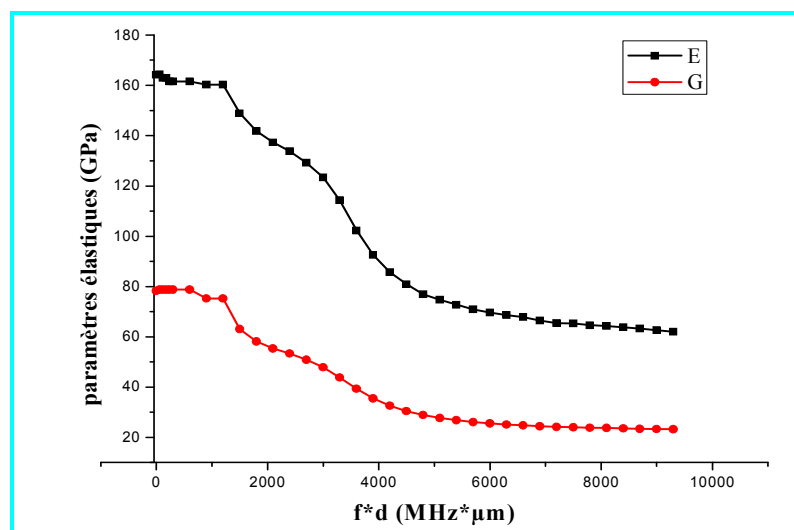


Figure (IV - 22): Variations E et G du système Al/Si en fonction du produit ($f * d$).

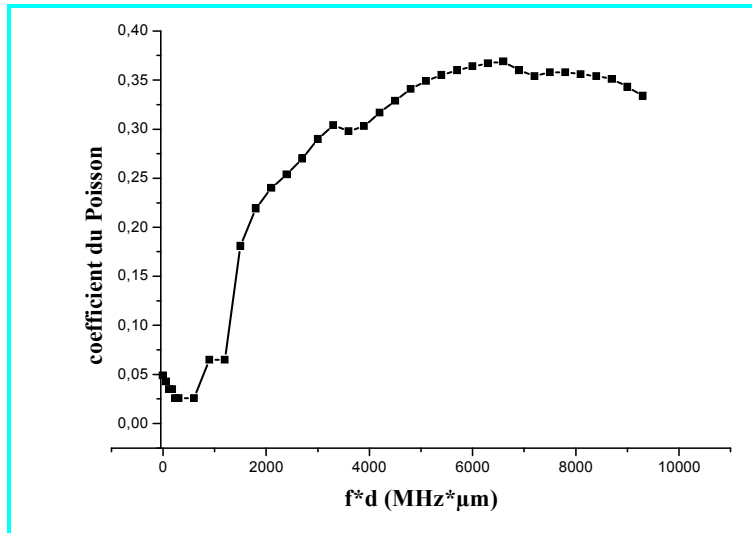


Figure (IV - 23): Variations du coefficient de Poisson du système Al/Si en fonction du produit ($f * d$).

IV.2.3.4.2. Etude expérimentale : Etude de l'effet de recuit à l'interface d'une couche d'aluminium déposée sur un substrat de silicium [100]

i. Caractéristiques des échantillons :

Une couche d'aluminium de $10 \mu\text{m}$ a été déposée sur chaque Wafer (substrat) en silicium [100] dans un évaporateur de marque Balzers BA510 sous vide, par la suite l'épaisseur des couches a été déterminée par profilométrie de marque D8 (Bruker, Billerica, MA, USA).

L'analyse quantitative de chaque échantillon d'aluminium déposé sur un substrat de silicium d'orientation cristallographique [100] a été effectuée le long de la ligne de diamètre $\Phi = 12 \text{ cm}$, particulièrement dans une surface de $(5 \text{ cm} \times 5 \text{ cm})$ (figure IV-24), en notant qu'il n'y a aucune réaction chimique entre la couche d'Aluminium d'épaisseur $10 \mu\text{m}$ et le substrat de Silicium.

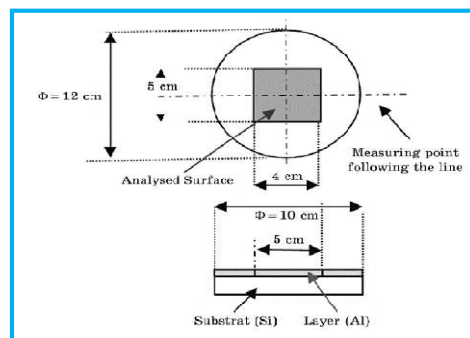


Figure (IV - 24): Représentation schématique d'une couche d'aluminium déposée sur un substrat de silicium [83].

On résume dans le tableau (IV-6) les différents traitements qui ont été effectués sur les quatre échantillons étudiés ; ceux-ci ont subi une métallisation préliminaire à 500 °C .

- le profil de la surface de la couche déposée de chaque échantillon est testé sur une longueur de 5 cm
- et l'épaisseur de la couche par la technique dite des quatre points (four holes modes).

Ensuite nous avons effectué une étude qualitative et quantitative sur une série d'échantillons dans les mêmes conditions de température et de pression dans tous les cas [84].

