وزارة الـ ـ ـتعـ ـلـيـم الـعـالـي و الـبـحـث العـلـ ـمي
Ministère de l'Enseignement Supérieures et de la Recherche Scientifique

BADJI MOKHTAR ANNABA UNIVERSITY
UNIVERSITE BADJI MOKHTAR ANNABA

جـــامـعـة باجي مختار عـنـابـــة

Année 2010

Faculté des Sciences
Département de Physique

MEMOIRE

Présenté en vue de l'obtention du diplôme de

MAGISTER

Optimisation des paramètres élastiques d'un système multicouches supraconducteur par des techniques acoustiques.

Option:

MATERIAUX et APPLICATIONS

Par

SAYOUD NAWAL

DIRECTEUR DE MEMOIRE : Y. BOUMAïZA maître de Conférence U. Annaba

Devant le Jury:

Président du Jury :	A. Gasmi	Professeur	U. Annaba
Examinateur :	A. Boudour	maître de Conférence	U. Annaba
Examinateur :	M. Ben chiheub	maître de Conférence	U. Annaba

ملخص

يتطرق هدا العمل إلى الدراسة بالمماثلة (simulation) للثوابت المرنة لبعض .المواد، المغطاة منها و غير المغطاة، مثل YB_ACuOو P_rB_ACuO

ترتكز الدراسة على مماثلة الإشارة الصوتية الملتقطة بواسطة المجهر الصوتي الدى يعمل على مبدأ انعكاس الأمواج و دلك خلال عملية الاستكشاف للمادة.

مكننا الاستثمار الجيد لهده الإشارة من تحديد تغيرات معامل انعكاس الأمواج الصوتية بدلالة زاوية ورود الموجة على السطح كما حددنا بالإضافة إلى دلك- بالنسبة للمواد المغطاة- تغيرات هدا المعامل بدلالة سمك طبقة الغطاء وتواتر الموجة الصوتية الواردة.

سمح لنا تحليل معامل الانعكاس بتحديد الثوابت المرنة وهى معامل يونغ، معامل القص ومعامل يواسون للمواد المدروسة.

المفاتيح .المجهر الصوتي، الأمواج الصوتية، الإشارة الصوتية ،معامل الانعكاس، الثوابت المرنة، التغطية، المواد المغطاة، المعاينة غير المحطمة (NDT. وCND)

Résume

Le présent travail traite de l'étude par simulation des propriétés élastiques de certains matériaux massifs (nus), en l'occurrence l'YB_ACuO et le P_rB_ACuO, et de matériaux revêtus (couche/substrat) : YB_ACuO / P_rB_ACuO et P_rB_ACuO / YB_ACuO.

L'étude se base sur la simulation du signal acoustique reçu par le microscope acoustique à réflexion lors de l'exploration d'un matériau nu ou revêtu .L'exploration du signal simulé nous a permis de connaître la variation du coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence de l'onde acoustique excitatrice .De plus et pour les matériaux revêtus, nous avons déterminé aussi les variations de ce coefficient en fonction de l'épaisseur de la couche de revêtement et de la fréquence du signal .De l'analyse du coefficient de réflexion , nous avons déterminé les variations des constantes élastiques des matériaux considérés (nus et revêtus), en l'occurrence le module de Young , le module de cisaillement et le coefficient de poisson .

Mots clés :

Microscopie acoustique, ondes acoustiques, signature acoustique, coefficient de réflexion, propriétés élastiques, revêtement, matériaux multicouches, Contrôle Non Destructif (CND).

Abstract:

The present work has as subject the simulation study of the elastic properties of some uncoated materials, namely l'YB_ACuO et le P_rB_ACuO, and coated materials

(layer / substrate) namely YB_ACuO / P_rB_ACuO et P_rB_ACuO / YB_ACuO.

This study is based on the simulation of the acoustic signal obtained by the reflex ion acoustic microscope upon the exploration of a coated or uncoated material.

