

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

BADJI MOKHTAR ANNABA UNIVERSITY
UNIVERSITE BADJI MOKHTAR ANNABA



جامعة باجي مختار عنابة

Année 2012

Faculté des Sciences
Département de Physique

MEMOIRE

Présenté en vue de l'obtention du diplôme de

MAGISTER

*Modélisation et séparation des signaux ultrasonores
transmis à travers les différents matériaux*

Option:

Sciences des

matériaux

Par

Houria GRIMED

DIRECTEUR DE MEMOIRE : Amar BOUDOUR Prof. U. Annaba

Devant le Jury:

Président Ali GASMI Prof. U. Annaba

Examineur Youcef BOUMAIZA Prof. U. Annaba

Examineur Mostepha BENCHEUB Maît. de Conf. U. Annaba

Dédicace

Je dédie ce travail:

A mes très chères parents.

A mon marie et sa famille et ma fille Assil.

A mes frères et mes sœurs.

A mes oncles et tantes.

A mes cousins et cousines.

A mes amis.

Remerciements

Le présent travail a été réalisé au laboratoire LEAM (Laboratoire d'Etude et d'Analyse des Matériaux) à l'Université Badji Mokhtar - Annaba dirigé par Monsieur le Professeur Amar BOUDOURE, je le remercie vivement de m'avoir accueilli dans son laboratoire.

Je remercie vivement Monsieur le professeur Amar BOUDOURE d'avoir accepté d'encadrer ce mémoire. Je lui exprime ma profonde reconnaissance pour ses conseils, ses orientations et ses encouragements continus que j'ai pu mener à bien ce travail. "Ce fut un honneur de travailler avec lui".

Mes remerciements vont également à Monsieur le professeur Ali Gasmi qui a bien voulu présider le jury.

Mes remerciements s'adressent également à Youcef Boumaiza, Professeur à l'université Badji Mokhtar-Annaba qui a accepté d'examiner mon mémoire,

Que Monsieur Mostapha BENCHIHEUB Maître de conférences à l'université Badji Mokhtar-Annaba, trouve ici l'expression de mes vifs remerciements pour ces conseils et sa disponibilité pour juger mon mémoire de magister.

Enfin, je n'oublie pas de remercier toutes les personnes qui m'ont facilité la tâche et toutes celles que j'ai connues au département de physique, Faculté des Sciences et qui ont rendu mon séjour au département agréable.

Résumé

Le microscope acoustique est un instrument de mesure de l'infiniment petit, utilisé en Contrôle Non Destructif (CND).

Il permet une analyse qualitative (imagerie) et quantitative d'un matériau, et qui consiste en la détermination des propriétés mécaniques locales de l'échantillon

Cette micro-caractérisation se fait en utilisant la signature acoustique $V(z)$, qui est la différence de potentiel à la sortie du capteur acoustique du microscope, en fonction de son déplacement (Z), par rapport à l'échantillon. En effet le signal acoustique qui provient de l'échantillon est le résultat de la superposition de plusieurs types d'ondes qui interfèrent au niveau du capteur. Les déphasages entre l'onde spéculaire réfléchie et les divers modes, qui ont été générés dans l'échantillon, créent des interférences qui se traduisent par des variations d'amplitude et de phase du signal reçu par le capteur lorsqu'on le défocalise. Dans ces conditions, la courbe $V(z)$ qui est le signal de sortie du transducteur piézoélectrique, présente des pseudo-oscillations qui constituent la signature acoustique du matériau.

Le présent travail consiste à optimiser le modèle développé au laboratoire (pouvoir réflecteur $R(\theta)$ et signature acoustique $V(z)$) pour l'étude et le calcul des propriétés élastique de certains matériaux massifs, en l'occurrence: l'aluminium (Al), le carbure de silicium (SiC), le cuivre (Cu), le chrome (Cr), l'acier Xc38, et de matériaux revêtus: SiC/acier, Cu/Al.

L'exploitation de la variation de la phase et de l'amplitude pouvoir réflecteur $R(\theta)$ nous a permis de calculer les différentes vitesses: Vitesse de Rayleigh (V_R), Vitesse transverse (V_T) et la vitesse longitudinale (V_L) qui interagissent dans le

matériau. La connaissance de ces différentes vitesses nous a permis de déterminer les différents paramètres mécanique des matériaux considérés, en l'occurrence le module de Young (E) , le module de cisaillement (G) et le coefficient de Poisson (ν) .

Mots clé: microscopie acoustique, ondes acoustiques, signature acoustique, coefficient de réflexion, matériaux monocouches, Contrôle Non Destructif (CND).

Abstract

The acoustic microscope is an instrument measuring of infinitely small, used in Non Destructive Testing [NDT]. It makes it possible to make a qualitative analysis (imagery) and quantitative of a material, and which consists of the determination of the local mechanical properties of the sample. This microcharacterisation done by using the acoustic signature $V(z)$, which is the potential difference on the outlet side of the acoustic sensor of the microscope, according to its specular displacement (z) , compared to the sample. The signal $V(z)$ results mainly from the interference of two waves, the wave of Rayleigh and the normal specular wave. the present work has as subject die simulation study of the properties of some un coated materials, namely Al, Cr, SiC, Cu, and coated materials (layer/substrate) namely SiC/steel, Cu/Al.

Exploiting the variation of the phase and amplitude of reflectance allowed us to calculate the different speeds: Speed Rayleigh (V_R) speed transverse (V_T) and longitudinal (V_L) velocities interacting in the material. Knowledge of these different velocities allowed us to determined the mechanical parameters of the materials considered, namely the Young (E) modulus, shear modulus (G) and Poisson (ν) ratio.

Key words: acoustic microscopy, acoustic waves, acoustic signing, reflection coefficient, monolayer materials, Non Destructive Testing (NDT).

ملخص

المجهر الصوتي هو عبارة عن مقياس لمتناه في الصغر. ويستخدم في المعاينة غير الموطمة (CND). ويسمح بتحليل نوعي (التصوير) والمواد الكمية للمادة. والذي يعتمد في تحديد الخصائص الميكانيكية المولية للمعينة. هذا التفصيل الجزئي يجوز باستخدام الإشارة الصوتية. والتي هي فرق الكمون عند الخروج من الاقط الصوتي للمجهر. بواسطة انتقاله (z) . بالنسبة للمعينة. الإشارة $(V(z))$ تروجع أساسا إلى تدفيل موجتين، موجة رايلي والموجة العادية. يعتمد هذا العمل الدراسة بمحاكاة للخصائص المرنة لبعض المواد الصلبة. وهما: الألمنيوم، كربونات السيلسيوم، النحاس، الكروم، الفولاذ والمواد المغلفة (كربونات السيلسيوم/فولاذ، نحاس / الألمنيوم).

استغلال اختلاف المرحلة والسعة من الانعكاس يسمح لنا لحساب سرعات مختلفة: السرعات سرعة رايليغ (V_R) العرضية (V_T) والطولية (V_L) التي تتفاعل في هذه المادة. سمح معرفة هذه السرعات المختلفة لنا لتحديد معالم الميكانيكية للمواد التي نظر فيها، وهي نسبة معامل يونغ (E) ، معامل القص وبواسون (ν) .

الكلمات الرئيسية : المجهر الصوتي، الموجات الصوتية، الإشارة الصوتية، معامل الانعكاس، المواد المغلفة، المعاينة غير الموطمة (CND).

Liste des symboles

K	Nombre d'onde
D	Epaisseur de la couche mince
Σ	Contrainte mécanique
E	Déformation
V	Vitesse
U	Déplacement
λ, μ	Coefficients de Lamé
B	Composante tangentielle du vecteur d'onde
H	Composante normale du vecteur d'onde
Θ	Angle d'incidence ou de réflexion ou de réfraction
θ_c	Angle critique
B	Module de compressibilité des liquides
P	Densité
Φ	Champ acoustique scalaire
Ψ	Champ acoustique vectoriel
E	Module de Young
G	Module de cisaillement
K	Module de compressibilité
N	Coefficient de Poisson
$R(\theta)$	Coefficient de réflexion
Γ	Module de $R(\theta)$
Ξ	Phase de $R(\theta)$
$V(z)$	Signature acoustique
$Q(t)$	Transformée de Fourier inverse de $V(z)$
Z	Dévoicalisation
Δz	Période de $V(z)$
Ω	Pulsation
F	Fréquence
F	Distance focale
P	Pression acoustique
P	Fonction de pupille
$T_l(\theta)$	Coefficient de transmission pour l'onde longitudinale
$T_s(\theta)$	Coefficient de transmission pour l'onde transversale
Z	Impédance acoustique
U	Fonction d'onde

Liste des Figures

1.1	schéma du capteur acoustique en transmission	17
1.2	Schéma du capteur et des trajets acoustiques en réflexion	29
2.1	éprouvette soumise à une traction uni axiale	26
2.2	Eprouvette soumise à une déformation de cisaillement	28
3.1	Schéma des chemins parcourus par les raies acoustiques pour $Z=0$	34
3.2	Schéma des chemins parcourus par les raies acoustiques pour $z \neq 0$	34
3.3	Propagation du champ acoustique à travers le système acoustique	37
3.4	Différence de phase entre le rayon réfléchi au plan focal ($Z=0$)	39
3.5	principe de soustraction de la réponse géométrique et traitement par FFT	42
3.6	configuration géométrique des différentes ondes	45
3.7	interface entre un liquide et un solide	47
4.1	Coefficient de réflexion du système eau / Cr	52
4.2	Coefficient de réflexion du système eau / Cu	53
4.3	Coefficient de réflexion du système eau / SiC	54
4.4	Coefficient de réflexion du système eau / Al	55
4.5	Coefficient de réflexion du système eau / acier	56
4.6	Signature acoustique $V(z)$ des systèmes considère	58
4.7	Fonction de réflexion à l'interface eau / plomb	59
4.8	Signature acoustique $V(z)$ des systèmes eau / plomb	60
4.9	Fonction de réflexion des systèmes eau / cuivre et méthanol/ cuivre	61
4.10	La signature acoustique du Cuivre pour différents liquides de couplage	62
4.11	Fonction de réflexion du système SiC/acier pour différentes épaisseurs du SiC	66
4.12	Variation de la vitesse transversale et de la vitesse de Rayleigh	67
4.13	variation des constantes élastiques E,G et ν du système Sic/acier Xc38	70

4.14a	R(θ) du système Cu/Al pour plusieurs épaisseurs de la couche	71
4.14b	R(θ) du système Cu/Al pour plusieurs épaisseurs de la couche (f=600)	72

Liste des tableaux

N°	Titre	Page
2.1	valeurs indicatives de E et de ν de divers matériaux à température ambiante	26
4.1	Vitesses de Rayleigh des matériaux étudiés déterminées à partir de R(θ)	57
4.2	Vitesses de Rayleigh des matériaux étudiés déterminées à partir de V(Z)	59
4.3	les constantes élastiques des matériaux massifs étudiés	63

Sommaire

DÉDICACE.....	1
REMERCIEMENTS.....	2
RÉSUMÉ.....	2
ABSTRACT.....	3
المقدمة.....	3
LISTE DES SYMBOLES.....	5
LISTE DES TABLEAUX.....	10
INTRODUCTION GÉNÉRALE.....	11
CHAPITRE 1.....	12
MICROSCOPE ACOUSTIQUE (SAM: SCANNING ACOUSTIC MICROSCOPY).....	12
.....	12
1.1 INTRODUCTION.....	13
1.2 PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT.....	13
1.3 PRÉSENTATION DU MICROSCOPE ACOUSTIQUE À BALAYAGE.....	14
1.3.1 ELÉMENTS DU MICROSCOPE.....	14
1.3.1.1 Partie acoustique.....	14
1.3.1.2 Partie électronique.....	14
1.3.1.3 Partie mécanique.....	14
1.3.1.1 Partie acoustique.....	14
CHAPITRE 2.....	16
PARAMÈTRES FONDAMENTAUX DE CARACTÉRISATION DES MATÉRIAUX.....	16
2.1 INTRODUCTION.....	16
2.2 DÉFINITION DES DIFFÉRENTS PARAMÈTRES ÉLASTIQUE D'UN SOLIDE ISOTROPE.....	16
2.2.2 COEFFICIENT DE POISSON (N).....	19
2.2.3 MODULE DE CISAILLEMENT (G).....	20
2.2.4 MODULE DE COMPRESSION K.....	22
2.3 RELATION ENTRE LES DIFFÉRENTS MODULE D'ÉLASTICITÉ.....	22
2.4 MESURE DES CONSTANTES ÉLASTIQUES D'UN SOLIDE.....	23
CHAPITRE 3.....	23

SIGNATURE ACOUSTIQUE $V(Z)$	24
ET POUVOIR RÉFLECTEUR $R(\theta)$	24
3.1 SIGNATURE ACOUSTIQUE $V(Z)$	24
3.1.1 INTRODUCTION.....	24
3.1.3 MODÈLE DE LA THÉORIE DES CHAMPS.....	27
3.1.4 DÉFINITION DE LA FONCTION PUPILLE.....	30
3.2 ETUDE DU POUVOIR RÉFLECTEUR.....	32
3.2.1 INTRODUCTION.....	32
L'IMAGERIE ACOUSTIQUE NÉCESSITE LA COMPRÉHENSION DU PHÉNOMÈNE DE PROPAGATION DES ONDES DANS LES SOLIDES ET DANS LES LIQUIDES AINSI QUE LA CONNAISSANCE DES LOIS QUI RÉGISSENT LES TRANSFERTS D'ONDE AUX INTERFACES [30]. L'INFORMATION EST RÉCUPÉRÉE PAR UN DIOPTRÉ SPHÉRIQUE D'OUVERTURE $2\theta_{MAX}$, QUI INTÈGRE L'ÉNERGIE. LA CONNAISSANCE DES COEFFICIENTS DE RÉFLEXION ET DE TRANSMISSION .EN FONCTION DE L'INCIDENCE, S'AVÈRE DONC NÉCESSAIRE POUR DÉTERMINER ET ANALYSER LES DIFFÉRENTS MODES RÉFLÉCHIS OU TRANSMISE À L'INTERFACE LIQUIDE/SOLIDE ET SOLIDE/SOLIDE. IL FAUT CONNAÎTRE, POUR CELA, L'AMPLITUDE, LA DIRECTION DE PROPAGATION ET LA POLARISATION DE L'ONDE INCIDENTE, AINSI QUE LES PROPRIÉTÉS ÉLASTIQUES DES MATÉRIAUX [31].	32
UNE MÉTHODE DE CALCULE, UTILISANT LE BILAN MÉCANIQUE, CONTINUITÉ DES CONTRAINTES ET DES DÉPLACEMENTS À L'INTERFACE, A ÉTÉ DÉVELOPPÉE PAR BREKHOVSKIKH [32] .ELLE PERMET DE DÉTERMINER LES DIFFÉRENTS COEFFICIENTS DANS LE CAS D'UN MATÉRIAU MASSIF OU D'UN SYSTÈME MULTICOUCHE.	32
L'INTERPRÉTATION PHYSIQUE DES RÉSULTATS N'EST PAS SIMPLE ÉTANT DONNÉ LA COMPLEXITÉ DES CALCULES.....	32
UNE AUTRE FORME DE L'EXPRESSION DU POUVOIR RÉFLECTEUR A ÉTÉ DONNÉ PAR SCHOCH [33,34,35,36] DANS LE CAS UNIQUEMENT D'UN MATÉRIAU MASSIF D'UN MATÉRIAU MASSIF. LES RÉSULTATS OBTENUS SONT IDENTIQUES À CEUX DE BREKHOVSKIKH. LA FORME DE L'EXPRESSION PERMET DE METTRE EN ÉVIDENCE DES RELATIONS IMPORTANTES TELLES QUE L'ÉQUATION SÉCULAIRE GÉNÉRALISÉE DES VITESSES.....	32
ON S'EST SERVI DES MODÈLE DE BREKHOVSKIKH , QUE EST PLUS PUISSANT POUR UN SYSTÈME MULTICOUCHE POUR METTRE AU POINT UN LOGICIEL PERMETTANT DE DÉTERMINER CES DIFFÉRENTS COEFFICIENTS.....	32
.....	32
3.2.2 EXPRESSION GÉNÉRALE DE $R(\theta)$	32
UNE ONDE INCIDENTE, SE PROPAGEANT DANS UN LIQUIDE DE COUPLAGE, ENGENDRE UNE ONDE LONGITUDINALE RÉFLÉCHIE DANS CE MÊME MILIEU, UNE ONDE LONGITUDINALE OL ET UNE ONDE TRANSVERSALE OT TRANSMISE DANS LE MILIEU SOLIDE. CES QUATRE ONDES SONT RESPECTIVEMENT NOTÉES:.....	32
3.2.3 EXPRESSION DE $R(\theta)$ EN FONCTION DES IMPÉDANCES.....	33
CHAPITRE 4.....	37
RÉSULTATS ET DISCUSSIONS.....	37

Introduction générale

Les ondes ultrasonores constituent un moyen privilégié d'investigation dans l'étude du comportement mécanique des matériaux, ainsi que l'analyse et la caractérisation des propriétés mécaniques de ces matériaux. Les vitesses de propagation des ondes ultrasonores dépendent essentiellement de certaines grandeurs physiques comme la déformation du milieu de propagation, des constantes élastiques du second et troisième ordre et de la masse volumique du milieu considéré. Elles dépendent aussi de la nature de l'onde longitudinale ou transversale, ainsi que de la direction de la polarisation de l'onde.

L'acoustique, méthode de contrôle non destructive par excellence, est déjà largement utilisée à travers l'échographie traditionnelle. Cependant, parmi les nouveaux instruments fondamentaux d'observation, le microscope acoustique à balayage (SAM) est devenu un appareil d'analyse et de micro-caractérisation particulièrement incontournable pour la caractérisation des matériaux quel que soit leurs natures.

Son principe, reposant sur l'utilisation d'onde ultrasonore à très haute fréquence (50 MHz à 1 GHz) en faisceau convergent, permet d'obtenir des résolutions de l'ordre de quelques micromètres pour des pénétrations avoisinant le millimètre. Ses principales applications sont:

En micro-électronique: Contrôle des composants à chaque étape de leurs fabrications[1, 2],

En métallurgie: Tests de soudure et d'adhérence des couches déposées sur un substrat ainsi que le collage de pièce spécifique [3],

En biologie: Applications in vivo sans coloration [4], et plus récemment, en contrôle des installations nucléaires [5] in situ ainsi que les matériaux irradiés.