N° de l'échantillon	T de recuit (°C)	Attraction chimique
A	-	Oui
B	400	-
C	500	-
D	600	-

Tableau (IV- 6) : Les différentes caractéristiques de l'échantillon de Al(10 µm)/Si[100].

La figure (IV-25) donne les images acoustiques prises à l'interface de la couche d'aluminium (10 µm) et sur un substrat (wafer de silicium) de 120 mm d'épaisseur à 600 MHz avec l'eau comme liquide de couplage et une lentille sphérique d'ouverture 50°, il est noté que l'image est prise après l'acquisition d'une signature acoustique $V(z)$ qui nous permet de déterminer avec une grande précision la position (z).

Une première analyse des images de la figure (IV-25), nous permet de rejeter dès le départ l'ensemble des échantillons ayant subi un recuit à 600 °C, car ils présentent des défauts d'adhérence (court-circuit, décollement, asphéricité ... etc.) de la couche qui se manifestent par des taches bleues, ce qui correspond a une mauvaise adhérence de la couche d'aluminium par rapport au substrat en silicium d'après l'étalonnage du niveau gris des images théoriques selon le modèle développé au laboratoire (voir figure IV-25c).

Ce choix est confirmé par les résultats obtenus sur la signature acoustique $V(z)$ et les vitesses de propagation dans le système Al/Si ; en effet, nous obtenons d'une part une signature acoustique $V(z)$ fortement atténuée ainsi que la *FFT* correspondante et d'autre part une dispersion très importante des vitesses déduites à partir de la figure (IV-26.d).

L'échantillon de référence est celui ayant subi un recuit à 400 °C ont été également rejetés car ils présentaient une dispersion importante de la vitesse de Rayleigh V_R et la vitesse transversale V_T (figures IV-26.a et IV-26.d).

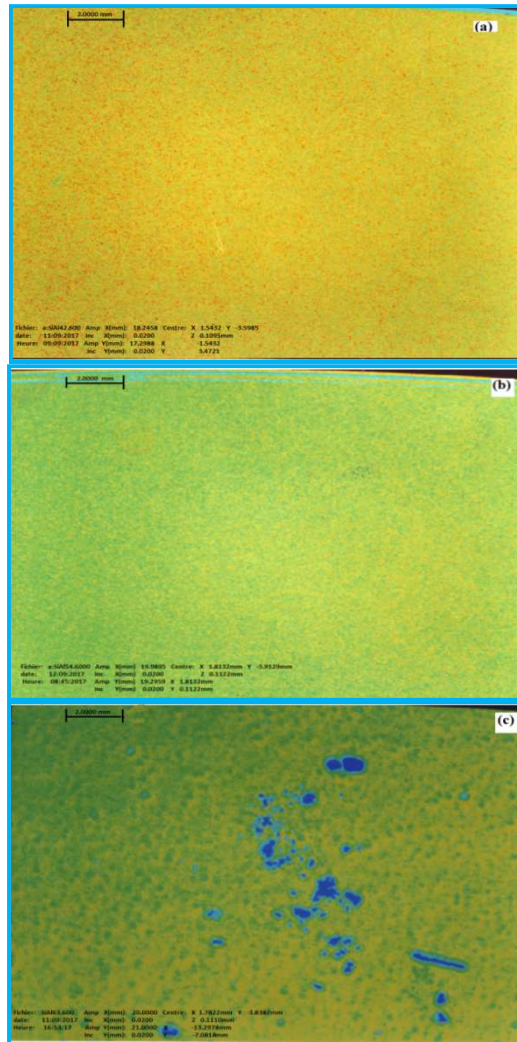


Figure (IV-25) : Images acoustiques prises à l'interface du système eau/Al (10 μm)/Si [100],. Température de recuit (a) 400°C, (b) 500°C et (c) 600°C, $f = 600$ MHz

Les vitesses des ondes de Rayleigh et transversale ont été calculées après chaque acquisition d'une signature acoustique $V(z)$ le long d'une ligne de 12 cm de diamètre avec un pas de 10 mm, et ceci après la formation des images. Puis le traitement de ces $V(z)$ par la transformée de Fourier rapide FFT , nous amènent au calcul des différentes vitesses qui interagissent dans le matériau examiné. La figure (IV-27) et (IV-28) représentent les courbes de $V(z)$ et leurs spectres FFT . En effet, on obtient une signature acoustique $V(z)$ une amplitude plus forte dans les régions uniformes et plus atténuée dans les taches noires, cela a été confirmé par les résultats obtenues au moyen de la FFT (figure VI-26-d').