The examination of the simulated signal has permitted the determination of the variation of the reflection coefficient with respect to the incidence angle of the exciting acoustic wave .Moreover, for coated materials , we have determined the variations of this coefficient with respect to the thickness of the coating layer and the signal frequency . By the analysis of the reflection coefficient, we calculated the variations of the material elastic properties (coated and uncoated), namely Young and Shears modules and Poisson coefficient.

Keywords:

Acoustic microscopy, acoustic waves, acoustic signing, reflection coefficient, elastic properties, coating, multilayer materials, Non Destructive Testing (NDT).

Dédicace

Je dédie ces pages :

A mes très chères parents

A mes enseignants, du primaire à l'université.

En témoignage de ma profonde gratitude

Remerciements

Ce travail a été effectué à l'institut de physique de l'université Badji-mokhtar d'Annaba. son laboratoire.

Je suis très reconnaissant à Monsieur **Boumaiza Youcef** qui a dirigé ce travail, je le remercie de la grande disponibilité dont il a fait preuve à mon égard, et tout particulièrement de la confiance qu'il m'a témoigné et qui s'est avérée indéniablement motivante. Je le remercie pour sa longue patience et surtout pour son aide précieuse durant toutes ces années, malgré sec nombreuses occupations.

Mes remerciements vont également à Monsieur le professeur **Ali Gasmi**, professeur à l'université de Annaba pour l'honneur qu'il me fait en présidant mon jury, j'exprime mes vifs remerciements pour les efforts qu'il a très gentiment accepté de faire pour que cette soutenance ait lieu.

Je tiens aussi à remercier Monsieur **Amr Boudour,** Maitre de conférences à l'université Badji-mokhtar d'Annaba, pour ses conseilles et l'aide bibliographique qu'il m'a offerte, pour l'aide précieuse qu'il m'a apportée pour la réalisation de ce travail.
Mes remerciements vont également à Monsieur **M. Benchiheub,** Maitre de conférences à l'université Badji-mokhtar d'Annaba, pour ses conseilles qu'il m'a offerte, pour l'aide précieuse qu'il m'a apportée pour la réalisation de ce travail.

Je tiens aussi à remercier Monsieur **T**arek **Tahraoui**, maitre assistant à l'université Badji Mokhtar d'Annaba, pour son aide et ses conseils précieux, je lui exprime ma profonde gratitude.

Ma gratitude sincère va à mes enseignants de post graduation qui, dans des conditions difficiles, ont donné le meilleur d'eux-mêmes pour nous prodiguer un enseignement de qualité.
A toute personne qui a contribué de près ou loin dans ce travail, j'exprime mon entière gratitude.

Liste des symboles

k	Nombre d'onde
d	Epaisseur de la couche mince
σ	Contrainte mécanique
ε	Déformation
ν	Vitesse
u	Déplacement
λ, μ	Coefficients de Lamé
β	Composante tangentielle du vecteur d'onde
η	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
ρ	Densité
Φ	Champ acoustique scalaire
Ψ	Champ acoustique vectoriel
E	Module de Young
G	Module de cisaillement
K	Module de compressibilité
ν	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 Fourrier inverse de $\mathrm{V}(\mathrm{z})$
z	Dévocalisation
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