L'intérêt de cette technique vient du fait que la plupart des solides ont des absorptions acoustiques de plusieurs ordres de grandeur inférieurs aux absorptions optiques. Ils peuvent donc être considérés comme transparents aux ultrasons, et des structures situées à l'intérieur de corps opaques sont ainsi visualisées [5].

La difficulté d'interpréter de images complexes ont rapidement conduit les chercheurs à modéliser les phénomènes observés en travaillant sur la forme des lentilles (lentille sphérique, lentille conique, ... etc.) ou la nature des liquides de couplages, ces modélisations permirent une meilleure maîtrise des phénomènes physiques qui interagissent. Ainsi, le premier microscope acoustique fut développé en 1974 à l'université de Stanford par Quat et Lemons [6.7] : il s'agissait alors d'un microscope acoustique à balayage (S. A. M.) travaillant en transmission à la fréquence de 160 MHz. Les recherches ultérieures on conduit à des fréquences de travail bien supérieures, et au développement du microscope acoustique à balayage travaillant en réflexion, qui s'avérait alors plus adapté à l'étude de la plus part des matériaux. Actuellement, les fréquences de travail s'étalent de quelques mégahertz à plusieurs gigahertz.

De tout temps, l'étude de la variation de la phase et de l'amplitude du pouvoir réflecteur $R(\lambda)$ a offert, dans de nombreux domaines, la possibilité d'augmenter la précision des expériences. Ainsi, en optique, les méthodes interférométriques comme celles déterminant les sauts de phase, améliorent considérablement les résolutions. Il en va de même pour l'acoustiques où la phase apporte sa contribution pour les mesures utilisant des ondes de surfaces, elle augmente la précision avec

laquelle la vitesse est déterminée et rend envisageable les expérimentations sur des matériaux. Dit rapide tel que le carbure de silicium.

D'autre part, elle autorise l'observation de données quantitatives (vitesses des ondes de surface) aboutissant à la création d'images et par voie de conséquence à la réalisation de cartographies de module de Young (E) et du module de cisaillement (G). La complémentarité de la phase des ondes de volume et de la micro-échographie permet par leur association d'effectuer des mesures en intégrant les qualités de ces deux systèmes. En effet, la variation de la phase apporte des informations ayant des résolutions inférieures à la longueur d'onde, tandis que la micro-échographie, grâce à la mesure du temps de vol permet des évaluations avec des résolutions de l'ordre de quelques longueurs d'ondes.

La connaissance détaillée des équations de propagation des ondes acoustiques, la théorie de l'élasticité, mais aussi le développement d'une nouvelle génération de capteur acoustique à pointe vibrante ou dite commodément capteur à champ proche, nous ont permis d'élargir le domaine d'utilisation du microscope acoustique grâce aux informations apportées par la phase et l'amplitude. Celle-ci donne une nouvelle orientation aux recherches, ouvrant ainsi la voie à de futures générations d'appareils comme le microscope acoustique à champ proche [8].

Nous proposons dans ce mémoire l'étude de trois types de matériau afin de valider le modèle théorique que nous avons développée au laboratoire LEAM:

Matériaux massif:

Acier XC38, Al (matériaux dit traditionnel)

SiC (matériaux dit rapide)

Cu, Pb (matériaux dit lent)

Matériaux monocouche (**Cu/Al**) et (**SiC/acier (XC 38)**).

Le présent mémoire comprendra quatre chapitres.

Nous présentons dans le chapitre 1, la description générale du microscope acoustique ainsi que son principe de fonctionnement en mode de réflexion et de transmission.

Le chapitre 2, a été consacré aux notions de bases, ainsi que quelques rappels sur la théorie de l'élasticité, le calcul des paramètres mécaniques et bien sur le phénomène prédominant dans cette étude appelé propagation des ondes ultrasonores dans un matériau.

Puis nous présentons dans le chapitre 3 le pouvoir réflecteur $R(\theta)$ et la signature acoustique $V(z)$ pour les systèmes massif, monocouche et multicouche ainsi que les méthodes utilisées pour interpréter les différents résultats.

Enfin le chapitre quatre est consacré aux résultats de modélisation du coefficient de réflexion $R(\theta)$ et de la signature acoustique $V(z)$, qui nous permettent de trouver les différentes vitesses (vitesse longitudinal, vitesse transversal et la vitesse de Rayleigh) qui interagissent dans le matériau afin de calculer les modules d'élastiques de ces matériaux (module de Young, module de Cisaillement et le coefficient de Poisson) en fonction de l'épaisseur de la couche et de la fréquence de travail.

CHAPITRE 1

Microscope acoustique (SAM: Scanning Acoustic Microscopy)

1.1 INTRODUCTION

Bien que le concept du microscope acoustique à haute fréquence fût élaboré en 1940 par SOKOLOV, il fallut attendre les progrès techniques des années 1970 pour exploiter les ondes acoustiques dans le domaine de la microscopie acoustique à balayage à haute fréquence.

Les professeurs QUATE et LEMONS ont développé le premier instrument en 1974 à l'université de STANFORD en CALIFORNIE [6, 7] et fonctionnant en transmission (figure 1-1).

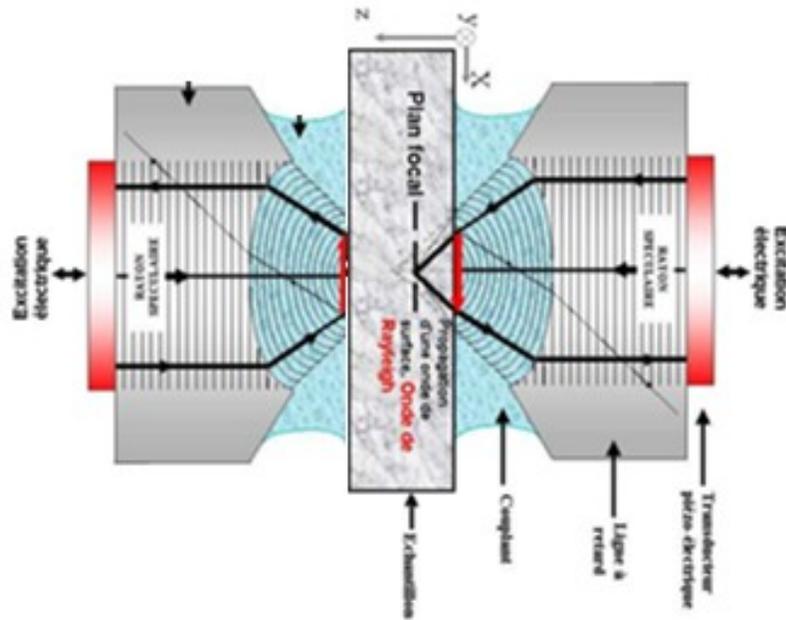


Figure 1-1 : schéma des capteurs acoustique en transmission

1.2 Principe de fonctionnement

Le mode d'émission / réception du microscope acoustique à balayage utilise uniquement l'effet piézo-électrique. Lorsque le microscope fonctionne en transmission, deux transducteurs piézoélectriques sont placés de part et d'autre de l'échantillon. L'un émet des ultrasons sur le matériau pendant que l'autre capte les ondes transmises (figure 1-1). Depuis, les développements de la recherche et de l'industrie ont porté sur les microscopes acoustiques fonctionnant en réflexion (figure 1-2). Leur avantage principal est de n'utiliser qu'un seul capteur acoustique

pour l'émission du signal et la détection de la réponse acoustique du matériau analysé [9]. Ainsi, les problèmes d'alignement entre la lentille émettrice et la lentille réceptrices du microscope en transmission sont résolus. 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 [th boud].

Le principe de fonctionnement du microscope acoustique en réflexion est analogue à celui du radar. Le système, décrit sur la (figure 1-2), 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.

La plupart des solides ont des absorptions acoustiques (de l'ordre du millimètre) très inférieures aux absorptions optiques, ils peuvent donc être considérés comme transparents aux ultrasons.

Une partie du faisceau acoustique est réfléchiée vers la lentille; une deuxième partie, mesurant la variation des propriétés mécaniques du matériau et qui affecte l'amplitude et la phase des ondes ultrasonores du faisceau incident, est détectée par le transducteur qui travaille alors en récepteur.

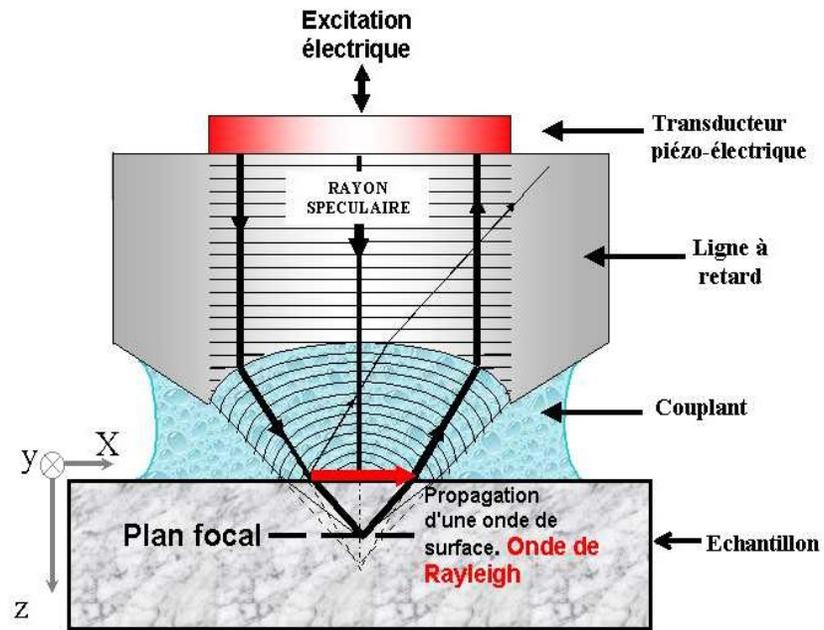


Figure 1-2: Schéma du capteur et des trajets acoustiques en réflexion

1.3 Présentation du microscope acoustique à balayage

1.3.1 Eléments du microscope

Le microscope se décompose en trois parties distinctes:

1.3.1.1 Partie acoustique

Partie émission et de réception de l'onde acoustique. Elle est constituée du transducteur piézo-électrique, de la ligne à retard, de la lentille acoustique, du liquide de couplage et de l'échantillon.

1.3.1.2 Partie électronique

L'électronique de traitement du signal permet d'exciter le transducteur piézo-électrique par la génération d'impulsions, puis de séparer le signal électrique porteur de l'information des autres signaux et de le convertir en un signal quantifié envoyé à l'unité de traitement numérique.

1.3.1.3 Partie mécanique

Elle est constituée de deux systèmes de moteur, l'un pour le balayage dans le plan parallèle $(x; y)$ à la surface de l'échantillon (pour l'imagerie) et l'autre pour le mouvement vertical suivant l'axe (z) (acquisition de la signature acoustique $V(z)$).

1.3.1.1 Partie acoustique

L'onde acoustique est générée par un transducteur piézo-électrique (ZnO, LiNbO₃, PZT) qui convertit un signal électrique haute fréquence en un signal acoustique se propageant à la même fréquence [10]. Ces matériaux piézo-électriques sont fixés sur l'une des faces plane et polie de la ligne à retard, (en verre ou en saphir : Al₂O₃), préalablement métallisée. Sur la deuxième face est taillée avec soin une lentille sphérique qui permet de focaliser l'onde sur l'échantillon examiné, cette ligne permet la séparation temporelle des échos provenant des

interfaces barreau/liquide/ objet. Généralement un liquide de couplage est nécessaire pour assurer la transmission de l'onde acoustique ; en effet, l'atténuation dans le liquide de couplage n'intervient que pour des hautes fréquences, elle est de 0.5 dB/cm à 1GHZ , (figure 1-1)

a) Le transducteur

Le transducteur d'ultrason comprend une pastille piézo-électrique émettrice réceptrice permettent le transfert d'énergie électrique en énergie mécanique et inversement. le champ électrique appliqué entre les deux électrodes permet la vibration matériau piézo-électrique, dont l'épaisseur et fonction de la longueur d'onde.

Le piézo-électrique est généralement nimbât de lithium (LiINbO_3) pour des fréquences allant jusqu'à 1GHZ ou de l'oxyde de zinc(ZnO) pour des fréquences supérieures. Dans le cas de LiINbO_3 , on a un coefficient de couplage électromagnétique de 45 % et dans le cas de ZnO de 52%.

b) Ligne à retard

Deux paramètres interviennent dans le choix du milieu de propagation:

-La vitesse de propagation des ultrasons.

-L'atténuation des ultrasons (proportionnelle de la fréquence).A haut fréquence le saphir (Al_2O_3) est souvent choisi car la vitesse des ultrasons est importante (11100 m/s) et l'atténuation faible (0.5 dB/cm à 1GHZ). Sa dureté permet un bon état de surface. La longueur du barreau doit permettre la séparation temporelle des échos provenant des interfaces barreau / liquide et liquide/ objet.

c) La lentille acoustique

Ces paramètre dépendent de la résolution du système (tache focale).

d) Le liquide de couplage

A haute fréquence, les ondes acoustiques sont fortement amorties dans l'air de ce fait, un liquide de couplage est nécessaire pour transmettre le signal émis de la lentille vers l'échantillon. Ce n'est que dans les liquides ou les solides que les ondes acoustique se propagent avec une atténuation acceptable [11, 12]. Le liquide

de couplage joue donc un rôle important, il influe notamment sur la résolution, la profondeur de pénétration et la nature des objets à observer [13, 14]. Tout naturellement, les premières investigations ont commencé avec l'eau comme couplant, qui présente de nombreux avantages : souplesse et facilité d'utilisation, compatibilité avec la plupart des matériaux étudiés, non toxique.

CHAPITRE 2

Paramètres fondamentaux de caractérisation des matériaux

2.1 Introduction

Tout progrès technologique important est, dans bien des cas, conditionné par l'amélioration des propriétés mécaniques des matériaux existants ou par l'élaboration de nouveaux matériaux. Ces propriétés dépendent de la structure atomique ou moléculaire du solide, mais également des traitements physiques ou chimiques qu'il a subi durant sa fabrication et sa mise en forme. D'autre part, une évolution locale de sa microstructure peut entraîner une modification importante de son comportement macroscopique/microscopique. La micro caractérisation des paramètres élastiques est actuellement indispensable dans la mise au point des techniques de fabrication ou dans le test "qualité des matériaux".

Deux méthodes sont utilisées pour déterminer les propriétés mécaniques des matériaux:

Méthodes statiques par essais mécaniques (essais de traction, de torsion, de compression, de dureté, de résilience ...)

Méthodes dynamiques [15, 16] propagation d'onde (émission acoustique, microscopie acoustique...)

Contrairement aux méthodes statiques, les méthodes dynamiques permettent de caractériser les matériaux sans destruction des échantillons.

2.2 Définition des différents paramètres élastique d'un solide

isotrope

La microcaractérisation d'un matériau en utilisant la signature acoustique $V(\mathbf{z})$ permet l'étude des propriétés acoustiques conduisant à la détermination de ses paramètres élastiques (E, G, ν) [17]. D'où la nécessité de faire un rappel sur les notions élémentaires de la théorie de l'élasticité utilisée en acoustique.

La théorie de l'élasticité met en relation les systèmes de déformations subies par un échantillon et le système de force qui lui est appliqué. En travaillant avec de petites déformations non irréversibles, l'étude du comportement élastique du matériau est ramenée à la détermination de quelques constantes élastiques en fonction d'un certain nombre de déformations [18, 19].

2.2.1 Module de YOUNG (E)

Si l'on soumet une éprouvette prismatique de section S_0 à une traction uni axiale, par l'application d'une force F elle subit un allongement Δx proportionnel à sa longueur initiale x_0 (figure2- 1).

Le rapport entre l'allongement et la longueur initiale définit la déformation relative qui s'écrit:

$$\varepsilon_x = \frac{\Delta x}{x} \quad \varepsilon_x = \frac{\Delta x}{x_0}$$

(1)

Dans le cas où on se limite aux petites déformations, la contrainte σ_x (dite force de rétraction par unité de section) est définie comme suit:

$$\sigma_x = \frac{F}{S_0} \quad \sigma_x = \frac{F}{S_0}$$

(2)

La relation qui relie la contrainte σ_x et la déformation relative

$$\sigma_x = E \varepsilon_x \tag{3}$$

où E est le module de Young et S_0 représente la section initiale de l'éprouvette.

F_x

F_x

F

F

y_0

x_0

z_0

x

Section S_0

Figure 2-1:éprouvette soumise à une traction uni axiale

Dans le tableau 1 sont rassemblées des valeurs indicatives du module de Young E et du coefficient de Poisson ν pour différents matériaux [19]

Matériaux	Module de Young E (GPa)	Module de Poisson ν
Carbure de silicium(SiC)	426	0.14

Acier	210	0.27-0.30
Cuivre	125	0.33
Aluminium	70	0.32
Silicium	107	0.4-0.45
Pb	14	0.4-0.45
Ti	120	0.34
W	345	0.28

Tableau2- 1:valeurs indicatives de **E** et de **v** de divers matériaux à température ambiante

2.2.2 Coefficient de POISSON (ν)

L'allongement dans le sens de la traction entraîne une augmentation de volume. celle-ci n'est que partiellement compensée par une contraction latérale:

$$\varepsilon_y = \frac{\Delta y}{y_0} \quad (4)$$

et

$$\varepsilon_z = \frac{\Delta z}{z_0} \quad (5)$$

pour un matériau isotrope, les déformations relatives ε_y et ε_z sont égales. cet effet de contraction latérale est généralement mesurée par rapport à la déformation dans le sens de la traction. Le coefficient de poisson ν est défini par:

$$\nu = -\frac{\varepsilon_y}{\varepsilon_x} = -\frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_x} \quad (6)$$

La variation de volume relative sera donc de la forme:

$$\Delta = \frac{\Delta V}{V_0} = \frac{V - V_0}{V_0} \quad (7)$$

Où $V_0 = x_0 y_0 z_0$ $V_0 = x_0 y_0 z_0$

et

$$V = x_0 \left(1 + \frac{\Delta x}{x_0} \right) y_0 \left(1 + \frac{\Delta y}{y_0} \right) z_0 \left(1 + \frac{\Delta z}{z_0} \right) \quad (8)$$

En se limitant aux petites déformations, on peut négliger alors les termes contenant les infiniment petits d'ordre ≥ 2 . Ceci permet d'écrire, en tenant compte des équations (Δ, V_0, V) que:

$$\Delta = \left(\frac{\Delta x}{x_0} \right) + \left(\frac{\Delta y}{y_0} \right) + \left(\frac{\Delta z}{z_0} \right) = \varepsilon_x + \varepsilon_y + \varepsilon_z \quad (9)$$

En introduisant dans l'équation (2-9) la valeur du coefficient de poisson (équation(2- 6)) on obtient finalement:

$$\Delta = \varepsilon_x (1 - 2\nu) \quad (10)$$

2.2.3 Module de CISAILEMENT (G)

Un exemple de déformation en cisaillement et représenté sur la (figure 2-2). Une barre prismatique est fixée par une face S_0 à un support rigide, tandis qu'une force transversale parallèle au plan est appliquée sur la face opposée.