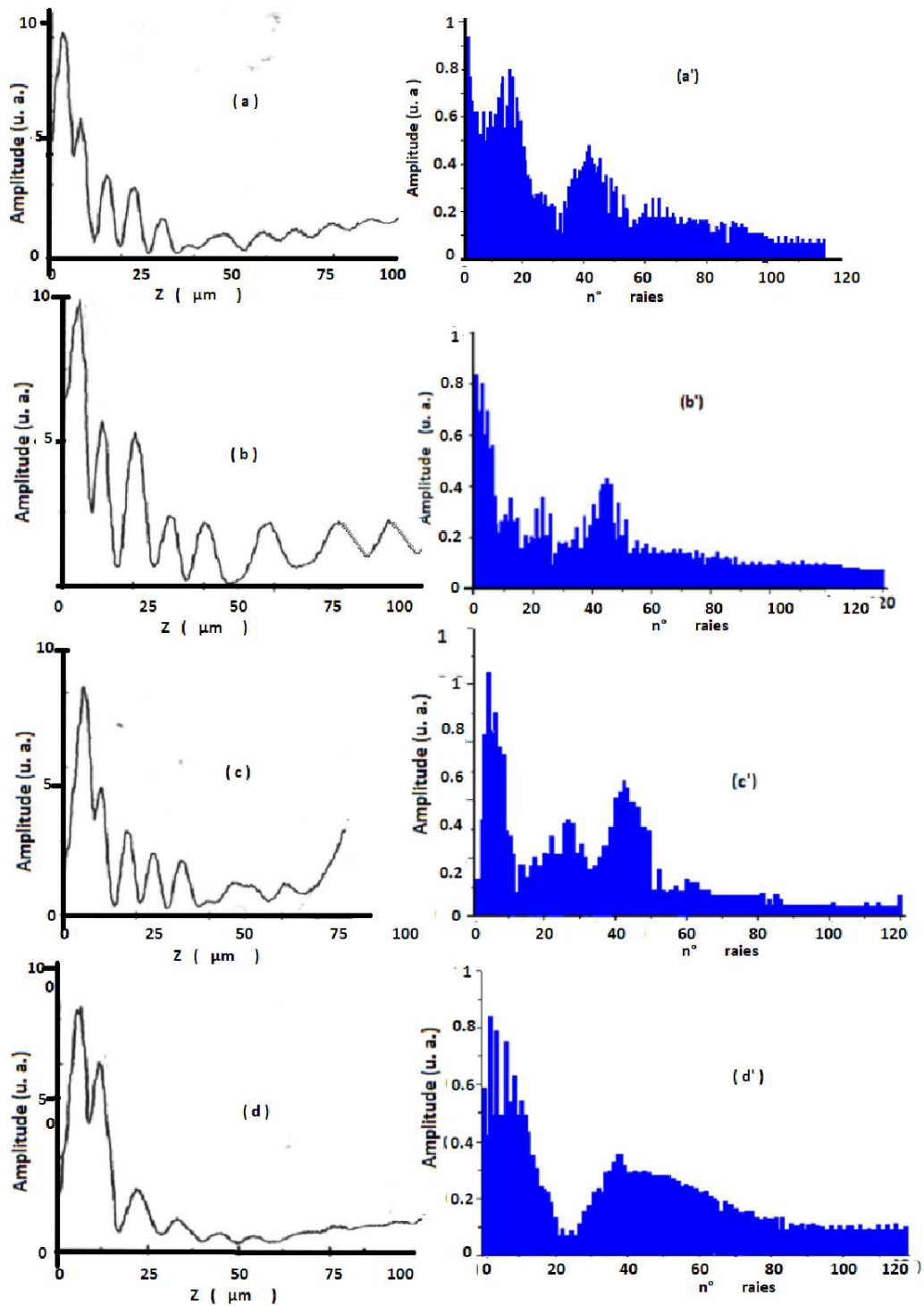


Figure (IV –26): Signatures acoustiques des structures eau/ Al(10 μ m) /Si et leurs spectres FFT ($f = 600$ MHz).

D'autre part, les figures (VI-27) et (VI-28) montrent une dispersion des vitesses significatives à $f = 600$ MHz, à partir desquelles on remarque une discontinuité de ces courbes à 400 °C et à 600 °C par contre elle est constante à 500 °C. La discontinuité et l'instabilité des courbes de dispersion sont probablement dues soit à un décollement de la couche

d'aluminium par apport au substrat (contraste bleu figure (VI-25-c)), ou à un défaut d'adhésion.

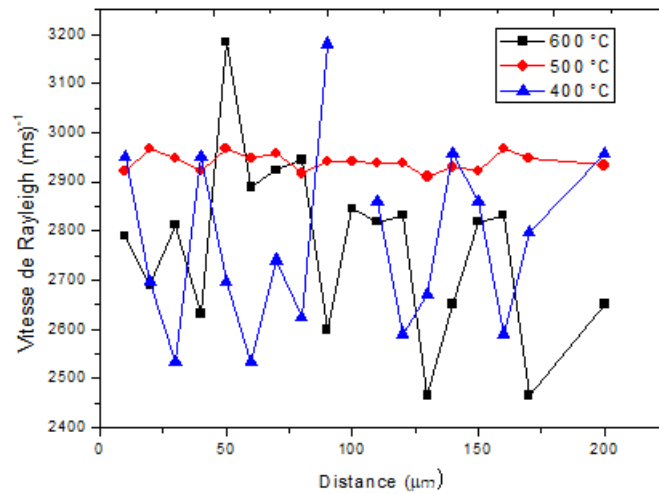


Figure (IV -27):Dispersion de la vitesse de l'onde de Rayleigh d'une structure eau / Al(10 μm) / Si[100] avec ($f = 600\text{MHz}$).