Table des matières

Table des matières....0
Liste des Figures....8
Liste des Tableaux....10
Introduction général....11
Chapitre 1....13
1. Introduction....14
2. La contrainte et la déformation....14
2.1. La contrainte....14
2.1.1. Contraintes normales:....14
2.1.2. Contraintes tangentielles :....15
2.2. La déformation....15
2-3. Relation entre la contrainte et la déformation....16
3. Les constantes élastiques....17
3.1. Module de Young "E''....17
3.2. Module de poisson '' υ ''....18
3.3. Module de cisaillement ''G''....19
3.4. Module de compression ''K''....19
3.5. Relation entre les différents modules d'élasticité....19
4. Mesure des constantes élastiques....20
5. Différents modes de propagation....21
5.1. Ondes de Rayleigh....21
6.2. Ondes latérales longitudinales....21
6.3. Onde transversale....22
6.4. Onde de Lamb....22
Chapitre 2....23
1. Introduction....24
2. Eléments du microscope acoustique (SAM)....24
2.1. La partie acoustique....24
2.1.1. Le transducteur....24
2.1.2. Ligne à retard....25
2.1.3. La lentille acoustique....25
2.1.4. Liquide de couplage....26
2.2. Partie électronique....26
2.3. Partie mécanique....27
2.4. Partie imagerie....27
3. Principe de fonctionnement....27
4. Avantage du S.A.M....28
5. Analyse quantitative....29
6. Analyse qualitative....29
Chapitre 3....30
1. Le Pouvoir Réflecteur....31
1.1. Introduction....31
1.2. Modèle de Brekhovskikh....31
1. 2.1. Détermination du coefficient de réflexion dans le cas d'un matériau massif....31
1.2.1.1. Réflexion à l'interface liquide-solide....31
1.2.2. Détermination du cœfficient de réflexion dans le cas monocouche....34
1.2.2.1. Réflexion à l'interface solide-solide....34
1.2.3. Détermination du coefficient de réflexion pour un système multicouche....36
1.3. Modèle de Schoch....37
1.4. Calcule de la vitesse de Rayleigh d'après R (θ)....38
2. La Signature Acoustique V (z)....38

2.1. Introduction 38
2.3. Expression générale du v (z) 39
2.4. Traitement numérique de v (z) 40
2.4.1. La soustraction de la réponse de la lentille 40
2.4.2. La transformée de Fourier rapide (FFT) 40
2.4.3. Le fenêtrage 42
Chapitre 4 43
1. Introduction 44
2. Etude des matériaux massifs 44
2. 1. Etude des systèmes Eau / YB_ACuO et Eau / P_rB_ACuO 44
2.1.1 Détermination de la vitesse V_R à partir de coefficient de réflexion. 44
2.1.2. Analyse de l'amplitude 45
2.1.3 Analyse de la phase 46
2.2. Détermination de la vitesse V_R partir du V (z) 46
2.3. Influence du liquide de couplage 48
2.3.1. Influence de la densité 48
2.3.2. Influence de la vitesse du liquide de couplage sur les différents modes de propagation 51
2.4. Calcul des constantes élastiques des matériaux étudiés 52
3. Etude des structures monocouches 53
3.1. Etude du système YB_ACuO / P_rB_ACuO 53
a). Effet de l'épaisseur 53
b). Effet de la fréquence 55
3.2. Etude du système: P_rB_ACuO / YB_ACuO 56
3.2.1. Effet de l'épaisseur 56
3.2.2. Effet de la fréquence 60
4. Détermination des constantes élastiques 61
4.1. Dans le cas YB_ACuO / P_rB_ACuO 61
4.2. Dans le cas P_rB_ACuO / YB_ACuO 62
Conclusion générale 64
Bibliographie 66

Liste des Figures

Chapitre I
Figure I.1 : La détermination des contraintes normales et tangentielles
Figure I.2 : Baguette sous l'influence d'une contrainte unie axiale [6]
Figure I.3 : Eprouvette soumise à une déformation de cisaillement
Figure I.5 : La relation entre la déformation et la contrainte [5]
Figure I.6 : Eprouvette soumise à une traction uni axiale
Figure I-7 : Ondes de Rayleigh
Figure I-8 :Onde de Lamb

Chapitre II
FigureII 1 : Schéma du capteur acoustique
Figure II.2 : Schéma du capteur et des trajets acoustiques en réflexion