S_0
Z
X
Y
F
F
Y
 x_0

y_0

z_0

Figure 2-2: Eprouvette soumise à une déformation de cisaillement

La contrainte correspondante σ_y induit une déformation qui est mesurée par l'angle de cisaillement.

$$\gamma = \frac{\Delta y}{z_0} \quad \gamma = \frac{\Delta y}{z_0}$$

(11) Dédult de l'approximation des petits angles .le module de cisaillement **G** est défini par:

$$\sigma_y = G \gamma$$

(12)

2.2.4 Module de COMPRESSION K

Le dernier type de déformation simple que nous allons envisager est une compression.

Sous l'effet d'une pression P , nous observons une variation de volume $\Delta = \Delta V / V_0$. Il existe alors une relation simple entre la pression P et la variation relative de volume donnée par:

$$P = -K\Delta \tag{13}$$

où: K est le module de compressibilité volumique.

2.3 Relation entre les différents module d'élasticité

Les quatre modules E , G , K et ν permettent de caractériser le comportement élastique des matériaux. Ils sont reliés entre eux par les relations suivantes:

$$E = \frac{9GK}{G + 3K} = 3K(1 - 2\nu) = 2G(1 + \nu) \quad (14)$$

En d'autres termes, parmi les quatre constants élastiques, il n'en existe que deux qui soient indépendantes.

Ces relations ne sont valables que pour les matériaux isotropes.

Dans le cas plus général du solide anisotropes, il existe 21 constants élastiques indépendants.

2.4 Mesure des constantes élastiques d'un solide

Différentes méthodes existent pour la détermination de ces paramètres.

Les plus anciens protocoles de mesure consistent à fabriquer des éprouvettes standards du matériau à examiner. Les éprouvettes sont alors soumises à différentes contraintes.

L'observation de phénomènes irréversibles, telle la rupture, conduit à la détermination des modules d'élasticité.

Ces méthodes présentent plusieurs inconvénients. Elles nécessitent un nombre important d'éprouvettes et sont destructives. Elles sont donc coûteuses.

D'autre part, elles ne permettent pas l'observation de phénomènes microscopiques.

D'autres méthodes utilisant l'échographie permettent des mesures non destructives mais toujours à une échelle macroscopique.

La micro-caractérisation des matériaux par microscopie acoustique (signature acoustique $V(z)$) permet de pallier à toutes les faiblesses des autres méthodes. Elle est non destructive et permet d'effectuer des mesures à une échelle microscopique.

Par exemple pour un milieu homogène et isotrope, nous avons les relations (2-15, 2-16, et 2-17) (ROYER et AL, 1996) combinées avec la relation de Victorov

(2-18) permettent d'exprimer les modules E et G en fonction de V_R et du coefficient de poisson ν .

$$E = \rho V_T^2 \frac{3V_L^2 - 4V_T^2}{V_L^2 - V_T^2} \quad (15)$$

$$G = \rho V_T^2 \quad (16)$$

$$\nu = \frac{2V_T^2 - V_L^2}{2(V_T^2 - V_L^2)} \quad (17)$$

La vitesse de Rayleigh peut être calculée selon l'équation (18) de Victorov [20]

$$V_R = V_T \left[\frac{0,718 - \left(\frac{V_T}{V_L}\right)^2}{0,75 - \left(\frac{V_T}{V_L}\right)^2} \right] \quad V_R = V_T \frac{0,718 - 2\left(\frac{V_T}{V_L}\right)^2}{0,750 - 2\left(\frac{V_T}{V_L}\right)^2}$$

(18)

CHAPITRE 3

Signature acoustique $V(Z)$ et pouvoir réflecteur $R(\theta)$

3.1 Signature acoustique $V(Z)$

3.1.1 Introduction

Une meilleure connaissance du matériau passe par la détermination de ses constantes élastiques. Nous allons aborder une méthode originale permettant la micro caractérisation, et pour cela déterminer sa signature acoustique ou $V(z)$.

Le microscope acoustique est utilisé en mode réflexion. Le $V(z)$ est obtenu en intégrant l'énergie réfléchiée par l'échantillon et récupérée par le capteur en fonction de la défocalisation.

Cette méthode est aussi utilisée pour interpréter les contrastes observés en imagerie acoustique par l'analyse des différents modes d'interface.

Il a donc fallu développer un modèle théorique du $V(z)$ permettant de comprendre et d'interpréter les divers phénomènes.

Deux approches théoriques ont été développées pour la compréhension du mécanisme du $V(z)$. La première méthode, basée sur le principe géométrique des rayons optiques a été proposée par BERTONI. [21, 22].

La deuxième fondée sur les principes d'optique physique de Fourier a été développée par ATALAR [23, 24, 25].

3.1.2. Modèle de la théorie des raies:

Ce modèle permet de retrouver l'expression de la période Δz [21, 22].

L'oscillation dans le résultat de $V(z)$ l'interférence entre deux ondes: une onde de volume émise et réfléchiée suivant la normale de la lentille et une onde de

surface (Rayleigh) générée à un angle critique θ_R et réémise dans le liquide. Ces deux contributions sont ajoutées vectoriellement au niveau du transducteur.

Lorsque $z=0$, à la focale deux rayons A d'incidence normale, B d'incidence $\theta_R = \arcsin(v_0/v_R)$, (v_0 vitesse des ondes dans le liquide, v_R vitesse des ondes en surface de l'échantillon) arrivent en phase sur le transducteur puisqu'ils ont parcouru le même trajet (Figure 3-1).

F
z = 0
A
B
 θ_R
B₁

Figure 3-1: Schéma des chemins parcourus par les raies acoustiques pour $Z=0$

$pZ=0$

F
S₁SS₂
Z
AQ
B
θ_R
B₁

Figure 3-2: Schéma des chemins parcourus par les raies acoustiques pour $Z \neq 0$

Lorsque l'objet n'est plus à la focale, mais rapproché de la lentille (défocalisé), le rayon A va parcourir le trajet géométrique ASA dans l'eau soit une différence de trajet de $2z$ dans le liquide. Le rayon B va parcourir le trajet $BS_1S_2B_1$ puisque l'onde d'incidence θ_R crée une onde de surface qui se réémet θ_R et que seul le rayon semblant provenir de la focale atteint le transducteur (figure3-2).

Avec:

$$S_1S_2 = 2Ztg\theta_R \quad \text{et} \quad S_1F = S_2F = \frac{z}{\cos\theta_R} \quad S_1S_2 = 2Ztg\theta_R$$

Le déphasage entre les rayons sera:

$$\Delta\varphi = \omega \left[\frac{2\pi}{v_0} - \left(\frac{2z}{\cos\theta_R v_0} - \frac{2ztg\theta_R}{V_R} \right) \right] + \pi \quad \frac{2Z}{\cos\theta_R V_0} - \frac{2Ztg\theta_R}{V_R}$$

$$\frac{2\pi}{V_0} - \dot{\iota} + \pi$$

$$\Delta\varphi = \omega \dot{\iota}$$

(21)

$$\Delta\varphi = 2\omega z [1 - \cos\theta_R] + \pi \quad \Delta\varphi = 2\omega Z (1 - \cos\theta_R) + \pi$$

(22)

Avec :

$$\sin\theta_R = \frac{v_0}{V_R} \quad \sin\theta_R = \frac{V_0}{V_R}$$

On retrouve la valeur de Δz en cherchant un déphasage de 2π .

$$2\pi = \frac{\omega\Delta z}{v_0} (1 - \cos\theta_R) \quad 2\pi = \frac{\omega\Delta z}{V_0} (1 - \cos\theta_R)$$

(23)

Or :

$$k_0 = \frac{\omega}{V_0} \quad k_0 = \frac{\omega}{V_0}$$

$$\Delta z = \frac{2\pi}{2k_0(1 - \cos\theta_R)} = \frac{v_0}{2f_0(1 - \cos\theta_R)} \quad \Delta Z = \frac{2\pi}{2k_0(1 - \cos\theta_R)} = \frac{V_0}{2f(1 - \cos\theta_R)}$$

(24)

La valeur de la grandeur Δz nous permet de calculer la valeur de la vitesse de Rayleigh V_R ou plus généralement les vitesses des différents modes de surface V_T .

En effet, en appliquant la loi de Snell-Descartes et en utilisant la relation (3-24), on aboutit à l'équation donnant la vitesse de surface dite vitesse de Rayleigh:

$$V_R = \frac{V_{Liq}}{\left[1 - \left(1 - \frac{V_{Liq}}{2F\Delta z}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}} \quad V_R = \frac{V_0}{\sqrt{1 - \left(1 - \frac{V_0}{2f\Delta Z}\right)^2}}$$

(25)

3.1.3 Modèle de la théorie des champs

Dans ce cas, on établit théoriquement le champ acoustique réfléchi par l'échantillon et reçu par le transducteur. Ce modèle se base essentiellement sur l'application des concepts de l'optique de Fourier. La modélisation de $V(z)$ a été proposé tout d'abord par Atalar [23, 24, 25] puis simplifié par Sheppard et Wilson [26].

Nous exposons succinctement dans ce qui suit les notions de base du modèle de la théorie des champs.

Désignons les plans transducteur, lentille et réflecteur du système acoustique par les notations respectives 0,1 et 2 (figure 3-3). Le plan 2 est initialement positionné au plan focal de la lentille.

Notons par U_0^+ le champ acoustique initial émis par le transducteur (plan 0). Le signe "+" indique que la propagation se fait dans le sens positif de l'axe Oz.

Au plan 1, le champ devient U_1^+ dépendant ainsi des caractéristiques géométriques du transducteur, des propriétés physiques de la ligne à retard et de sa longueur.

$$U_2^+(\theta) = U_1^+(\theta) P_1(\theta) (\cos(\theta))^{1/2} + i(\theta) P_1(\theta) i + i(\theta) = U_1^i U_2^i$$

(26)

où θ est l'angle d'incidence, \mathbf{P}_1 est un facteur dépendant de θ et des caractéristiques de la lentille. Ce dernier est donc un facteur d'instrumentation qui caractérise le passage du champ acoustique de la ligne à retard vers le liquide de couplage.

Après le passage à travers la lentille, le champ au plan 2 devient \mathbf{U}_2^+ , soit:

$$U_2^+(\theta) = U_1^+(\theta) P_1(\theta) (\cos(\theta))^{1/2} + i(\theta) P_1(\theta) i + i(\theta) = U_1^i U_2^i \quad (26)$$

où θ est l'angle d'incidence, \mathbf{P}_1 est un facteur dépendant de θ et des caractéristiques de la lentille. Ce dernier est donc un facteur d'instrumentation qui caractérise le passage du champ acoustique de la ligne à retard vers le liquide de couplage.

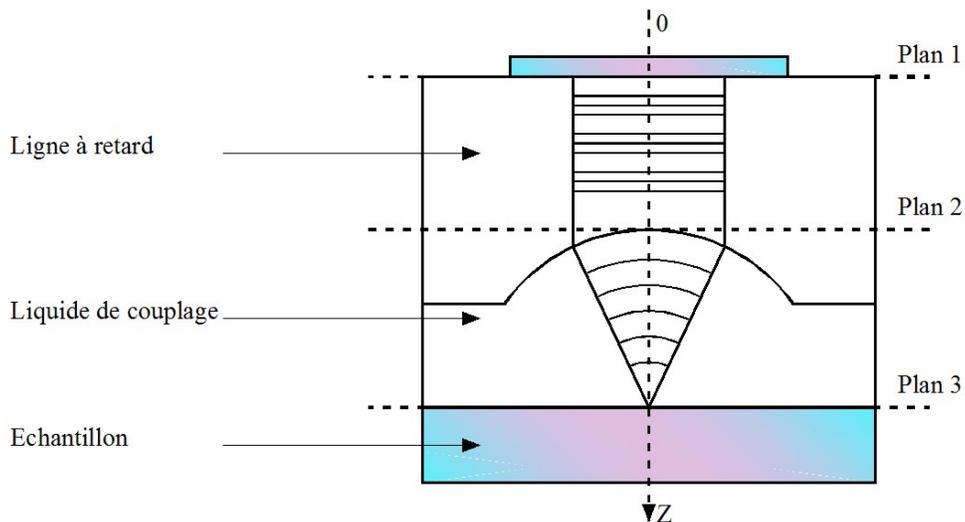


Figure 3-3 : Propagation du champ acoustique à travers le système acoustique

Le terme $(\cos \theta)^{\frac{1}{2}}$ est introduit du fait que l'onde se transforme d'une onde plane dans la ligne à retard en une onde sphérique dans le liquide de couplage [Yu 95].

Après réflexion par l'échantillon (plan 2), le champ acoustique devient:

$$U_2^-(\theta) = U_2^+(\theta) R(\theta) \quad \begin{array}{l} +i(\theta) R(\theta) \\ -i(\theta) = U_2^i \\ U_2^i \end{array}$$

(27)

ou encore

$$U_2^-(\theta) = U_1^-(\theta) P_1(\theta) (\cos(\theta))^{\frac{1}{2}} R(\theta) \quad \begin{array}{l} \cos \theta i \\ i \\ i \\ -i(\theta) P_1(\theta) i \\ -i(\theta) = U_1^i \\ U_2^i \end{array}$$

(28)

où $R(\theta)$ est le coefficient de réflexion du matériau. Le signe "-" indique que la propagation se fait dans le sens négatif de l'axe **Oz**.

Au chemin du retour, le champ acoustique traverse la lentille et arrive au plan 1 et devient [Yu95]:

$$U_1^-(\theta) = U_2^-(\theta) P_2(\theta) (\cos(\theta))^{\frac{1}{2}} \quad \begin{array}{l} \cos \theta i \\ i \\ i \\ -i(\theta) P_2(\theta) i \\ -i(\theta) = U_2^i \\ U_1^i \end{array}$$

(29)

ou encore

$$U_1^-(\theta) = U_1^+(\theta) P_1(\theta) R(\theta) P_2(\theta) (\cos(\theta))^{\frac{1}{2}} \quad \begin{array}{l} +i(\theta) P_1(\theta) R(\theta) P_2(\theta) \\ -i(\theta) = U_1^i \\ U_1^i \end{array}$$

(30)

où $\mathbf{P}_2(\boldsymbol{\theta})$ est un facteur qui dépend de $\boldsymbol{\theta}$ et des caractéristiques de la lentille.

Il caractérise le passage du champ acoustique du liquide de couplage vers la ligne à retard.

Le champ qui arrive finalement au transducteur (plan 0) est alors:

$$U_0^-(\boldsymbol{\theta}) = U_1^-(\boldsymbol{\theta}) U_1^+(\boldsymbol{\theta}) \begin{matrix} +\dot{\zeta}(\boldsymbol{\theta}) \\ -\dot{\zeta}(\boldsymbol{\theta}) U_1^{\dot{\zeta}} \\ -\dot{\zeta}(\boldsymbol{\theta}) = U_1^{\dot{\zeta}} \\ U_0^{\dot{\zeta}} \end{matrix}$$

(31)

ou encore

$$U_1^-(\boldsymbol{\theta}) = [U_1^+(\boldsymbol{\theta})]^2 P_1(\boldsymbol{\theta}) P_2(\boldsymbol{\theta}) R(\boldsymbol{\theta}) \begin{matrix} +\dot{\zeta}(\boldsymbol{\theta}) \\ U_1^{\dot{\zeta}} \\ \dot{\zeta} \\ \dot{\zeta} \\ -\dot{\zeta}(\boldsymbol{\theta}) = \dot{\zeta} \\ U_1^{\dot{\zeta}} \end{matrix}$$

(32)

Le produit $\mathbf{P}_1(\boldsymbol{\theta})\mathbf{P}_2(\boldsymbol{\theta})$ peut être noté $\mathbf{P}^2(\boldsymbol{\theta})$, qu'on nomme fonction pupille.

Le plan focal étant la surface du réflecteur ($\mathbf{z}=\mathbf{0}$),

le signal acoustique $\mathbf{V}(\mathbf{z})$ est la résultante de tous les champs acoustiques reçus par toute la surface \mathbf{S} du transducteur, soit:

$$V(\boldsymbol{\theta}) = \int U_0^-(\boldsymbol{\theta}) U_0^+(\boldsymbol{\theta}) ds \begin{matrix} -\dot{\zeta}(\boldsymbol{\theta}) U_0^{+\dot{\zeta}(\boldsymbol{\theta}) ds} \\ U_0^{\dot{\zeta}} \\ V(\boldsymbol{\theta}) = \int \dot{\zeta} \end{matrix}$$

(33)

Si l'on considère que la surface du transducteur est circulaire, il sera alors plus judicieux d'utiliser les coordonnées polaires. Ainsi, l'élément de surface $ds = r dr d\theta$.

et $r = f \sin \theta$. f est la distance focale de la lentille [27].

Dans ce cas, l'expression $\mathbf{V}(\boldsymbol{\theta})$ s'écrit:

$$V(\theta) = 2\pi f \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} P^2(\theta) R(\theta) \sin\theta \cos\theta d\theta \quad (34)$$

Si l'échantillon est déplacé vers la lentille d'une distance z , ce qui traduit par une dé focalisation négative, alors le champ acoustique réfléchi par la surface de l'échantillon ($z=0$) serait en avance de $2k_0 z \cos(\theta) \cos(\theta)$ par rapport à celui réfléchi par le plan focal (à la dé focalisation z) (figure 3-3).

Dans ce cas, l'expression de $V(z)$ s'écrit [25]:

$$V(z) = 2\pi f \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} P^2(\theta) R(\theta) \exp(2jk_0 z \cos\theta) \sin\theta \cos\theta d\theta \quad (35)$$

où le facteur $2\pi f$ dans l'expression du $V(z)$ est contenu dans la fonction $P^2(\theta)$.