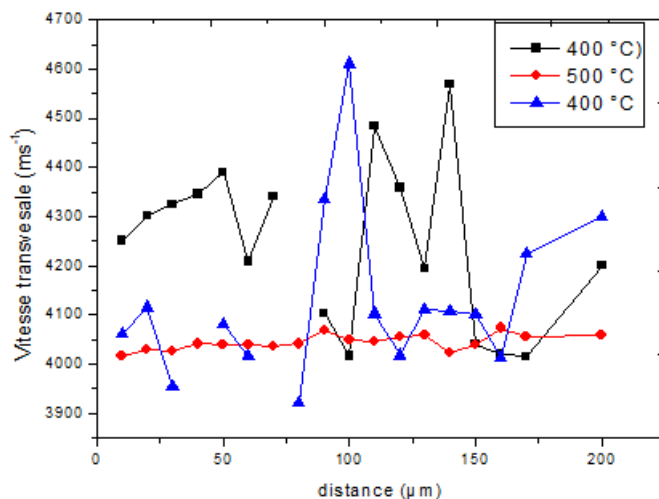


Figure (IV - 28) : Dispersion de la vitesse de l'onde transversale d'une structure eau / Al(10 μm) / Si[100] ($f = 600\text{MHz}$)

Les résultats obtenus après traitement de la signature acoustique $V(z)$ et calcul de la vitesse de propagation renforcent le choix de la température utilisée (500 °C), i.e. Nous notons à ce stade que :

- Nous avons rejeté tous les échantillons de référence (ayant subi un recuit à 400 °C et 600 °C) présentent des vitesses de dispersion significatives V_R et V_T (figures (VI-25.a) et (VI-25.c)).
- Seuls les échantillons qui ont subis un recuit à 500 °C caractérisés par:

- (i) des images homogènes sur toutes les surfaces ;
- (ii) une signature acoustique $V(z)$;
- (iii) un signal exploitable par *FFT*.
- (iv) des vitesses de dispersion pratiquement constantes, ces échantillons seront maintenu pour des études et/ou applications possibles.

- Dans toute cette étude expérimentale, nous avons considéré chaque fois que les interfaces sont homogènes et ne génèrent aucun phénomène d'interférence.

- Il est possible de calculer le coefficient de réflexion $R(\theta)$ (en phase et en module relative) en utilisant un modèle approprié d'adhérence entre deux matériaux, une fois pour une bonne adhérence et d'autre fois pour une mauvaise adhérence lorsque le milieu est multicouche.

IV.3. Conclusion

Le microscope acoustique à balayage en mode réflexion (transmission) dans le domaine de fréquence de 100 à 600 MHz apparaît comme un outil performant de contrôle non destructif. Il permet non seulement de détecter des défauts dont les dimensions sont inférieures à 30 μm , mais il en donne de plus une image, ce qui peut faciliter l'interprétation du contrôle. D'autre part, la qualité des informations fournies en fait un appareil précieux pour évaluer la nocivité des défauts dans la mise au point des méthodes de fabrication des matériaux.

L'association de l'image, pour diverses défocalisations de la lentille par rapport aux échantillon Ni/Verre et Al/Si, et de la signature acoustique locale $V(z)$ aux points (X_i, Y_j) , nous permet de suivre les variations locales des propriétés élastiques (E , G et ν) du matériau et d'obtenir ainsi une cartographie des caractéristiques mécaniques du matériau étudié.

La caractérisation des défauts peut être développée selon plusieurs critères: leurs tailles, leurs morphologies, leurs positions dans l'échantillon, leurs natures.

A travers l'ensemble des résultats de ces travaux, nous montrons que la microscopie acoustique est un outil de contrôle dont les performances et la flexibilité sont particulièrement bien adaptées au contrôle non destructif et peut devenir un outil complémentaire et indispensable pour la caractérisation mécanique locale de matériaux placés dans un environnement hostile.

Conclusion et perspective

La microscopie acoustique en régime harmonique (100 à 600MHz) offre la possibilité d'engendrer et de détecter des ondes de surface et en particulier l'onde de Rayleigh avec un même capteur. Différents solides peuvent être analysés avec le même transducteur dans la mesure où l'angle de génération de l'onde de Rayleigh θ_R est inférieur au demi - angle d'ouverture θ_0 du capteur. De plus, cette technique autorise l'évaluation des vitesses avec une bonne précision et permet également la caractérisation quantitative des matériaux.

Pour atteindre ces précisions, les techniques de mesure développées visent à éliminer la réponse provenant de la réflexion spéculaire, soit lors de l'analyse des courbes $V(z)$, soit directement lors de l'acquisition afin de ne garder que la composante de l'onde de surface caractéristique du matériau analysé. Cependant, l'élimination de la composante spéculaire n'est pas évidente. Pour contourner cette difficulté, certains auteurs [36, 37, 38] ont été amenés à étudier le phénomène inverse, c'est à dire tracer les courbes donnant $R(\theta)$ (phase et amplitude) à partir du $V(z)$ acquis.