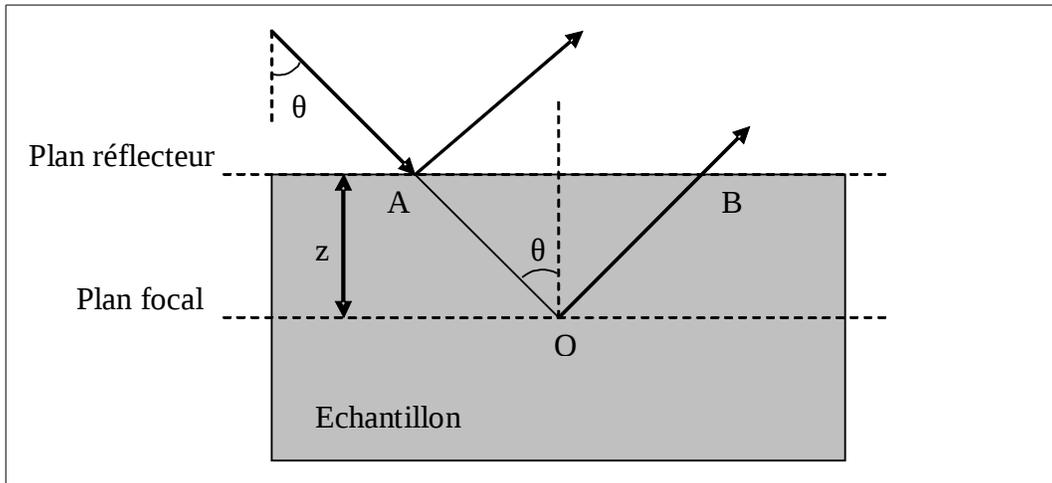


Figure 3-4 : Différence de phase entre le rayon réfléchi au plan focal ($z=0$) et le rayon réfléchi à la dé focalisation z

La différence de marche est: $AOB = 2z \cos\theta$

L'avance en phase est:

$$d\varphi = w\Delta t = \frac{2wz \cos\theta}{v_0} = 2kz v \cos\theta \quad d\varphi = w\Delta t = \frac{2wz \cos\theta}{v_0} = 2k_0 z v \cos\theta$$

(36)

Sachant que la fonction $\mathbf{P}(\boldsymbol{\theta})$ s'annule pour des angles d'incidences supérieures au demi angle d'ouverture $\boldsymbol{\theta}_{\max}$ de la lentille, et que la lentille présente une symétrie par rapport à son axe, normale à l'échantillon, l'expression de $\mathbf{V}(\mathbf{z})$ se réduit à [25, 24, 26]:

$$V(z) = 2\pi f \int_0^{\theta_{\max}} P^2(\theta) R(\theta) \exp(2jk_0 z \cos \theta) \sin \theta \cos \theta d\theta \quad (37)$$

W J. Xu [27] a proposé une expression plus générale de la signature acoustique $V(z)$ dans le cas d'un capteur focalisé par une lentille, et qui s'applique pour deux types de focalisation sphérique et cylindrique [26]:

$$V(z) = \int_{-\infty}^{\infty} G(k_r) C(k_r) R(k_r) \exp(-2jzk_z) dk_r \quad (38)$$

$$\text{Avec: } \begin{cases} -i(k_r) \\ +i(k_r)U_0^i \\ C(k_r) = U_E^i \end{cases} \quad (39)$$

où: $U_0^+(k_r)$: est le spectre angulaire du champ émis par le transducteur au niveau du foyer et s'exprime par l'intégrale de Rayleigh- Sommerfeld.

$U_0^-(k_r)$: est la fonction de réception du transducteur et elle est calculée d'une manière analogue.

D'autre part, $G(k_r)$ prend une valeur distincte en fonction du type de lentille choisie.

3.1.4 Définition de la fonction pupille

La fonction pupille est propre à chaque lentille. Elle prend en compte tous ses paramètres (angle d'ouverture, focale, ...). Une approche simpliste consiste à prendre:

$$P(\theta) = \begin{cases} 1 \text{ pour } \theta < \theta_{\max} \\ 0 \text{ pour } \theta > \theta_{\max} \end{cases} \quad (40)$$

fait, il faut considérer que l'énergie récupérée par le centre de la lentille est plus importante que celle récupérée sur les bords. Une apodisation suivant l'ouverture de la lentille permet une bonne modélisation [28].

Dans notre cas, on a pris une gaussienne, dont les paramètres ont permis de retrouver le $V(z)$ expérimental. Pour une lentille ouverte à 50° et fonctionnant à 600MHz, nous avons utilisé la fonction $\exp(-3.5)(50)^\theta$, θ représentant l'incidence.

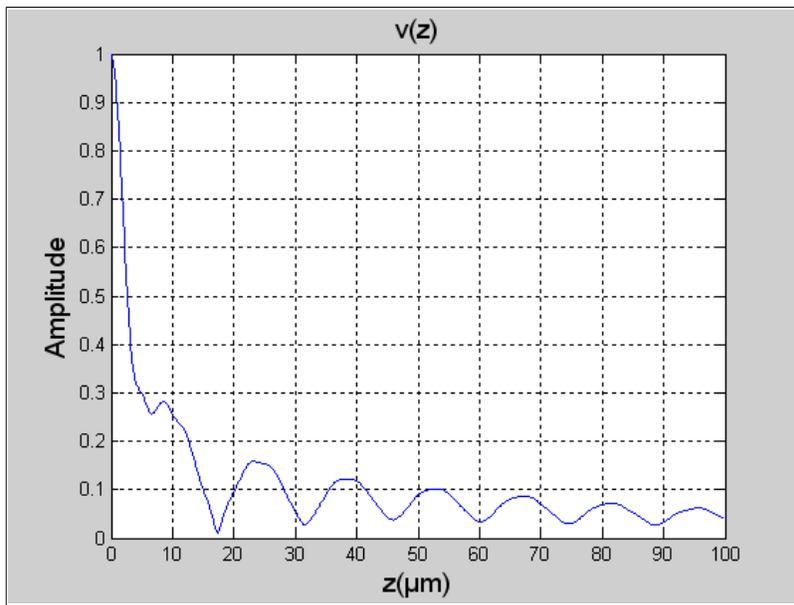
Pour une lentille d'ouverture θ_{\max} , l'appodisation s'écrit [28]:

$$\exp(-3.5)\left(\frac{\theta}{\theta_{\max}}\right)^2 \quad (41)$$

3.1.5 Traitement de la signature acoustique $V(z)$

La théorie et l'expérience montrent que la signature acoustique, sur des matériaux homogènes isotropes tels que le verre, est formée de signaux périodiques (figures 3-6). Pour déterminer leur période, il est nécessaire de faire appel à des techniques de traitement du signal tel que la transformé de Fourier rapide (FFT). La position d'une raie (fréquence spectrale) permet de déterminer, avec précision, le Δz correspondant. De cette analyse spectrale (FFT), on peut en déduire les vitesses des différents modes en utilisant l'expression (3-35). Plusieurs méthodes de traitement par FFT peuvent être utilisées.

(a)



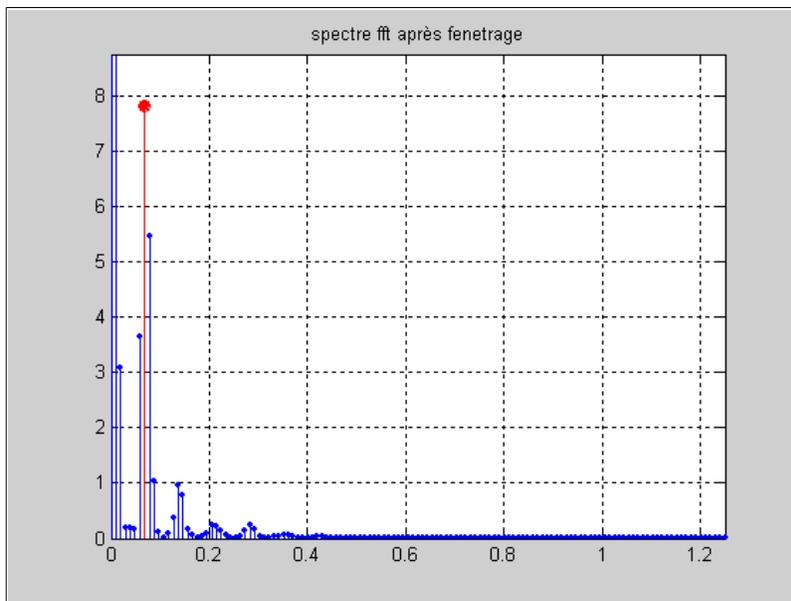
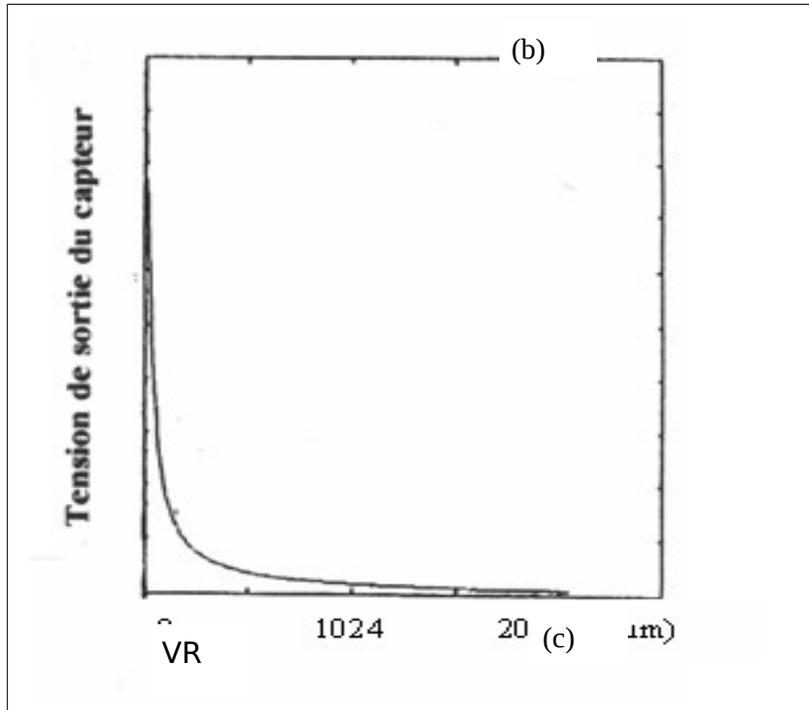


Figure 3-5: principe de soustraction de la réponse géométrique et traitement par FFT
 (a) signature propre du matériau, (b) fonction de transfert et (c) FFT correspondante

1) la signature acoustique $V(z)$ peut être considéré comme la somme de deux fonctions (Kushibiki et al 92, et FABR 92).

$$V(z) = V_{len}(z) + V_R(z) \quad V(z) = V_{len}(z) + V_R(z) \quad (42)$$

où $V_R(z)$ représente la propagation de l'onde de Rayleigh et la réponse géométrique du capteur.

le principe de calcul consiste à extraire d'abord le module de celui $V_{len}(z)$ de la réponse globale $V(z)$. La signature acoustique de la lentille $V_{len}(z)$ est obtenue sur un réflecteur parfait où le coefficient de réflexion $R(\theta)$ est égal à l'unité.

kushibiki et al[29] expriment la différence de module $|V(z)| - |V_{Lent}(z)|$ à partir de l'équation suivante:

$$|V(z)| = \left[|V_{Lent}(z)|^2 + |V_R(z)|^2 + 2|V_{Lent}(z)||V_R(z)|\cos\phi \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$|V(z)| = \left[|V_{len}(z)|^2 + |V_R(z)|^2 + 2|V_{len}(z)||V_R(z)|\cos\phi \right]^{\frac{1}{2}} \quad (43)$$

Dans le cas d'un capteur focalisé en ligne, la contribution du mode de Rayleigh est considérée comme une perturbation du signal, et donc, le module de $V_R(z)$ devient négligeable devant le module de $V_{len}(z)$. Après un développement binomial, l'expression de l'équation (3-43) devient:

$$|V(z)| = |V_{Lent}(z)| \left[1 + \left(\frac{|V_R(z)|}{|V_{Lent}(z)|} \right) \cos\phi + \dots \right] \quad (44)$$

Le résultat final de la soustraction (figure6b) est donné par:

$$|V(z)| - |V_{Lent}(z)| = |V_R(z)| \cos\phi \quad (45)$$

où ϕ est la différence de phase entre l'onde géométrique et l'onde de Rayleigh

Le traitement de la courbe $|V(z)| - |V_{Lent}(z)|$ $|V(z)| - |V_{len}(Z)|$, (figure 5a), par la transformée de fourrier Rapide permet d'obtenir un spectre de raies (figure 3-5b) à partir duquel on peut déterminer les vitesses de propagation des ondes dans le matériau avec une bonne précision (particulièrement celle de Rayleigh).

2) la deuxième méthode de traitement consiste à fenêtrer, par des fonctions d'appodisation, le signal $V(z)$ avant le traitement par FFT.

La fenêtre de Blackman donne des résultats sensiblement voisins de ceux obtenue par la soustraction de la fonction de transfert de la lentille, elle permet cependant une meilleur localisation des différents modes de propagation. Mais ce traitement de signal est plus facile car il ne nécessite pas l'acquisition d'une réponse de la lentille. Nous verrons dans le chapitre 4 que l'amplitude des raies de la FFT, correspond à l'énergie des différents modes de propagation des ondes acoustiques de la surface dans le matériau.

3.2 Etude du pouvoir réflecteur

3.2.1 Introduction

L'imagerie acoustique nécessite la compréhension du phénomène de propagation des ondes dans les solides et dans les liquides ainsi que la connaissance des lois qui régissent les transferts d'onde aux interfaces [30]. L'information est récupérée par un dioptré sphérique d'ouverture $2\theta_{\max}$, qui intègre l'énergie. la connaissance des coefficients de réflexion et de transmission .en fonction de l'incidence, s'avère donc nécessaire pour déterminer et analyser les différents modes réfléchis ou transmise à l'interface liquide/solide et solide/solide. il faut connaître, pour cela, l'amplitude, la direction de propagation et la polarisation de l'onde incidente, ainsi que les propriétés élastiques des matériaux [31].

Une méthode de calcul, utilisant le bilan mécanique, continuité des contraintes et des déplacements à l'interface, a été développée par Brekhovskikh [32] .elle permet de déterminer les différents coefficients dans le cas d'un matériau massif ou d'un système multicouche.

L'interprétation physique des résultats n'est pas simple étant donné la complexité des calculs.

Une autre forme de l'expression du pouvoir réflecteur a été donné par Schoch [33,34,35,36] dans le cas uniquement d'un matériau massif d'un matériau massif. Les résultats obtenus sont identiques à ceux de brekhovskikh. La forme de l'expression permet de mettre en évidence des relations importantes telles que l'équation séculaire généralisée des vitesses.

On s'est servi des modèle de Brekhovskikh , que est plus puissant pour un système multicouche pour mettre au point un logiciel permettant de déterminer ces différents coefficients.

3.2.2 Expression générale de $R(\theta)$

Une onde incidente, se propageant dans un liquide de couplage, engendre une onde longitudinale réfléchie dans ce même milieu, une onde longitudinale O_L et une onde transversale O_T transmise dans le milieu solide. ces quatre ondes sont respectivement notées:

O_{inc} , O_{ref} , O_L , O_T (figure 3-6)

L'interaction entre une onde acoustique et un matériau se traduit par son coefficient de réflexion $R(\theta)$ qui est défini pour des ondes planes par le rapport des déplacements de l'onde réfléchie r sur les déplacements de l'onde incidente.

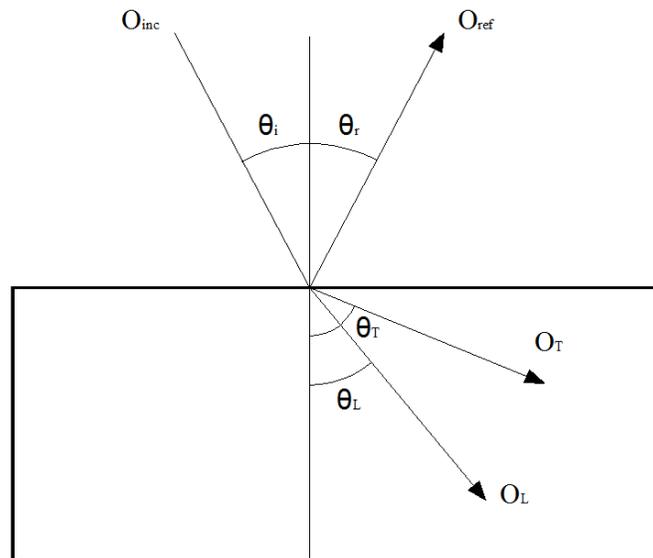


Figure 3-6: configuration géométrique des différentes ondes.

L'expression de $R(\theta)$ est établie en écrivant la la continuité des déplacements et des contraintes à l'interface. Son expression dépend des différents vecteurs d'ondes : \mathbf{k}_o , \mathbf{k}_T et \mathbf{k}_L du mode longitudinal dans le liquide et des modes transversal et longitudinal dans le matériau. en particulier, pour les solides isotropes, $\mathbf{R}(\theta)$ est donné par [25, 37]:

$$R(\theta) = \frac{\left(k_T^2 - 2k_0^2 \sin^2 \theta\right)^2 - 4k_0^2 \sin^2 \theta \left(k_L^2 - 2k_0^2 \sin^2 \theta\right)^{\frac{1}{2}} \left(k_T^2 - 2k_0^2 \sin^2 \theta\right)^{\frac{1}{2}} - \frac{\rho_{Liq}}{\rho_{Sol}} k_T^2 \frac{\left(k_T^2 - 2k_0^2 \sin^2 \theta\right)}{k_0 |\cos \theta|}}{\left(k_T^2 - 2k_0^2 \sin^2 \theta\right)^2 - 4k_0^2 \sin^2 \theta \left(k_L^2 - 2k_0^2 \sin^2 \theta\right)^{\frac{1}{2}} \left(k_T^2 - 2k_0^2 \sin^2 \theta\right)^{\frac{1}{2}} + \frac{\rho_{Liq}}{\rho_{Sol}} k_T^2 \frac{\left(k_T^2 - 2k_0^2 \sin^2 \theta\right)}{k_0 |\cos \theta|}} \quad (46)$$

où: $k_0 = \frac{2\pi f}{V_{Liq}} \quad k_T = \frac{2\pi f}{V_T} \quad k_L = \frac{2\pi f}{V_L}$

Cette relation montre que le coefficient de réflexion est fonction de l'angle d'incidence θ , du rapport entre la densité du couplant (ρ_{liq} et celle du matériau ρ_{sol}), ainsi que de la vitesse dans le couplant (V_{liq}), celle transversale (V_T) et longitudinale (V_L) dans le solide.

dans le cas où l'on fait intervenir un facteur d'atténuation, lié au caractère dispersif des matériaux, le coefficient de réflexion $R(\theta)$ va dépendre alors de la fréquence f [38].

3.2.3 Expression de $R(\theta)$ en fonction des impédances

lorsqu'on envoie une onde acoustique sur un solide (considéré comme isotrope) sous une incidence θ , on remarque que l'onde incidente génère une onde longitudinale réfléchiée, une onde longitudinale transmise dans le matériau et une autre transversale transmise également dans le solide (figure 3-7)

notation:

Φ_{Liq}^{inc} : potentiel des ondes longitudinales incidentes dans le liquide

Φ_{Liq}^{refl} : potentiel des ondes longitudinales réfléchiées dans le liquide

Ψ_{Sol}^{refr} : potentiel des ondes longitudinales réfractées dans le solide

Φ_{sol}^{refr} : potentiel des ondes transversales réfractées dans le solide

Milieu 1

Milieu 2

Φ_{Liq}^{refl}

L

\square_T

\square

Z 0

Z \leq 0

Φ_{Sol}^{refl}

Ψ_{Sol}^{refl}

Figure 7: *Interface entre un liquide (milieu 1) et un solide (milieu 2).*

Le coefficient de réflexion $R(\theta)$ est donné par [28]:

$$R(\theta) = \frac{\Psi_{Liq}^{refl}}{\Phi_{Liq}^{inc}} \quad (47)$$

Le coefficient de transmission des ondes transversales W_T :

$$W_T(\theta) = \frac{\Psi_{sol}^{refr}}{\Phi_{Liq}^{inc}} \quad (48)$$

Le coefficient de transmission des ondes longitudinales W_L :

$$W_L(\theta) = \frac{\Psi_{sol}^{refr}}{\Phi_{Liq}^{inc}} \quad (49)$$

La résolution de ce système nous donne:

$$R(\theta) = \frac{Z_L \cos^2 2\theta_T + Z_T \sin^2 2\theta_T - Z_{Liq}}{Z_L \cos^2 2\theta_T + Z_T \sin^2 2\theta_T + Z_{Liq}} \quad (50)$$

avec:

$$Z_{Liq} = \frac{\rho_{Liq} V_{Liq}}{\cos \theta} = \text{impédance acoustique du liquide} \quad (51)$$

$$Z_L = \frac{\rho_{sol} V_L}{\cos \theta_L} = \text{impédance acoustique longitudinale} \quad (52)$$

$$Z_T = \frac{\rho_{sol} V_T}{\cos \theta_T} = \text{impédance acoustique transversale} \quad (53)$$

$$\theta_L = \arcsin\left(\frac{V_L}{V_{Liq}} \sin \theta\right) = \text{angle longitudinal} \quad (54)$$

$$\theta_T = \arcsin\left(\frac{V_T}{V_{Liq}} \cos \theta\right) = \text{angle transversal} \quad (55)$$

Milieu 1:

ρ_{liq} : densité du liquide

θ angle d'incidence

V_{liq} : vitesse des ondes de compression dans le liquide de couplage

Milieu 2:

ρ_{sol} : densité du solide

V_L : vitesse des ondes de compression d'incidence θ_L

V_T : vitesse des ondes de cisaillement d'incidence θ_T .

En posant que l'impédance totale est de la forme [24]:

$$Z_{tot} = Z_L \cos^2 2\theta_L + Z_T \sin^2 2\theta_T \quad (56)$$

L'expression de $R(\theta)$ peut alors s'écrire:

$$R(\theta) = \frac{Z_{tot} - Z_{Liq}}{Z_{tot} + Z_{Liq}} \quad (57)$$

L'étude et la détermination du pouvoir réflecteur $R(\theta)$ nécessite la connaissance des vitesses longitudinales et transversales. Le calcul de $R(\theta)$ permet alors de déterminer les angles de réfraction qui peuvent être réels ou imaginaires.

En effet, il existe des valeurs critiques de θ_L et θ_T (appelés angles de réflexion totale) qui correspondent à l'angle d'incidence à partir duquel il n'y a plus

d'ondes réfractées dans le solide. C'est à dire, lorsque l'angle d'incidence devient supérieur à cette valeur critique, il y a réflexion totale et le coefficient de réflexion $R(\theta)$ devient alors complexe dont on peut représenter son amplitude et sa phase [39, 28].

CHAPITRE 4

Résultats et Discussions

4.1. Introduction

Le développement des techniques de contrôle non destructif (CND) dont la microscopie acoustique à balayage est en mesure d'apporter une solution à ces préoccupations tant sur le plan théorique qu'expérimental.

Nous mettons en évidence les évolutions des propriétés mécaniques (à travers les mesures des constantes élastiques) en fonction de différents paramètres : épaisseur de la couche du dépôt, du liquide de couplage et de la fréquence

Dans les chapitres précédent nous avons exposé les modèles de calcul du coefficient de réflexion $R(\theta)$, du signal acoustique (z) et des vitesses de propagation des différents modes de surface pour un substrat massif, puis pour un système monocouche et multicouche en contact avec un fluide et un solide.

4.2 Etude des matériaux massifs

En comparant les valeurs des vitesses des modes transversales et longitudinales pour différent matériaux solides (substrat) avec la vitesse de l'onde acoustique dans le liquide de couplage (par exemple l'eau), et en appliquant la loi de Snell-Descartes, on distinguera 3 cas:

- cas où tous les modes de l'onde acoustique peuvent se propager dans le solide, i.e. la vitesse de l'onde dans le liquide est inférieure à celle du mode transversal dans le solide ($V_o < V_T$) (exemple : Acier, Chrome, ...)

- cas où seul le mode longitudinal se propage dans le substrat, ce qui revient à dire que la vitesse de propagation dans le liquide est intermédiaire entre les vitesses des deux modes transversal et longitudinal ($V_T < V_o < V_L$) (exemple: PMMA, polystyrène).

Mentionnons le cas très rare où aucun mode ne pourrait se propager dans le solide ($V_T < V_L < V_o$), IL est du au fait que la vitesse de l'onde acoustique dans le liquide est pratiquement inférieure à celle du mode longitudinal dans le solide, sauf pour le cas du téflon ($V_L = 1390\text{m/s}$; $V_o = 1500 \text{ m/s}$), où la réflexion est totale, ce qui explique son utilisation comme étalon pour la détermination expérimentale de la fonction de pupille du système acoustique [12].

4.2.1. Etude du cas où la vitesse de l'onde dans le liquide de couplage est inférieure à la vitesse transversale dans le substrat

Quand la vitesse de l'onde acoustique dans le liquide de couplage est plus faible par rapport à celle dans le solide, seule le mode de Rayleigh est généré à la surface de séparation entre le liquide et le substrat avec une vitesse de propagation V_R .

Cette vitesse peut être déterminée soit à partir de l'angle critique de Rayleigh θ_R en appliquant la loi de Snell-Descartes, soit à partir de la pseudo-période Δz du signal acoustique $V(z)$ (équation 3-24) .

L'angle critique θ_R correspond à un changement de phase de 2π de la phase du coefficient de réflexion.

a) Détermination de la vitesse V_R à partir de $R(\theta)$:

Les tracés des courbes du module et de la phase de $R(\theta)$ pour les matériaux massifs choisis sont présentés dans les figures (4-1 à 4-5).

(a) θ_R
 θ_L

θ_T
 θ_L (b)

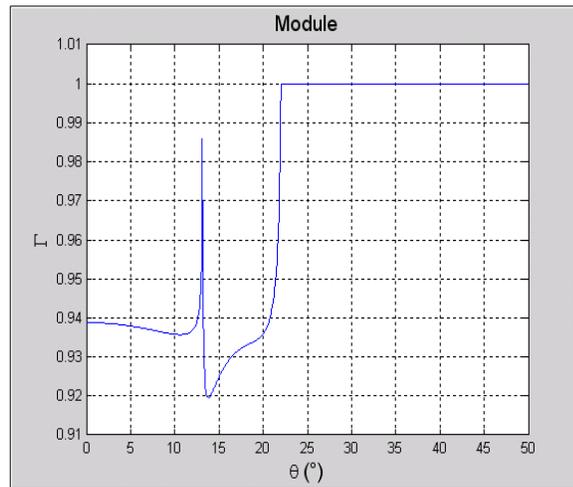
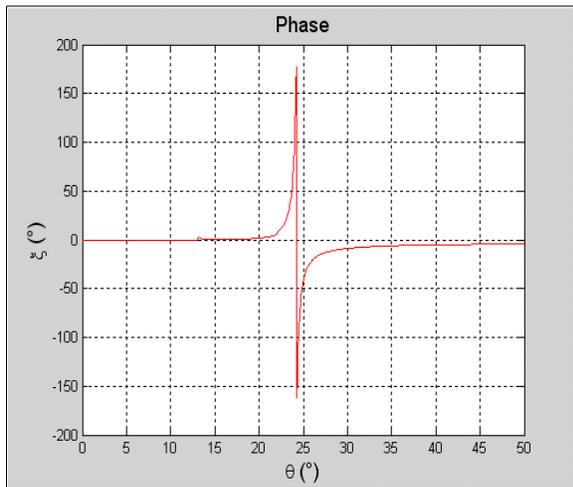


Fig4-1: Coefficient de réflexion du système eau / Cr
(f = 600MHz)

(a) Phase

(b) Module

(c) θ_R

(d) θ_L θ_T

θ_L

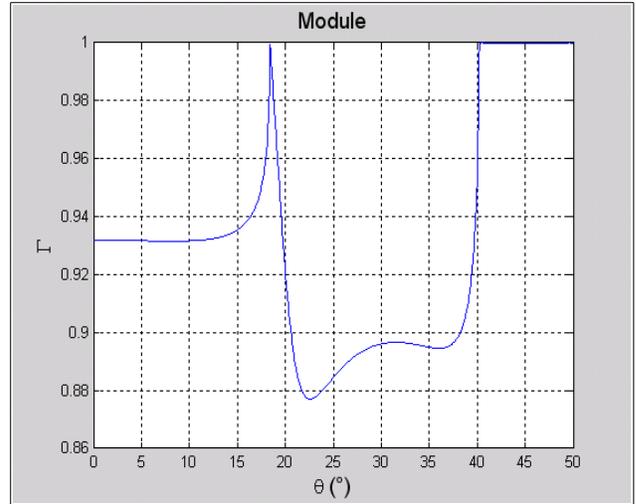
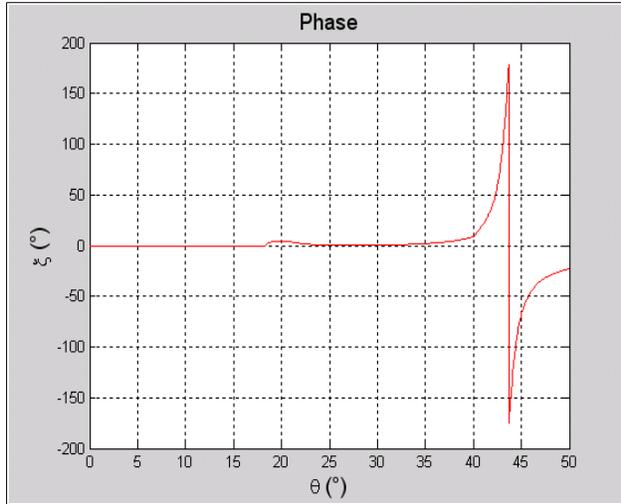


FIG4-2: Coefficient de réflexion du système eau /Cu (f=600MHz)

c) Phase

d) Module

(e) θ_R

θ_L

(f) θ_T

θ_L

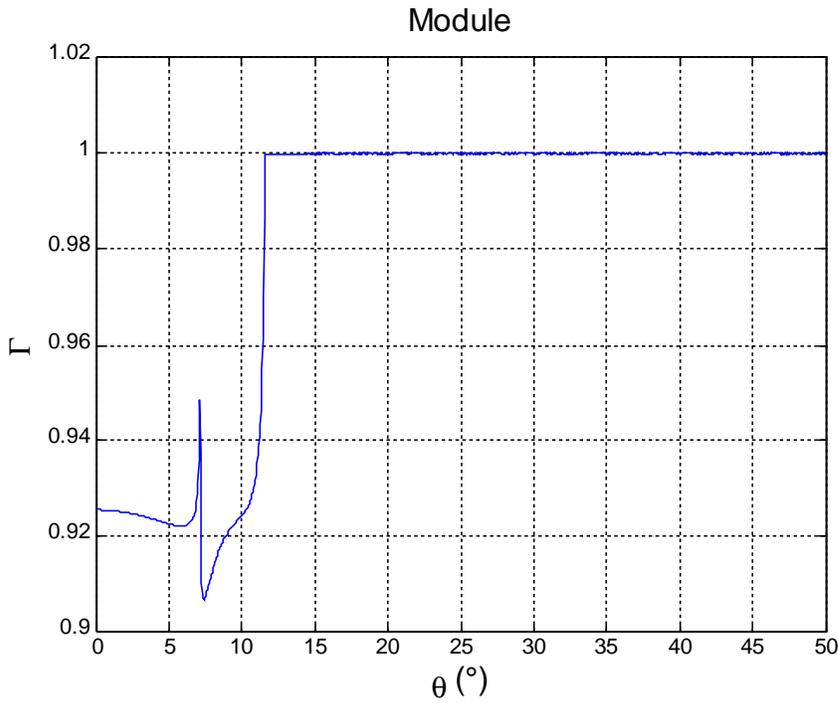
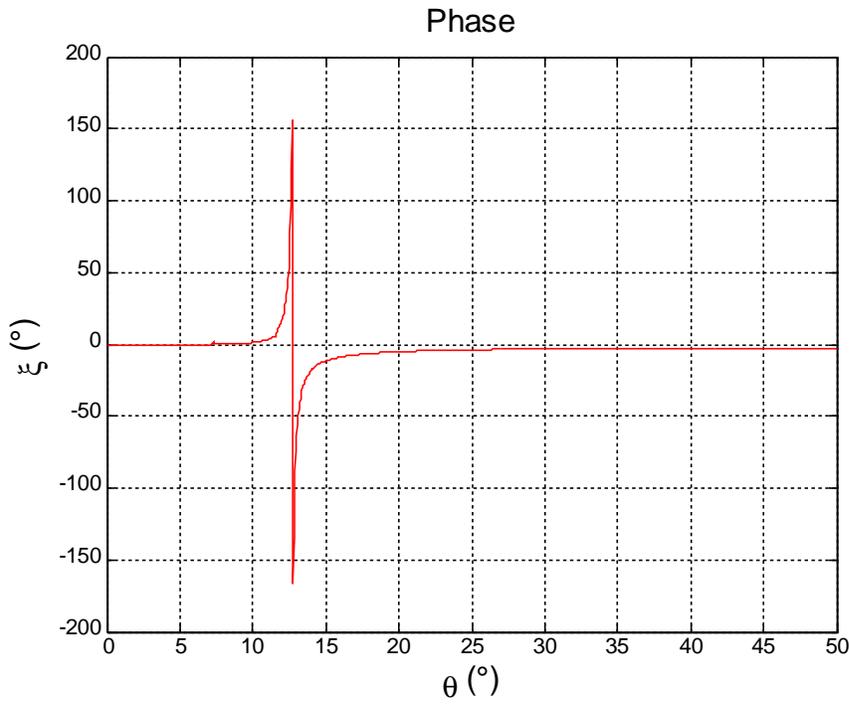


FIG4-3: Coefficient de réflexion du système eau / SiC pour f=600MHz

e) Phase

f) Module

(j) θ_R θ_L θ_T (h)

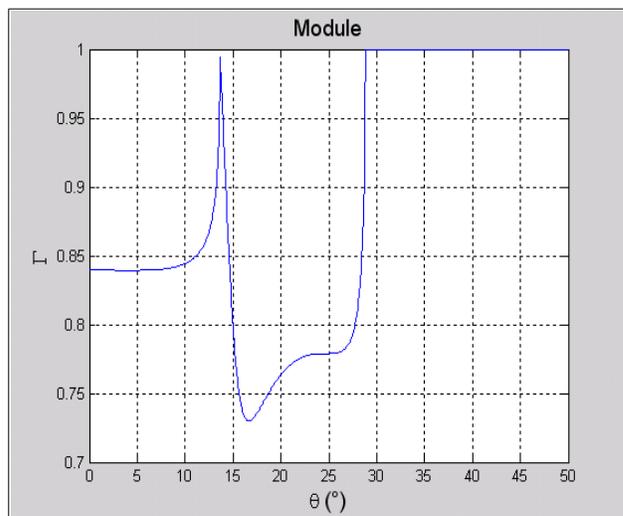
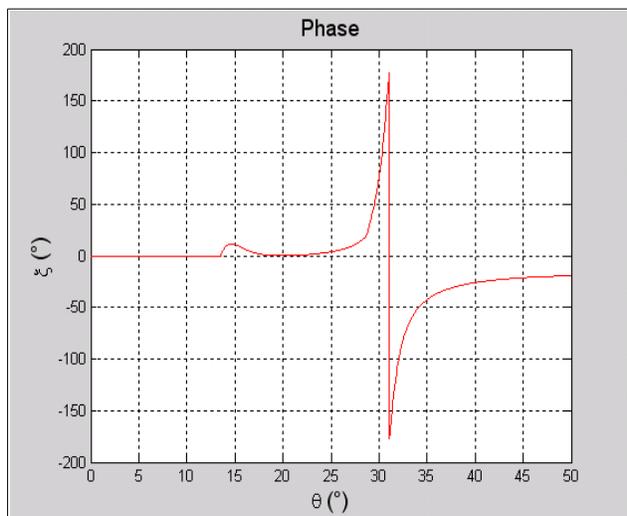


fig4-4: Coefficient de réflexion du système eau /Al

f=600MHZ

j (Phase

h (Module

(i) θ_R θ_T (g)
 θ_L

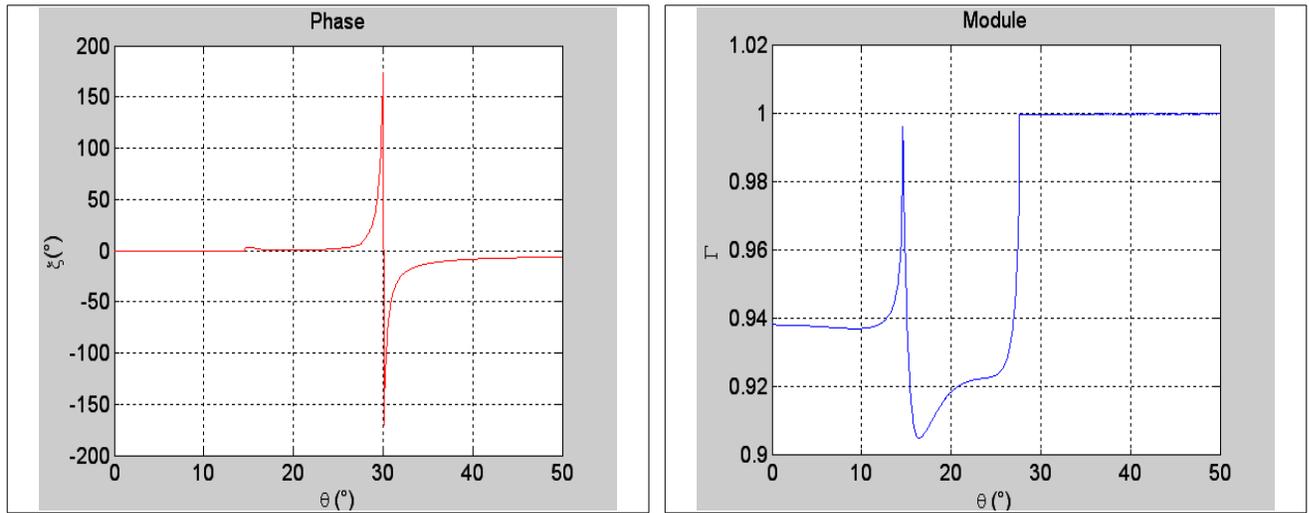


FIG 4-5:Coefficient de réflexion du système **eau /acier xc38**

f=600MHz

I(phase

g (Module

Les courbes du changement de phase ou de l'amplitude du module $\mathbf{R}(\theta)$ ont presque toutes la même allure pour les différents matériaux étudiés, ce qui nous permet de dire que les allures obtenues sont des formes `standards' caractérisant les matériaux massifs dont la vitesse de l'onde acoustique transversale (\mathbf{V}_T) est supérieure à la vitesse de l'onde acoustique dans le liquide de couplage (\mathbf{V}_0).