D'autres équipes travaillent dans le domaine temporel, où le capteur acoustique est excité par une impulsion brève afin de séparer chaque composante dans le temps [39, 40, 41].

Le microscope acoustique avec une gamme de fréquences de 100 à 600MHz semble être un outil puissant pour les tests non destructifs. Il permet non seulement de détecter les défauts dont les dimensions sont inférieures à 50 μm , mais il donne également une image facilitant leur interprétation et leur contrôle.

De plus, la possibilité offerte par cet appareil d'évaluer et d'étudier les défauts qui se développent au cours du processus de recuit en faisant un outil très précieux.

Les résultats actuels montrent que la microscopie acoustique à balayage est un outil de contrôle dont les performances et la flexibilité sont particulièrement bien adaptées à la réalisation de tests non destructifs. Peut-il devenir un outil complémentaire et/ou essentiel d'appareillage pour la caractérisation mécanique locale des matériaux placés dans des environnements hostiles?

La modélisation des différents systèmes monocouches a été faite en utilisant le principe du microscope acoustique à réflexion de telle sorte que l'acquisition des courbes de la signature acoustique $V(z)$ est possible après la détermination du coefficient de réflexion $R(\theta)$. Puis ces signatures acoustiques qui ont été obtenues théoriquement à une fréquence de 600 MHz nous conduisent vers l'estimation des courbes de dispersion des vitesses des différentes ondes acoustiques par l'application de la transformé de Fourier rapide *FFT* ou à partir des angles de

changement de la phase et l'amplitude du coefficient de réflexion. Alors que les propriétés de réflexion se diffèrent d'une structure à une autre, cela se revient aux différentes interfaces qui ont été rencontrées par l'onde acoustique générée par le transducteur piézoélectrique. Les signaux ultrasonores subissent également une succession des changements à cause des interfaces et défauts, ce qui influe largement aux nombres et nature des ondes générées. La modélisation acoustique des structures monocouches propose d'autres chemins d'études, parmi lesquelles on distingue:

- La facilité de déterminer les courbes de dispersion des vitesses et les propriétés élastiques des structures qui se constituent des matériaux isotropes aide les industriels dans le stade d'inspection des défauts engendrés au cours de la fabrication et l'utilisation d'un tel dispositif.
- Le traitement du problème inverse est un véritable but de l'étude de modélisation c.-à-d. la détermination du coefficient de réflexion $R(\theta)$ à partir de la courbe de la signature acoustique $V(z)$.

Bien que les résultats expérimentaux obtenus concordent avec les résultats théoriques, il reste quelques points supplémentaires à développer (par exemple : l'amélioration des possibilités et de la capacité de cette méthode) ; il y a :

Prise en compte des effets d'atténuation (longitudinaux et/ou transversaux) dans les calculs théoriques pour se rapprocher de la réalité (celle imposée par les conditions expérimentales actuelles);

- Etudier plus en profondeur l'approche opposée du phénomène.
- Approfondir l'étude de la prédiction linéaire de la signature acoustique $V(z)$.
- Etablir des prototypes (références) pouvant servir des normes dans le processus de contrôle de la qualité.
- Développer un moyen (par exemple numérique) de traitement des images acoustiques afin de faciliter leurs interprétations.

Bibliographies

- [1] R. S. Gilmore, K. C. Tam, J. P. Young, D. R. Howard, Acoustic microscopy from 10 to 100 MHz for industrial applications. *Phil. Trans. R. So. Lond. (A 320)*, pp. 215-235 (A 320), (1986).
- [2] H. R. Vettors, P. Mayr, S. Boseck, T. Wuebben, R. Matthaedi, A. Schulz, Scanning acoustic microscopy in materials characterization, *Scanning Electron Microscopy*. pp. 981-989, (III) (1985).
- [3] A. Saied, C. Amaudric du Chaffaut, J. M. Saurel, J. Attal. Some aspects of scanning acoustic microscope contributions in the evaluation of device reliability, *Journal de physique. Colloque C4. ESSDERC, (Sup. 9 Tome 49)*, pp. 801-804. (Septembre 1988).
- [4] G. A. D. Briggs. An introduction to scanning acoustic microscopy. *Royal Microscopical Society Handbook 12* (Oxford. Univ. Press. 1985).
- [5] A. Saied, Conception et réalisation d'un nouveau type de lentille pour améliorer la résolution en profondeur d'un microscope acoustique. Thèse 3^{ème} cycle, Montpellier (1985).
- [6] Sokolov, S. Y. *Dokl Akad Nauk, SSSR*64 (1949).
- [7] C. F. Quate, R. A. Lemons, Acoustic microscope: scanning version, *Appl. Phys.* 24 Février 1974.
- [8] T. Aubert, O. Elmazria, B. Assouar, L. Bouvot, M. Oudich, *Applied Physics Letters* 96, 203503(2010)
- [9] C. Caliendo, P. Imparatori and E. Cianci, *Thin Solid Films* 441, 32-37 (2003).
- [10] C-L. Huang, K-W. Tay and L. Wu, *Solid-State Electronics*49, 219-225 (2005).
- [11] Z. P. Wang, A. Morimoto, T. Kawae, H. Ito, K. Masugata, *Physics Letter A*375, 3007-3011(2011).
- [12] P. Dutheil, Films minces et multicouches de matériaux piézoélectriques : synthèse par ablation laser; caractérisation microstructurale et intégration dans des dispositifs SAW, Thèse de doctorat d'université de Limoges, Mai (2012).
- [13] M. Born, and E. Wolf, *Principles of optics: Electromagnetic Theory of Propagation Interference and Diffraction of light*, Pegamon Press, Ellmsford, N, Y, (1980).
- [14] J.Kushibiki, T.Sannomiya, , and N.Chubachi, Performance of sputtered SiO₂ film as an acoustic antireflection coating at sapphire/eau interface. *Electron. Lett.* 16, 773-738.(1980).
- [15] J. Kushibiki., H. Maehara, and N. Chubachi, Acoustic properties of evaporated chalcogenide glass films, *Electron. Lett.* 17, 322 – 323.(1981a).
- [16] P.Mutti and Briggs G. A. D. *Scanning Acoustic Microscopy*. New York (1994).
- [17] Y. Boumaiza, Caractérisation par microscopie acoustique de silicium (100), (111) et des couches minces de SiC (Si(100)) et d'un échantillon d'acier, Thèse de magister, Annaba (1992).
- [18] J. ATTAL, *Microscopie acoustique*. R 140 2-3.
- [19] J. M. M.Pinkerton, The absorption of ultrasonic waves in liquids and its relation to molecular constitution, *Proc. Phys. Soc.* 62, 129-140 (1949).
- [20] J. S .Foster, and D. Rugar, Low – temperature acoustic microscopy, *IEEE Trans. SU-*32, 139-151(1985).
- [21] M. S.Muha, A. A. Moulthrop, and G. C. Kozlowski, Acoustic microscopy at 15.3GHz in pressurized superfluid helium, *Appl. Phys. Lett.* 56, 1019-1021 (1990).
- [22] J. Attal, Acoustic microscopy imaging microelectronic circuits with liquid metals, *Scanned image microscopy*, Academic Press, pp. 97-118 (1980).
- [23] J-P. Lefebvre, P. Lasayague, C. Potel, J-F de Belleval, P. Gatiniol., *L'acoustique ultrasonore et ses applications*, 2^{ème} partie, *Acoustique et Techniques*, n° 36, 12-19, (2004)

- [24] A. Boudour, Y. Boumaïza, M. Guerioune, S. Belkahla, Mechanical characterization of thin layer of chromium on steel substrate by acoustic methods, *Physica Status Solidi (A)*, Applied Research, 07.64.+z;43.35.Ns;43.58.+z;68.60.Bs vol. 201, Issue 1, pp.80-89, (2004).
- [25] T. Tahraoui, A. Boudour, Y. Boumaiza, Modélisation de la signature acoustique dans les structures composites, CIMSC'99, 1^{ère} Conférence internationale, sur les matériaux et structure stratifiées université des Sciences de la Technologie Mohamed Boudiaf, Oran (2009)
- [26] J. M. Raul. Da Fonseca, Dr. L. Ferdj Allah, Dr. Gilles Despaux, A. Boudour, L. Robert, J. Attal, Scanning Acoustic Microscopy—recent applications in materials science, First published: July/August (1993), <https://doi.org/10.1002/adma.19930050703>
- [27] C. Atailia, N. Sayoud, T. Tahraoui, A. Boudour, Y. Boumaiza, Modélisation de la propagation des ondes ultrasonores dans l'aluminium et l'oxyde de zinc poreux., SIMINE'09, Séminaire International sur l'industrie minière et l'environnement, annaba - Algérie (2009).
- [28] C. Atailia, H. Lazri, A. Boudour, E. Ogam, Z.E. A. Fellah, Y. Boumaiza, Etude tribologique d'un acier frotté par microscopie acoustique à balayage (SAM), 3^{ème} conférence internationale de mécanique, Annaba, 26-27 avril (2017).
- [29] R. D. Weglein, «A model for predicting acoustic materials signatures», *Appl. Phys. Lett.* Vol.34, pp. 179-81, (1979).
- [30] J. M. M. Pinkerton, The absorption of ultrasonic waves in liquids and its relation to molecular constitution, *Proc. Phys. Soc.* 62, 129 – 140 (1949).
- [31] Foster, J. S, and D. Rugar, Low – temperature acoustic microscopy, *IEEE Trans. SU – 32*, 139 – 151 (1985).
- [32] John Arthur Hudson, *The Excitation and Propagation of Elastic Waves*, Cambridge Monographs on Mechanics, pp. 296, 1985.
- [33] S. W. Rienstra & A. Hirschberg, *An Introduction to Acoustics*, Eindhoven University of Technology, pp. 296, (2013).
- [34] A. D. Pierce, “Acoustics: an Introduction to its Physical Principles and applications”, Mc Graw-Hill Book Company, Inc., New York, 1981.
- [35] Igor Aleksandrovich Viktorov, *Rayleigh and Lamb waves: physical theory and applications*, Plenum Press, pp. 154, (1970).
- [36] J. P. Lefebvre, P. Lhsaygue, C. Potel, J. François de Belleval, P. Gatignol, L'acoustique ultrasonore et ses applications, *Acoustique et Techniques*, n°36, 12-19, (2004).
- [37] J. Attal, *Microscopie acoustique* © Techniques de l'ingénieur, traité mesures et contrôle. R 1 402-1.
- [38] Manghnani, Zinin, et al., *Acoustical Imaging*, Vol. 27, 83, (2004).
- [39] J. Bouillnec, L. Chevallier, Q. Govignono P. Olivier, G. Bernhart, M. Mayne-L'hermite, M. Pinault, Vertically Aligned Carbon NanoTube (VACNT) based Composite Materials, *Institu élément Ader UMR5312-PhD* (2015);
- [40] Z. Nazarchuk, V. Skalskyi, O. Serhiyenko, “Propagation of elastic waves in solids”. *Acoustic Emission, Methodology and Application*, XIV, 283p, 144 illus, 3 illus, in color, Hardcover. ISBN: 978-3-319-49348-0. (2017).
- [41] IN. Yemolov et al, *Akusticheskoe metody kontrolya (Acoustic methods of testing)*. In: *Nondestructive testing*, vol2. Vysshaya Shkola, Moskva. (1991).
- [42] A. Aki, PD Richards, *Kolichestvennaya seismologiya, Teoriya I metody*, “Qualitative seismology, Theory and methods”, vol. Mir, Moskva, (1983).
- [43] L. Rayleigh, *On waves propagating along the plane of an elastic solid*. *Proc. London*