Les courbes des variations de la phase de $\mathbf{R}(\theta)$ montrent deux pics: le premier correspond à l'angle critique longitudinal θ_{CL} , le second, correspond à l'angle critique de Rayleigh θ_{CR} . Le pic correspondant à l'angle critique transversal

θ_{CT} est généralement écrasé par la montée du pics relatif à θ_R , du fait que les vitesses V_T et V_R sont très proches (généralement $V_R=0.92V_T$) [Victorov.].

Les trois angles critiques ainsi évoqués sont classés par ordre de croissance comme suit : $\theta_{CL}<\theta_{CT}<\theta_{CR}$.

Si les pics correspondants aux angles critiques transversal et longitudinal sont peu lisibles dans le graphe des variations de la phase de $R(\theta)$, ils sont par contre plus discernables dans le graphe des variations du module de $R(\theta)$.

Dans ce dernier, le pic relatif à θ_R n'existe pas, du fait que le module de $R(\theta)$ est égal à 1 à partir de θ_{CT} qui est inférieur à θ_R .

A partir des courbes de la phase de $R(\theta)$ pour les matériaux étudiés, nous déterminons les angles critiques de Rayleigh, puis nous calculons les vitesses de Rayleigh en utilisant la loi de Snell-Descartes.

Les résultats de cette première étude sont regroupés dans le (tableau 4-1). La comparaison de nos résultats avec les données disponibles dans la littérature [31] témoigne d'une très bonne concordance, ce qui constitue en une première étape de validation de notre programme de calcul.

<i>Système</i>	<i>Eau-Acier XC 38</i>	<i>Eau-Cr</i>	<i>Eau-Cu</i>	<i>Eau-Al</i>
$V_L(m/s)$	6000	6576	4743	6348
$(V_{Lit})(m/s)$	5900	6608	4759	6374
$(V_T)(m/s)$	4195	4000	2322	3109
$V_{Tlit}(m/s)$	4200	4005	2325	3111
$\theta_R(en^\circ)$	24.16	24.21	43.67	31
$(V_R)(m/s)$	3663	3656	2172	2901
$V_{Rlit}(m/s)$	2996	3655	2171	2906

Tableau 4-1: Vitesses de Rayleigh des matériaux étudiés déterminées à partir de $R(\theta)$

b) Détermination de la vitesse V_R à partir de la signature acoustique $V(Z)$:

Comme nous l'avons déjà mentionné, nous pouvons également déterminer les vitesses de Rayleigh à partir de la période de la signature acoustique $V(Z)$. Nous traçons la signature acoustique pour chacun des systèmes considérés (figure 4-6).

Les courbes obtenues montrent que toutes les signatures sont pseudo – périodiques. La pseudo-période Δz varie d'un matériau à un autre.

Après traitement des signatures acoustiques obtenues (soustraction de la réponse de la lentille, fenêtrage et FFT); et à partir l'équation (3-24) nous pouvons calculer la vitesse de Rayleigh pour chaque matériau étudié après avoir déterminé la période Δz du graphe.

Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau (4-2). Les vitesses de Rayleigh ainsi obtenues concordent parfaitement avec ceux calculées à partir de la phase du (tableau 4-1).

Eau-chrome

Eau-acier

(a)

(b)

Eau-cuivre

Eau-Aluminium

(c)

(d)

Fig4- 6: Signature acoustique $V(z)$ des systèmes considère($f=600\text{MHZ}$)

- a) $V(z)$ du chrome b)) $V(z)$ de l'acier c) $V(z)$ du cuivre d) $V(z)$ de l'Aluminium

<i>systeme</i>	<i>Eau-Acier</i>	<i>Eau-Cr</i>	<i>Eau-Cu</i>	<i>Eau-Al</i>
ΔZ	14.62	14.62	4.2	8.533
(V_R)	3708	3708	2159	2878
V_{Rlitt}	3663	3655	2171	2909

Tableau4- 2: Vitesses de Rayleigh des matériaux étudiés déterminées à partir de $V(Z)$

4.2.2 Etude du cas où la vitesse de l'onde dans le liquide de couplage est supérieure à la vitesse transversale dans le substrat

Dans certains matériaux solides la vitesse du mode transversale de l'onde acoustique est inférieure à la vitesse de l'onde dans le liquide. A titre d'exemple, on peut citer le plomb avec l'eau comme liquide de couplage.

Les tracés des courbes de la fonction de réflexion (module et phase) ainsi que celle de la signature acoustique $V(Z)$ pour le plomb sont présentés dans les figures (4-7) et (4-8) .

(a)

(b)

θ_L

θ_L

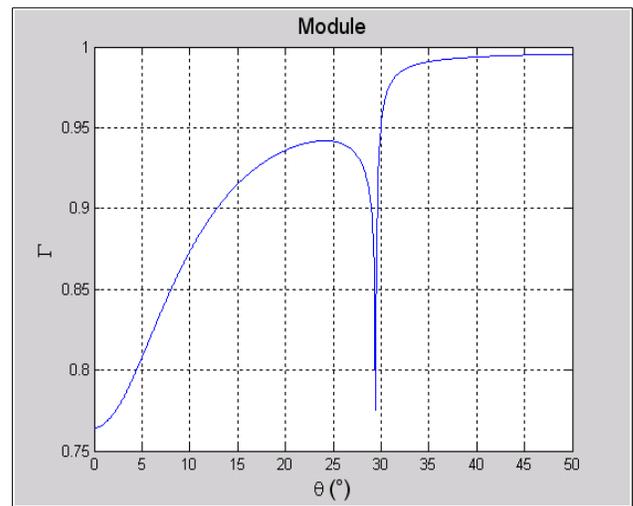
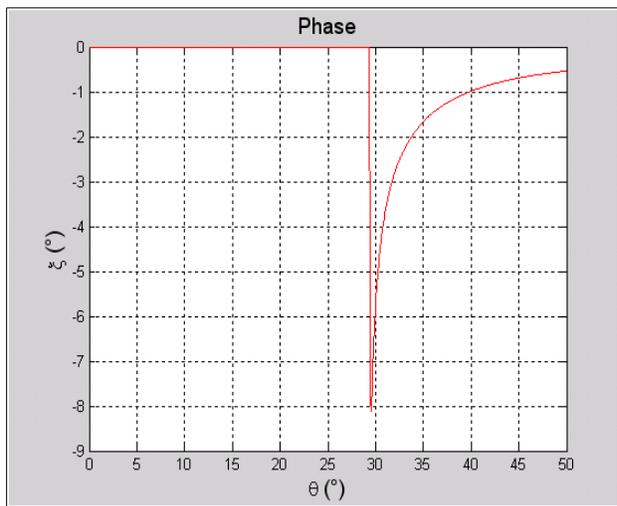


Fig4-7: coefficient de réflexion du système eau / plomb(f=600MHz)

a) phase

b) Module

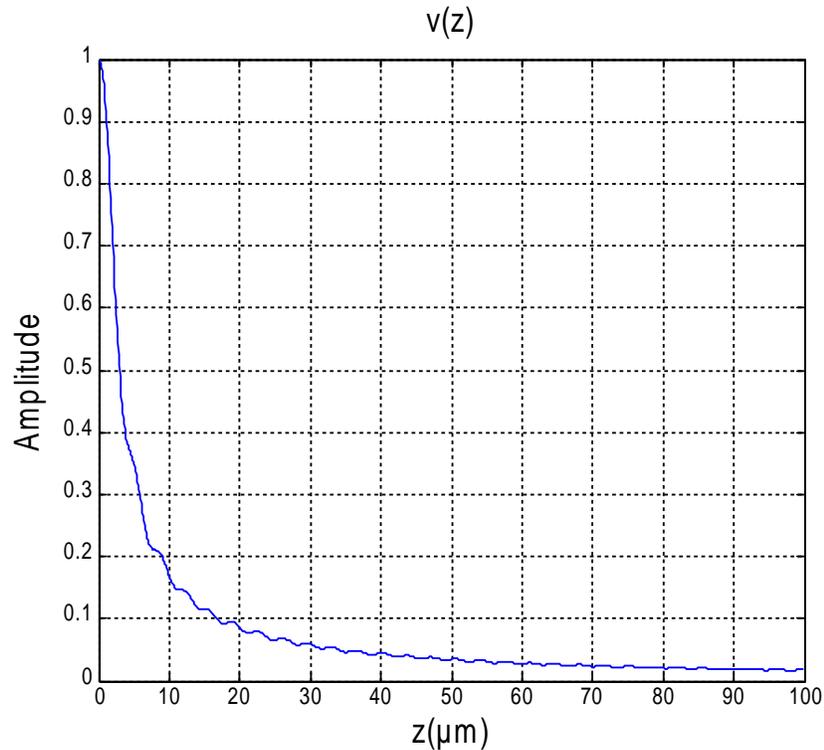


Fig4-8:La signature acoustique d'un système eau /Plomb

$$f=600 \text{ MHz}$$

Les courbes de la phase et du module de $R(\theta)$ montrent l'absence des pics correspondants au mode de Rayleigh et transversal.

Nous concluons que seul le mode longitudinal peut se propager dans le solide. Cette confirmation est appuyée par la courbe de la signature $V(z)$ pour laquelle la période Δz correspond à la vitesse du mode longitudinale dans le substrat. En effet, la périodicité Δz de $V(z)$ correspond à la contribution des trois modes de propagation dans le solide (longitudinal, transversal, Rayleigh) [1].

Généralement, le pic de Rayleigh est le plus dominant dans le tracé de la phase de $R(\theta)$, et par conséquent, la périodicité Δz est liée à la vitesse de Rayleigh.

En l'absence du mode de Rayleigh, c'est le pic du mode longitudinal qui devient le plus dominant, et par suite, la périodicité Δz sera liée à la vitesse de ce mode.

4.2.3 Effet du liquide de couplage

Le liquide de couplage joue un rôle très important non seulement dans l'atténuation des pertes, mais surtout dans la possibilité de génération des modes de propagations dans le solide. Sachant que l'impédance acoustique du fluide dépend de la vitesse de l'onde et de la densité du fluide, nous allons à cet effet étudier l'effet de chacun de ces deux paramètres sur les modes de propagation de l'onde acoustique dans le solide.

4.2.3.1. Effet de charge

Pour illustrer l'effet de charge, nous allons prendre deux liquides réels de vitesses d'onde comparables et de densités différentes, cas présenté par l'eau et le méthanol. Nous traçons le coefficient de réflexion $R(\theta)$, la signature acoustique $V(Z)$ pour le cuivre fig (4-9) et (4-10).

Méthanol/ cuivre eau / cuivre

méthanol/ cuivre

eau / cuivre

(a)

(b)

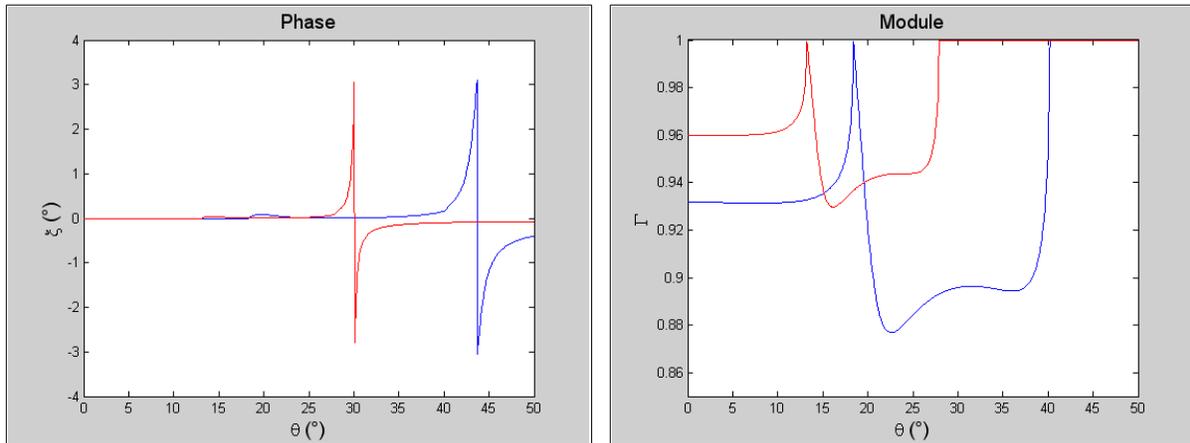


FIG4-9: Fonction de réflexion des systèmes **eau / cuivre** et **méthanol/ cuivre** ($f=600\text{MHz}$)

a) phase

b) Module

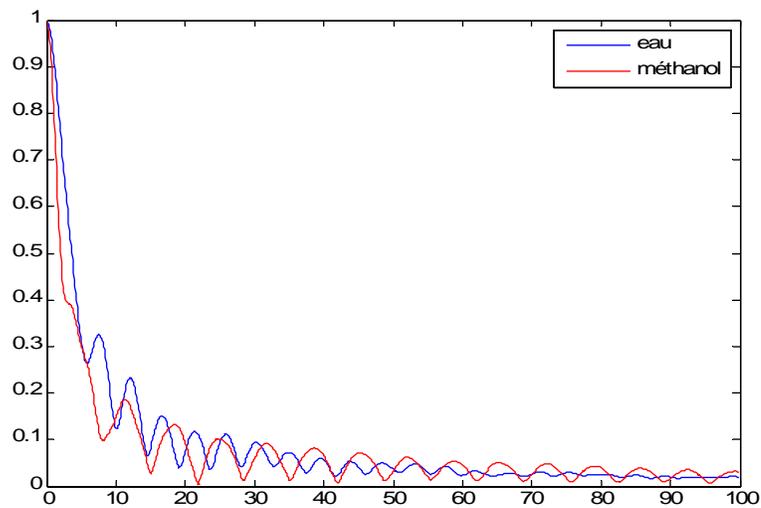


Fig 4-10 : La signature acoustique du Cuivre pour différents liquides de couplage Méthanol et Eau ($f=600\text{MHz}$)

Malgré les glissements des pics des différents modes et les changements de forme de $R(\theta)$, les calculs montrent qu'un tel changement de liquide de couplage n'a pratiquement aucun effet sur les valeurs des vitesses des ondes de surfaces.

La figure (4-10) illustre la même remarque précédente. Pour la signature acoustique, glissement et changement de forme et invariance des vitesses des ondes de surface.

4.3 Calcul des constantes élastique des matériaux étudiés

Les constantes élastiques d'un matériau (module de Young, module de cisaillement et coefficient de Poisson) peuvent être déterminées par plusieurs méthodes expérimentales [Brikhovsky 74; Briggs 92, Robert 99] parmi ces méthodes. la technique des ultrasons donne des résultat précis. de sucroit c'est un moyen d'investigation non destructif. vu la bonne des simulation du comportement d'un solide vis à vis une onde acoustique [Brikhovsky 74 ; briggs 92] il est claire qu'il est possible de déterminer les constantes élastiques du solide étudié par le modèle théorique de simulation.

Le module de Young E et module de cisaillement G et coefficient de poisson ν pour les matériaux homogènes et isotropes choisis sont déterminés via les vitesses transversale et longitudinale de l'onde acoustique dans le matériau par les relations) (2-15),(2- 16), (2- 17))

Deux méthodes sont proposées pour la détermination des paramètres mécaniques : E , G et ν . La première, que nous considérons comme référence, consiste à remplacer directement dans les équations)(2-15),(2- 16),(2- 17) les vitesses longitudinale et transversale du matériau par leurs valeurs.

La seconde méthode ,relatifs aux résultats de non calculs, consiste à tirer la vitesse de Rayleigh V_R à partir du graphe de la phase du coefficient de réflexion $R(\theta)$ et la vitesse du mode transversal V_T du graphe du module de R ,nous utilisons ensuite la relation de Victorov [boudour99] pour connaître le rapport V_T/ V_L pour ensuite calculer E , G et ν .

Les valeurs des constantes élastiques pour les matériaux choisis sont résumées dans le tableau(4-3).

Les constantes élastique des matériaux nus calculées sont très proches de ceux déterminées expérimentalement [Ashby 92 ; Coelho _Mandes 90] ce qui montre que le calcul par simulation donne de bons résultats.

Système	Eau-SiC	Eau-Cr	Eau-Cu	Eau-Al
E (GPa) méthode1	428	279	129	70.05
E (GPa) méthode2	424	277	129	70.02

$G(GPa)$ méthode1	179.8	115	48	26.09
$G(GPa)$ méthode2	179.4	115	48.16	26.13
$\nu(GPa)$ méthode1	0.19	0.21	0.34	0.34
$\nu(GPa)$ méthode2	0.18	0.20	0.33	0.34

Tableau 4-3:les constantes élastiques des matériaux massifs étudiés

Méthode 1:calcul en utilisant V_L et V_T à partir des données de Briggs

Méthode 2: calcul en utilisant les courbes de $R(\theta)$ et la relation de Victorov.

4.4 Etude des structures monocouches

Après avoir étudié les matériaux massifs, nous allons dans ce paragraphe étudier les structures monocouches. Le monocouche est considéré ici comme étant une seule couche déposée sur un substrat. Les deux matériaux couche et substrat sont supposés homogènes et isotropes. Le système monocouche est donc hétérogène. Aussi, est-il tout à fait évident de soupçonner l'effet de dispersion dans un tel système.

A cet effet, nous proposons tout d'abord d'étudier la nature des modes de surface, puis étudier l'influence de l'épaisseur de la couche. Deux cas de figures sont possibles. Le premier quand la vitesse de propagation transversale dans la couche est plus grande que celle dans le substrat ($V_{T1} > V_T$), ce que nous appelons 'couche plus rapide que le substrat'.

Le second est le cas inverse ($V_{T1} < V_T$), substrat plus rapide que la couche'.

Dans notre étude, nous avons choisi, pour le premier cas, le système (couche sur substrat) carbure de silicium sur acier XC 38 (SiC/acier-XC 38) et pour le deuxième cas le système **(Cu/Al)**.

Le choix de ces systèmes, comme nous l'avons cité dans le paragraphe (1), est dicté par la disponibilité des résultats dans la littérature, ce qui nous donne la possibilité de valider nos résultats de simulation.

4.4.1 Etude du cas `couche plus rapide que le substrat :

Il est tout à fait évident que pour tout système monocouche, la fonction de réflexion $R(\theta)$ diffère de celle du système massif. Cette fonction est exprimée par la relation (3-46). C'est une relation plus générale, et le cas du système massif constitue bien un cas particulier (épaisseur de la couche nulle).

La fonction $R(\theta)$ de la relation (3-46) dépend non seulement de la fréquence (f) de travail mais aussi de l'épaisseur d de la couche. A cet effet, et pour chaque épaisseur (d) les tracés du module et de la phase de $R(\theta)$ pour des fréquences variables nous montrent s'il y a effet de dispersion ou non. Rappelons que la notion de dispersion n'est autre que la variation des vitesses des modes en fonction de fréquence.

Vu la disponibilité de beaucoup de données concernant ce système [Lefeuvre 98; Boudour 99], nous allons présenter tous les résultats de nos calculs relatifs au système **carbure de silicium / acier XC-38** pour pouvoir ensuite les comparer avec ceux cités dans la littérature.

4.4.1.1 Effet de l'épaisseur

Tout d'abord, nous allons étudier l'effet de l'épaisseur de la couche tout en fixant la fréquence de travail.

Nous avons choisi la fréquence de **600MHz**, valeur que nous jugeons intermédiaire entre les valeurs des fréquences de travail des différents microscopes acoustiques existants.

Les tracés des courbes $R(\theta)$ (module et phase) pour différentes épaisseurs, allant de **0** à **0.4 μm** , sont présentés dans la figure(4-11) Les courbes de la phase de montrent que pour l'épaisseur **$d = 0 \mu\text{m}$** , le pic de Rayleigh est bien celui de l'acier nu (position à l'angle $\theta_R = 25^\circ$ voir la même courbe dans la figure (4-5)).

Au fur et à mesure que l'épaisseur du carbure de silicium augmente, le pic de Rayleigh se déplace jusqu'à ce qu'il se fixe à la position $\theta_R=22^\circ$ pour toute épaisseur au-delà de $0.5\mu\text{m}$.

Ce pic correspond au pic de Rayleigh du carbure de silicium (figure 4-3).

Les courbes du module de $\mathbf{R}(\theta)$ montrent que pour l'épaisseur $d=0\mu\text{m}$ les pics des modes transversal et longitudinal correspondent à ceux de l'acier nu (courbes identiques à celles de la figure (4-5)). En augmentant l'épaisseur de la couche de SiC, ces pics se déplacent vers les positions des pics correspondants au SiC nu (figure 4-5)

A partir de ces courbes de module et de phase de $\mathbf{R}(\theta)$ présentés dans la figure (4-11), nous avons calculé puis tracé les courbes de variation des vitesses des modes transversal et de Rayleigh en fonction de l'épaisseur de la couche en SiC pour la fréquence 600MHz (figure 4-12).

(a)

(b)

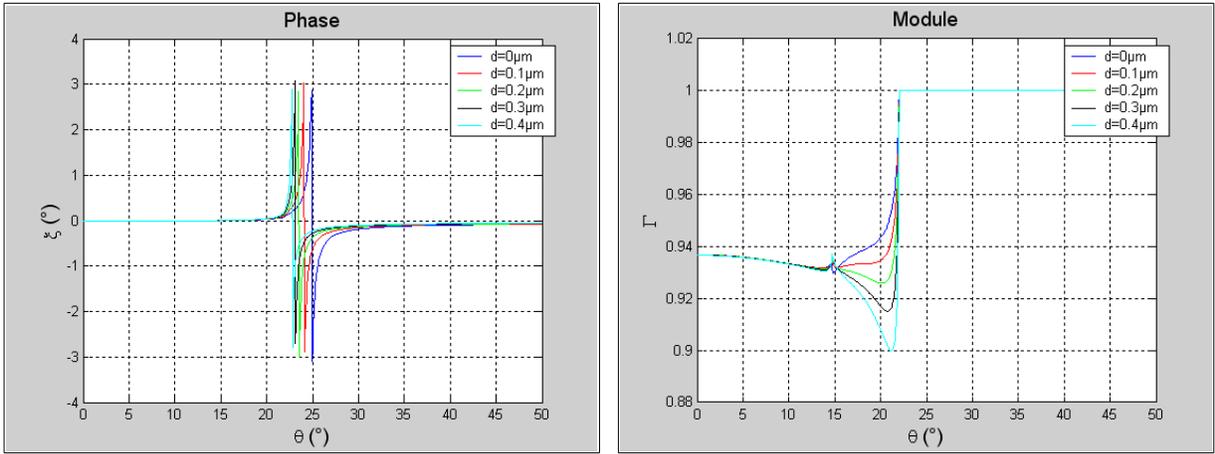


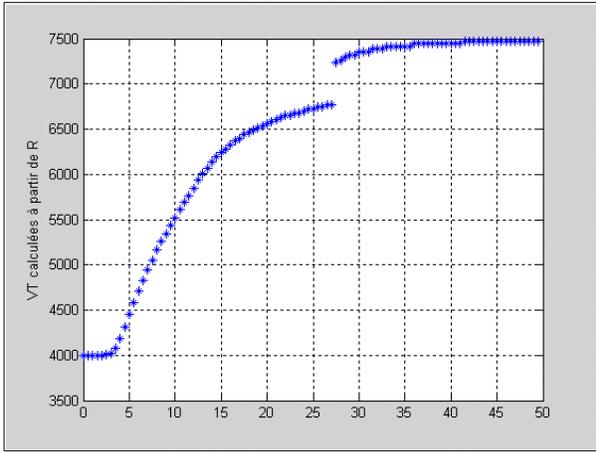
Figure4-11: Fonction de réflexion du système SiC / acier Xc38 pour différentes épaisseurs du SiC (f=600Mhz)

a) phase

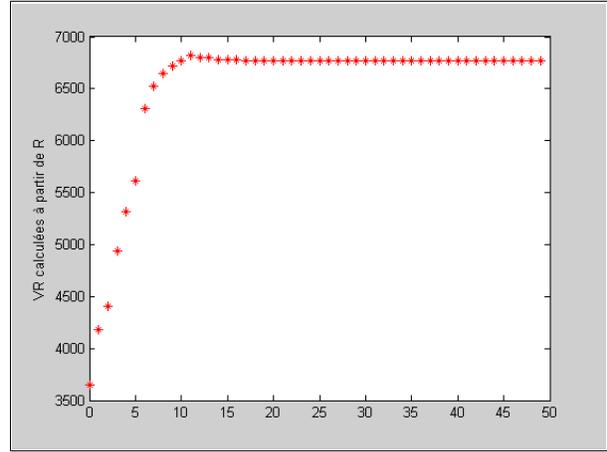
b)Module

(a)

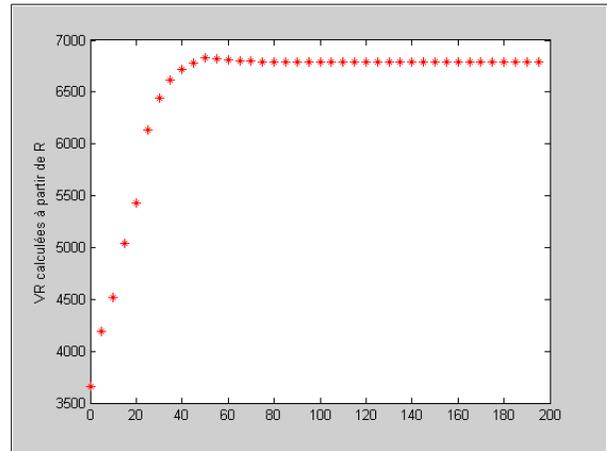
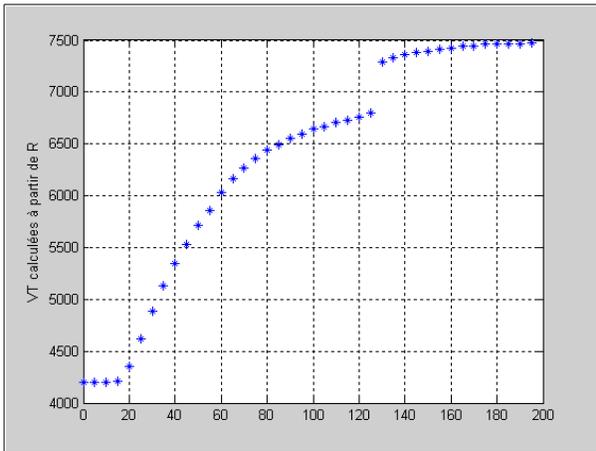
(b)



(c)



(d)



(e)

(f)

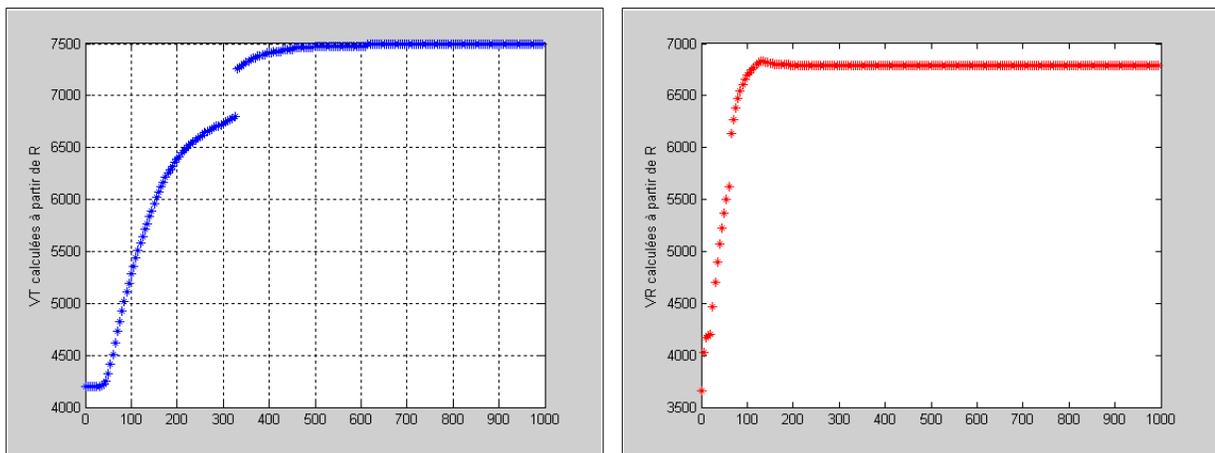


Fig4-12: Variation de la vitesse transversale et de la vitesse de Rayleigh en fonction de l'épaisseur du **SiC**

- a) vitesse de transversale V_T ($f=600$ MHz) , b) vitesse Rayleigh V_R ($f=600$ MHz)
c) vitesse de transversale V_T ($f=130$ MHz) , d) vitesse Rayleigh V_R ($f=130$ MHz)
e) vitesse de transversale à ($f=50$ MHz) , f) vitesse Rayleigh V_R ($f=50$ MHz)

Les courbes de la figure (4-12) montrent l'effet de la variation de l'épaisseur de la couche sur les vitesses des modes en volumes (longitudinal et transversal) et de surface (mode de Rayleigh).

En effet, les vitesses de ces modes passent des valeurs du substrat nu aux valeurs du matériau de la couche jusqu'à une épaisseur limite, au-delà de laquelle le système SiC/acier aura un comportement, vis-à-vis des vitesses de propagation, identique à celui du carbure de silicium nu.

De plus, en appliquant la loi de Victorov (relation 2-18), le déplacement des pics des modes en volume ne correspond nullement à celui de Rayleigh, ce qui est montré d'ailleurs par la non correspondance des épaisseurs limites d'influence (**15 μm** pour la vitesse de Rayleigh et **40 μm** pour la vitesse transversale pour **f = 600MHz** et **40 μm** pour la vitesse de Rayleigh et **190 μm** pour la vitesse transversale pour **f = 130MHz** et **100 μm** pour la vitesse de Rayleigh et **600 μm** pour la vitesse de transversale pour **f = 50MHz**)

Contrairement à ce qu'on a vu dans les matériaux nus homogènes et isotropes, la vitesse transversale de l'onde acoustique dans le solide en contact avec le liquide de couplage ne peut jamais dépasser celle de Rayleigh. Or, la figure 4-12 montre que pour les matériaux revêtus le cas contraire peut se poser. A notre avis, cette différence d'influence résulte de la différence des natures du milieu de propagation.

En effet, pour les matériaux revêtus l'onde de surface (onde de Rayleigh) est commune à deux milieux (liquide de couplage - couche), par contre celle du volume (longitudinale ou transversale), elle est liée à un seul matériau (couche) sous influence d'un autre matériau (le substrat) de nature autre que celle de la couche.

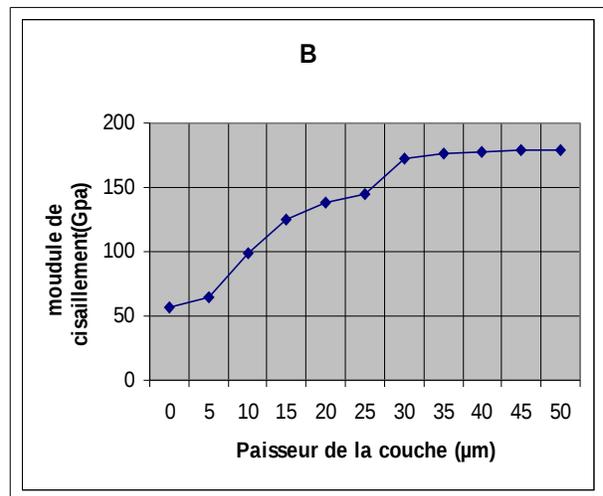
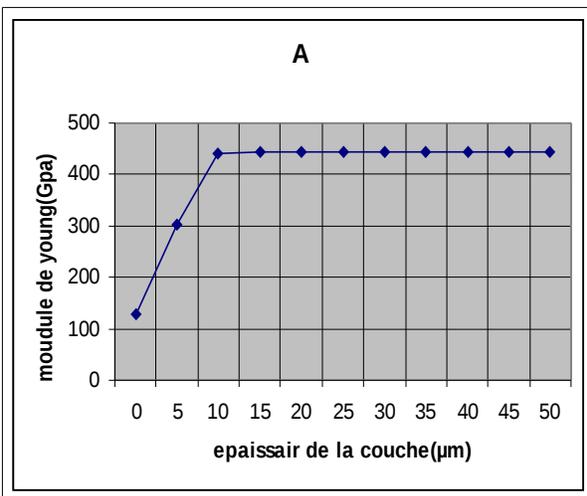
Notons que lorsque la vitesse du mode de surface du système monocouche varie entre les vitesses de Rayleigh et transversales du substrat, ce mode de surface est dit 'mode de Rayleigh'. Quand sa vitesse varie entre celle du mode transversale du substrat et celle de Rayleigh de la couche, il est dit 'pseudo mode de Rayleigh'.

4.4.2 Détermination des constantes élastiques du système

SiC/ AcierXc38

Le système considéré SiC /Acier Xc38 est un système hétérogène. Par conséquent, ses constantes élastiques (E, G et ν) sont non seulement fonction de celles des matériaux qui le constitue, en l'occurrence le SiC et l'acier mais aussi fonction de leurs dimension [Berthelot 96].

A partir des courbes théoriques de E, G et ν (figure4-13), nous pouvons conclure que pour des épaisseurs de la couche déposée supérieure à λ_T et pour une fréquence de travail égale à **600MHz**, les résultats obtenus concernant les propriétés mécaniques du système SiC/acier Xc38 sont ceux de la couche déposée(SiC).



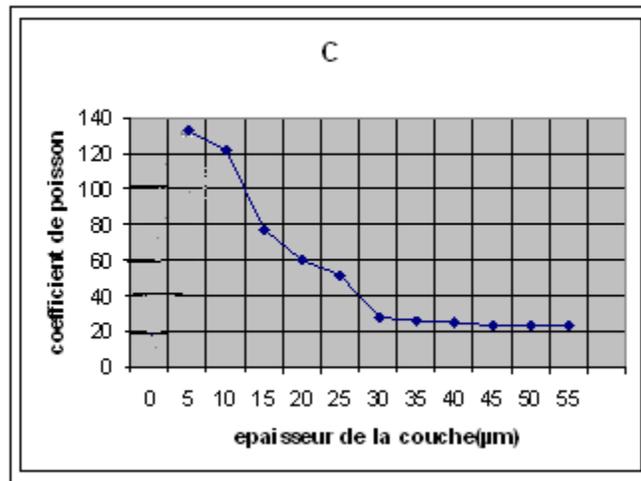


Figure 4-13: variation des constantes élastiques E , G et ν du système **Sic/acier Xc38**

A) module de Young; B) module de cisaillement; C) coefficient de Poisson

4.4.3 Etude du cas 'couche moins rapide que le substrat'

Dans ce cas, le signal acoustique $V(z)$ possède une périodicité multiple et plusieurs modes de surfaces apparaissent. Ces modes sont appelés 'mode de Lamb généralisés', connus aussi sous l'appellation 'modes de Sezawa' [40].