- Math. Soc, Vol. 17, p. 4-11, (1885).
- [44] V. Georgel, Thèse de doctorat, Etude de l'assemblage sur le comportement des composants électromécaniques intégrés dans des systèmes radiofréquences, Université de Paris- EST (2008).
- [45] R. Stoneley, Elastic waves at the surface of separation of two solids. Conf. of the Royal Society, P. 416-428, (1924).
- [46] E. Dieulesaint, D. Royer, Ondes Elastiques dans les solides, Edition Masson, Paris Ed. Masson (1996).
- [47] E. Dieulesaint, D. Royer, Propagation et génération des ondes élastiques, Techniques de l'ingénieur E3210.
- [48] H. Lamb, On waves in an elastic plate. Conf. of the Royal Society, p. 114 – 128, 1917.
- [49] T. Monnier. Ondes de Lamb dans les milieux stratifiés: application à la surveillance in situ et en temps réel de l'endommagement de structures composites. Mechanics, INSA de Lyon. French. Thèse de doctorat, (2001).
- [50] I. A. Viktorov, Rayleigh and Lamb Waves, Plenum Press, New York (1967).
- [51] L. M. Brekhovskikh, Waves in layered media, 2nd ed. Now York: Academic, PP. 33-37, (1960).
- [52] Xi. Bai, J. Chen, B. f.Ju, K. Yang, Simultaneous measurement of elastic moduli, attenuation, density, and thickness of a layer by ultrasonic spectroscopy using point-focus transducer. 978-1-4673-4562-0/12/\$31.00©IEEE (2012).
- [53] W. T. Thomson, Transmission of elastic waves through a stratified solid medium. J. Appl, Phys, Vol. 21, P. 89 -93, (1950).
- [54] N. A. Haskell, The dispersion of surface waves on multi-layered media. Bulletin of the American Seismological Society, Vol. 43, P. 17 -34, (1953).
- [55] T. Kundu, A. K. Mal, and R. D. Weglein, Calculation of the acoustic material signature of layered solid, J. Acoust. Soc. Am., Vol. 77, No. 2, 353-361(1985).
- [56] Z. Y, and S. Boseck, Scanning acoustic microscopy and its applications to material characterization, Rev, Mod, Phys. 67 (4). 863-891(1995).
- [57] H. L. Bertoni and M. G. Somckh, Ray-Optical Analysis of Spherical Focusing Transducers for Acoustic Microscopy, in IEEE Ultrasonics Symposium proceedings, p. 715(1985).
- [58] L. M. Chan, H. L. Bertoni, Ray representation of longitudinal lateral waves in acoustic microscopy, IEEE Trans. Ferro. Elec. Freq. Contr., Vol. 34, pp. 341-345, (1991).
- [59] A. Boudour, Etude par micro acoustique des différents modes de propagation dans les structures monocouches et multicouches (Thesis of Disser for Dr. Sci.) (Annaba: université Badji Moktar Annaba: 2000) (in french)
- [60] A. Atalar, Improvement of anisotropy sensivity in the acoustic microscope, IEEE Trans. Ultrason, Ferroelect., Freq. Contr., vol. 36(2), pp. 264-273, 1(989).
- [61] K. Liang, S. D. Bennett, B. T. Khuri-Yakub, and G. S. Kino, "Precise Phase Measurements with the acoustic Microscope," IEEE Trans. Sonics Ultrason. 32, 266 (1985).
- [62] C. J. R. Sheppard and T. Wilson, Effects of High angles of convergence on $V(z)$ in the scanning acoustic microscope, Appl. Phys. Lett., vol. 38. No. 12, PP. 858-859, June (1981).
- [63] D. E, Goertz, M. E. Frijlink, Voormolen MM, etal, High frequency attenuation measurements of lipid encapsulated contrast agents, Ultrasonics 44, 131-134 (2006).
- [64] C-L. Huang, K-W. Tay and L. Wu, Solid-State Electronics 49, 219-225 (2005).
- [65] J. Attal, R. Caplain, H. Coello-Mandes, K. Alani and A. Saied, A Survey of Research in acoustic microscopy Applied to Metallurgy, Mechanics of coatings, Leeds-Lyon 16, Tripology Series, 17, D. Dawson, C. M. Taylor, M. Godet (Editors), Elsevier Science

- Punlishers B. V. pp. 315-322. (1990).
- [66] J. I. Kushibiki, and N. Ghubachi, Material Characterization by line-focus-beam acoustic microscope, IEEE. Trans. Sonics Ultrason., vol, SU-32, pp. 189-212, (1985).
- [67] A. Atalar, An angular-spectrum approach to contrast in reflection acoustic microscopy, Appl. Phys. Lett. 49. 1530-1539 (1978).
- [68] HL. Bertoni, Ray-optical evaluation of $V(z)$ in the reflection acoustic microscope, IEEE trans. SU-31, 105-16,(1984).
- [69] T. Kundu, A complete acoustic microscopically analysis of multilayered specimen, J Appl Mech 59: 54-60, (1992).
- [70] G. Bourse et al. Interfacial adhesion characterization of plasma coatings by inversion $V(z)$ technique and comparison to interfacial indentation. NDT & E international 22-31, 45(2012).
- [71] J. Achenbach. JO. Kim, Y-C. Lee, Measurement thin-film elastic constants by line-focus acoustic microscopy. In: Briggs A, editor Advances in acoustic Microscopy, vol. New York: Plenum: p. 153-208, (1995).
- [72] G. A. D. Briggs and O. V. Kolosov. Acoustic microscopy, Oxford University Press, New York, (2010).
- [73] M. A.Ploix, J. F.Chaix, G.Corneloup, F.Baqué. Potentiel du contrôle ultrasonore d'une plaque masquée par des écrans parallèles, Journées COFREND Dunkerque, Caractérisation, 24-27 Mai (2011).
- [74] G. Corneloup, M. A. Ploix, J. F. Chaix, I. Lillamand, N. Chaouch, F. Baqué, Potentiel of ultrasounds for NDT of a structure behind parallel immersed plates, 37th Annual Review of Progress in Quantitative non destructive Evaluation, San Diego, California, July 18-23, (2010).
- [75] D. E. Chimenti, and S. I. Rokhlin, Relationship between leaky Lamb modes and reflection coefficient zeroes for a fluid-coupled elastic layer, Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 88 No. 3, pp. 1603-1611, (1990).
- [76] J. Deboucq, Caractérisation ultrasonore de structures à couche et à gradient de contrainte par onde de surface haute fréquence générées par capteurs MEMS de type IDT-SAW, Thèse de doctorat, université de Valenciennes et du Hainaut-Cambresis, (2012).
- [77] W. Parnon, and H.L. Bertoni, Ray interpretation of the material signature in the acoustic microscope, Electron. Lett. Vol. 15, pp. 648-686, (1979).
- [78] J. P. Lee, Ultrasonic transducer modeling for acoustic microscopy & its application in biological material characterization", Phy. D. Thesis, the university of Arizona, pp131, (2005).
- [79] J. O. Kim and J. D. Achenbach, Line focus acoustic microscopy to measure anisotropic acoustic properties of thin films, Thin Solid Films, vol. 214, pp, 25-34, (1992).
- [80] R. G. Wilson, and R.D Weglein, Acoustic microscopy of materials and surface layers, J. Appl. 55, 3261-3275 (1984).
- [81] D. Frenet, Application de la technologie multi-éléments à la caractérisation des matériaux par ondes acoustiques de surface en régime impulsif. Thèse de Doctorat, université de Valenciennes et du Hainaut Cambresis, (1999).
- [82] C. Atilia, L. Deboub, Y. Boumaiza, A. Boudour, Détermination des constantes élastiques E, G et ν par microscopie acoustique à balayage d'une couche de nickel sur un substrat en verre à partir des courbes de dispersion des ondes acoustiques de surface moyennant la méthode inverse, 2^{ème} journées scientifiques Franco-Maghrébines-caractérisation des matériaux complexes, Annaba-Algérie, 10-13 octobre (2015).
- [83] M. Marcheti, D. Laux, L. Fongaro, V.V. Rondinella, Physical and mechanical

- characterization of irradiated uranium dioxide with a broad burnup range and different dopants using acoustic microscopy., *Journal of Nuclear Materials* 494, DOI: 10.1016/j.jnucmat.2017.07.041, July (2017)
- [84] C. Atailia, L. Deboub, A. Boudour, Y. Boumaiza, Scanning Acoustic Microscopy of Annealing Effects for Aluminium Thin Film Deposited on Silicon Substrate, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, 40, No. 10: 1387-1399 (2018).