Le nombre de ces modes est fixé par la fréquence et par l'épaisseur de la couche. Ce sont des modes dispersifs [40, 41].

De tels systèmes sont souvent rencontrés dans les domaines de la microélectronique et dans le génie des matériaux notamment des céramiques. Nous avons pris comme exemple les systèmes **Cu/Al**.

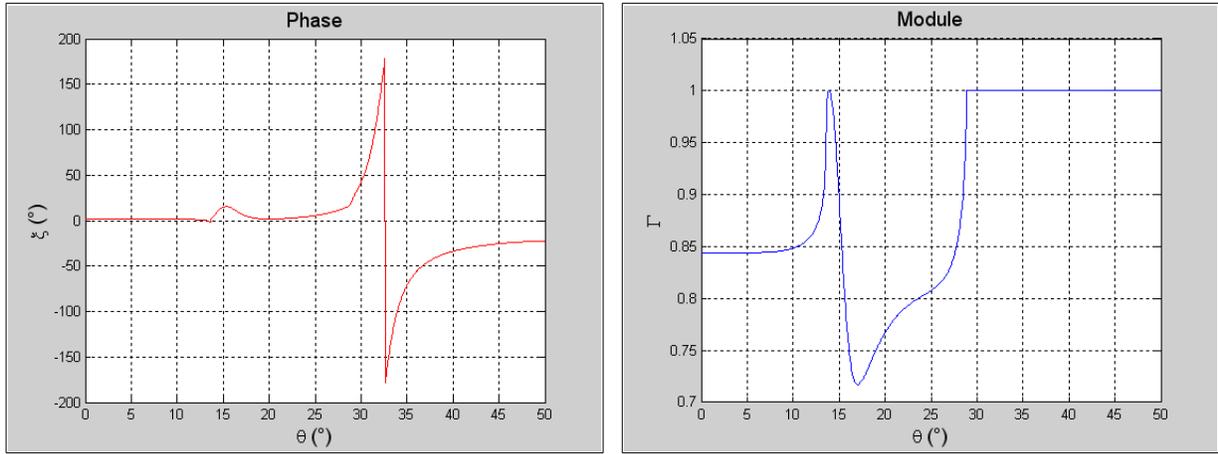
4.4.3.1 Etude des modes de surface du système Cu/Al

Nous avons ensuite tracé les variations du module et de la phase de la fonction de réflexion $R(\theta)$ pour plusieurs épaisseurs (FIG 4-14a) . Les courbes de la phase de $R(\theta)$ ainsi tracés montrent que le nombre des modes de Lamb généralisés varie selon que la fréquence ou l'épaisseur change.

Les pics correspondant à ces modes se déplacent aussi en fonction de la variation de la fréquence ou de l'épaisseur. Ce qui montre que ces modes sont bien dispersifs.

(a)

(b)



$$e/\lambda = 0.1\mu\text{m}$$

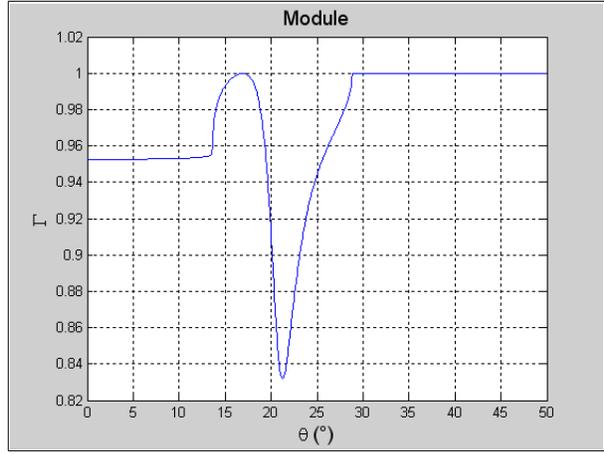
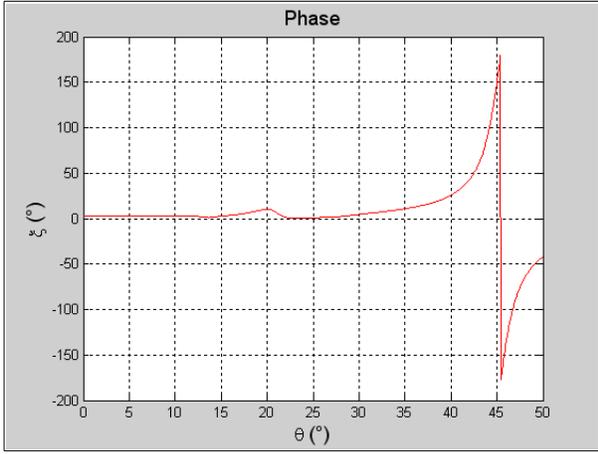
figure4-14a: $R(\theta)$ du système Cu/Al pour plusieurs épaisseurs de la couche
($f = 600\text{MHz}$)

a) Phase ($d=0.1 \mu\text{m}$)

b) Module($d=0.1 \mu\text{m}$)

(c)

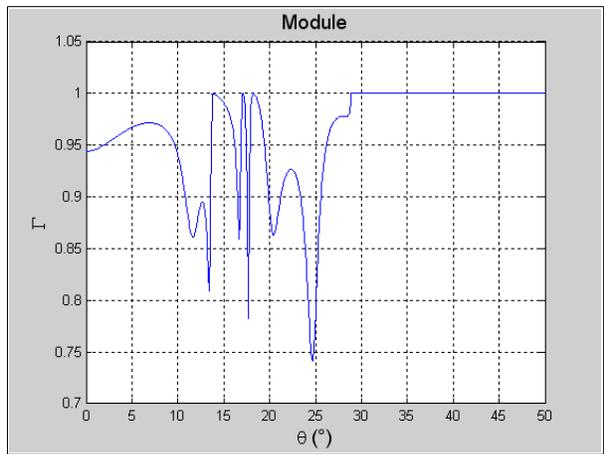
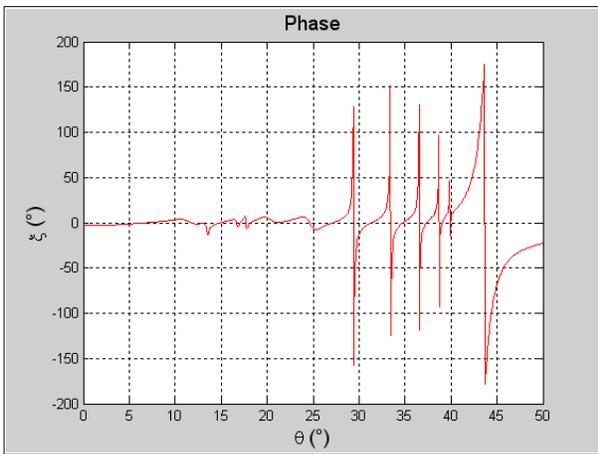
(d)



$e/\lambda = 0.1\mu\text{m}$

(e)

(f)



$$e/\lambda = 15\mu\text{m}$$

figure4-14b: $R(\theta)$ du système Cu/Al pour plusieurs épaisseurs de la couche
($f=600\text{MHz}$)

c) Phase ($d=1\ \mu\text{m}$)

d) Module ($d=1\ \mu\text{m}$)

e) Phase ($d=15\ \mu\text{m}$)

f) Module ($d=15\ \mu\text{m}$)

Conclusion générale

Les résultats de modélisation obtenus selon le modèle que nous avons développés au laboratoire, nous ont permis d'aboutir à des conclusions concernant trois volets : la signature acoustique, le coefficient de réflexion et les constantes élastiques des matériaux étudiés.

L'analyse du signal acoustique simulé selon la théorie des champs nous conduisent à conclure ce qui suit:

1- Les résultats de la simulation du signal $\mathbf{V}(\mathbf{z})$ sont en bon accord avec ceux de la littérature.

2- La périodicité du signal $\mathbf{V}(\mathbf{z})$ pour les matériaux nus étudiés est due à la dominance du mode de surface sur les modes de volume. Toutefois, et pour des matériaux lents, comme certains polymères (PMMA, polystyrène), où le mode de Rayleigh ne peut être généré, la périodicité de $\mathbf{V}(\mathbf{z})$ est liée au mode longitudinal.

3- Pour les matériaux hétérogènes étudiés, où la couche est plus rapide que le substrat, le signal $\mathbf{V}(\mathbf{z})$ ne possède qu'une seule période. Par contre, pour ceux, où la couche est moins rapide que le substrat, le signal $\mathbf{V}(\mathbf{z})$ présente une périodicité multiple, due à la multiplicité des modes de surfaces (modes de Lamb généralisés).

L'analyse du coefficient de réflexion $\mathbf{R}(\theta)$ simulée selon le modèle de Brekhovskikh [90] et Yu [95] nous ont permis d'aboutir aux conclusions suivantes:

1. Pour les matériaux étudiés, l'existence des modes de surface est donnée par l'apparition de pics dominants dans le tracé de la phase du coefficient de réflexion. Le nombre des modes de surface correspond au nombre de ces pics.

Toutefois, et pour certains matériaux revêtus, où la couche est moins rapide que le substrat, le nombre de mode de surface est fonction de la fréquence et de l'épaisseur de la couche.

2. Lors de la substitution du liquide de couplage par un autre, les pics de la phase et du module du coefficient de réflexion se glissent. Ce glissement des pics est dû à la différence des vitesses de l'onde acoustique dans les liquides de couplage. Les glissements observés n'affectent nullement les valeurs des vitesses des différents modes.

3. La variation de la densité du liquide de couplage n'influe guère sur le positionnement des pics des différents modes.

4. Pour les matériaux massifs, la variation de la fréquence n'influe pas le positionnement des pics des différents modes et par suite les vitesses de propagation de ces modes.

5. Pour les matériaux monocouches étudiés, et pour une épaisseur donnée de la couche de revêtement, le système couche /substrat est dispersif. Les vitesses des différents modes dépendent de la fréquence de travail. Egalement, ces vitesses changent en fonction de l'épaisseur de la couche, lorsque la fréquence est maintenue constante.

La méthode d'homogénéisation que nous avons proposée nous a permis de contourner le problème que posait la dispersion des modes lors des calculs des constantes élastiques des matériaux massifs et monocouches étudiés. A cet effet, les résultats obtenus nous permettent de conclure ce qui suit:

1. Les constantes élastiques des matériaux monocouches étudiés, en l'occurrence le module de Young, le module de cisaillement et le coefficient de Poisson, varient continuellement des valeurs correspondantes au substrat à celles correspondantes à la couche de monocouches, quand l'épaisseur de cette dernière augmente.

2. Les résultats obtenus relatifs aux constantes élastiques des matériaux étudiés sont en bonne concordance avec les résultats expérimentaux cités dans la littérature, ce qui témoigne de la validité de la méthode d'homogénéisation proposée.

Bibliographique

[1] A. SAIED, C. AMAUDRIC DU-CHAFFAUT, H. COELHO-MANDES, T. GIL, J. ATTAL.

"Microcharacterization of resin used in electronic components en capsulation.
4ème colloque international de la qualité du composant électronique.
PP.191-194, (BORDEAUX.1989)

[2] A. SAIED, C.AMAUDRIC DU-CHAFFAUT, J. M.SAUREL, J. ATTAL.

"Some aspects of evaluation of device reliability" .
Journal de Physique. Colloque C4 ESSDERC. SUP 9, tome 49, PP. 801-804,
(1988).

[3] J. ATTAL, R. CAPLAIN, H. COELHO –MANDES, K.ALAMI, A. SAIED.

"A servey of research in acoustic microscopy applied to metallurgy".
Mecaniccs of coating, leeds-lyon 16 tribology.1990.série 17.PP.315-321.

[4] J. L. LAMARQUE, A. DJOUKHADAR, J. ATTAL

"Intérêt de la microscopie acoustique dans l'étude des structures mammaires".
2nd symposium international "fondements des nouveautés techniques en
médecine"..PP.476-479 (Liège, 15-16 avril1983).

[5] H. R. VETTERS, P. MAYR, S. BOSECK, T. VEBBEN, R. MATTUEL, A. SCHULZ.

"Scanning acoustic microscopy in material characterization" .
Scanning electron microscope III, pp. 981-989, (1985).

[6] C. F. QUATE, R. A. LEMONS.

Acoustic microscope scanning version .
Appl. Phys. Letters. Vol. 24,. p. 193,1974.

[7] R.A.LEMON, C.F.QUATE.

"Acoustic microscopy".
Physical Acoustic 14. Masson and thurston. 1979.

- [8]** H. KUMAR WICKRAMASINGHE.
"Scanned probe microscopy"
AIP conference proceedings 241. Edition American institute of physics. 1991.
- [9]** A. Atalar, M. Hoppe
"High performance acoustic microscope"
Rev. Sci. Instrum. ,pp.2568 -2576 , (1986).
- [10]**A .B. Auld
"Acoustic fields and waves in solids"
Vol.1 et 2, John Wiley, New York,(1973)
- [11]** M. DUBOIS, M. VIENS, A. MOREAU, C. K. Jen
"Ultrasonic attenuation measurements at 300MHZ"
Review of progress in quantitative non destructive evaluation, Plenum Press, New York, Vol. 18, pp.1439- 1456,(1996).
- [12]** K. YAMANAKA
"Analysis of SAW attenuation measurement using the acoustic microscope"
Electronics letters, Vol. .18,pp .587 -589, (1982).
- [13]** J. ATTAL, C. AMAUDRICE DU CHAFFAUT, K. ALAMI, H. COELHO-MANDES , A. SAIED
"Role of coupling fluid in the acoustic signature $V(z)$ "
Electronics letters, Vol. 25n°24, pp. 1625-1626, (1989)
- [14]** A. DOGHMANE, Z. HADJOUR, K. ALAMI, J. M. SAUREL, J. ATTAL.
"Effects of coupling mass loading on the acoustic signature $V(z)$ "
Journal of American society of acoustic, Vol. 92, pp.1545 -- 1550, (1992).
- [15]** Y. C. LEE, J. O. KIM, J. D. ACHANBACH
"Acoustic microscopy measurement of elastic constants and mass density"
IEEE Trans. Ultras. Ferro. Elec.Freq. Contr., Vol.42, pp.253-254, (1991).
- [16]** J.D. ACHENBACH, J. O. KIM, Y. C. LEE,

"Measuring thin -film elastic constants by line-focus acoustic microscopy"
Advances in Acoustic Microscopy, Plenum Press, New York, Vol. 1, pp.153-207,
(1995)

[17] R. D. WEGLEIN, R. G. WILSON.

"Characteristic material signatures by acoustic microscopy".
Electronics Letters..Vol . 4. N°. 12. PP. 352-3548, (juin 1978).

[18] BAILON JEAN-PAUL.

Sciences des matériaux. (2000)

[19] H.COELHO-MANDES.

"Microscopie acoustique:influence des ondes latérales sur la signature acoustique
V(Z)".

Thèse de doctorat. Montpellier.1990.

[20] I.A.Victorov

"In Rayleigh and lamb waves, physical theory and application»

Plenium Press, New York, (1967)

[21] W. PARMON, H.LBERTONI

Ray interpretation of the material signature in the acoustic microscope.

Electronics letters, vol n°15, pp. 684-686, 1979.

[22] H.L.BERTONI

Ray optical evaluation of V(z) in the reflection acoustic microscope

I.E.E.E. Transactions of Sonics and Ultrasonics, vol SU 31 n°2, pp. 105,106. march
1984.

[23] A. ATALAR

"An angular spectrum approach to contrast in reflection acoustic microscopy".

J. Appl., Physics, Octobre 1978.

[24] A. ATALAR

"A physical model for acoustic signatures"

J. Appl., Décembre 1979.

[25] C.F.Quate, A.Atalar

"Acoustic microscopy with mechanical scanning"

A. Review

IEEE. , 1979

[26] C. J. SHEPPARD, T. WILSON

Effects of high angles of convergence on $V(z)$ in the scanning acoustic microscope.
Applied Phys. Letters., (Juin 1981).

[27] W.J. Xu

"Etude par ondes acoustiques de la qualité des interfaces dans une structure multicouches".

Thèse de Doctorat. Université de Valenciennes, France, (1995).

[28] K. ALAMI

"Modélisation et analyse spectrale de la signature acoustique appliquées à la microcaractérisation des matériaux homogènes et stratifiés".

Thèse de Doctorat. Montpellier. (Mai 1991).

[29] J. KUSHIBIKI, N. CHUBACHI

"Material characterization, by line focus beam acoustic microscope"

IEEE Trans. on Sonic and Ultrasonic, vol.32, n° 2, PP.189-212, (1985).

[30] R.A.LEMONS, C.F. OUATE

"Physical acoustic, principles and methods".

Academic Press, (1979).

[31]E. DIEULESAINT, D. ROYER

"Ondes élastiques dans les solides

2ème trimestre (1974).

[32] L. M. BREKHOVSKIKH

"Waves in Layered Media"

Academic Press, (1960).

[33] BREAZEAL, L. ADLER, G. W. SCOTT

"Interaction of Ultrasonic wave incident at the Rayleigh angle into a liquid solid interfaces".

J. Appl., Physics, February, (1977).

[34] WERNER, G. NEUBAEUR

"Ultrasonics reflexion of a bounded beam at Rayleigh and critical angles for a plane liquid solid interface".

Appl., Physics Letters, (1973).

[35] H. L. BERTONI, T. TAMIR

"Unified theory Of Rayleigh angle phenomena for acoustic beams and liquid-solid interfaces".

Appl., Physics, n°2, pp. 157-172, (1973).

[36] G. MOTT

"Reflection and refraction coefficients at a fluid-solid-interface".

The Journal of the Acoustical society of America, vol 50 n°3, pp. 819-829, (1970).

[37] L. M. BREKHOVSKIKH, O. A. GODIN

"Acoustic of layered media I: plane and quasi-plane waves"

Springer-Verlag, Berlin, (1990).

[38] E. p. papadaKis

"Physical Acoustic and microstructure of iron alloys"

International metals Reviews, Vol.29, n°1, PP.1-24, (1984)

[39] p. Dargent

"Contribution à l'interprétation des images obtenues par microscopie acoustique dans les matériaux hétérogènes et /ou anisotropes

Thèse de Doctorat, Université Pierre et Marie Curie, Paris, France, (1989).

[40] K. Alami.

« Modélisation et analyse spectrale de la signature acoustique appliqués à la micro caractérisation des matériaux homogènes et stratifié ».

Thèse de Doctorat .Montpellier .Mai 1991.

[41] H. Coelho-Mandes.

Influence des ondes latérales sur la signature acoustique $v(z)$.

Thèse de Doctorat. Montpellier. Novembre 1990.