Chapitre III
Figure III.1 : Réflexion et transmission à l'interface Liquide – Solide
Figure III.2 : propagation des ondes acoustiques dans le système liquide – couche – substrat
Figure III-3 : La signature acoustique $V(z)$ théorique du système H_2O/Al [100] capteur ouvert à 50°, f = 565 MHZ
Figure III-4 : Spectre FFT théorique du système de H_2O/Al [100] capteur ouvert à 50°, f = 565 MHZ
Figure IV-1 : Cœfficient de réflexion du système Eau/YB_ACuO, a) Module b) Phase
Figure IV-2 : Cœfficient de réflexion du système Eau/P_rB_ACuO, c) Module d) Phase
Figure IV-3 : Signature acoustique V (z), a) V (z) de l'YB_ACuO b) V (z) de PrB_ACuO
Figure IV-4 : FFT brut de la signature acoustique, a) FFT de l' YB_ACuO b) FFT de PrB_ACuO
FigureIV-5 : FFT après fenêtrage (fenêtre de Blackman), a) FFT de l' YB_ACuO b) FFT de PrB_ACuO
Figure IV-6 : Fonction de réflexion de l'YB_ACuO pour différents liquides (Eau-Mercure), a) Module b) Phase
Figure IV-7 : Signature acoustique et spectre FFT de l'YB_ACuO pour différents liquides (Eau-Mercure) a)Signature acoustique V (Z) b) Spectre de FFT
Figure IV-8 : La fonction de réflexion de P_rB_ACuO pour différents liquides (Eau-mercure), a) Module b) phase
Figure IV-9 : La signature acoustique et spectre FFT du P_rB_ACuO pour différents liquides. (Eau-mercure) a) La signature acoustique V (z) b) Spectre FFT
Figure IV-10 : Fonction de réflexion de l'YB_ACuO (Eau- Glycérine-ccl_4), a) Module b) Phase
Figure IV-11 : Signature acoustique de l'YB_ACuO pour différentes vitesse v_0 (Eau-Glycérine-CCL_4)
Tableau IV-6 : Calcul des constantes élastiques(E, G, ν) des matériaux étudiés.
Figure IV-12 : La fonction de réflexion $R(\theta)$ pour le système YB_ACuO / P_rB_ACuO, pour F = 600MHZ, a) Module b) Phase
Figure IV-13 : Variation de la vitesse transversale et de Rayleigh en fonction de l'épaisseur, de l'YB_ACuO (F = 600 MHZ), a) Vitesse de Rayleigh V_R b) Vitesse transversale V_t
Figure IV-14 : La fonction de réflexion $R(\theta)$ pour le système YB_ACuO / P_rB_ACuO, pour différentes fréquences (d = 4μm)
Figure IV-15 : Courbes de dispersion de la vitesse de Rayleigh, pour une épaisseur de 4 μm de l'YB_ACuO.
Figure IV-16 : La signature acoustique V (z) du système P_rB_ACuO / YB_ACuO, (F = 600MHZ, e = 4μm).
Figure IV-17 : La fonction de Réflexion R (θ) pour le système P_rB_ACuO / YB_ACuO, Pour différentes épaisseurs (F = 600MHZ).

Figure IV-18 : Apparition du pic du mode de Lamb à l'épaisseur 2.5µm du P_rB_ACuO.
Figure IV-19 : Courbe de dispersion de la vitesse de Rayleigh, pour une différente épaisseur de P_rB_ACuO (F=600MHZ).
Figure IV-20 : La fonction de Réflexion R (θ) pour le système P_rB_ACuO/ YB_ACuO pour plusieurs fréquences (e = 4µm).
Figure IV-21 : Courbe de dispersion de la vitesse de Rayleigh, pour une épaisseur de 4µm de P_rB_ACuO
Figure IV-24 : Variation des constantes élastiques du système YB_ACuO / P_rB_ACuO.
Figure IV-25 **:** Variation des constantes élastiques du système P_rB_ACuO / YB_ACuO.

Liste des Tableaux

Chapitre I
Tableau I-1: valeurs indicatives de E, G et de ν de divers matériaux supraconducteurs.

Chapitre II
Tableau II.1 : différentes caractéristique de la lentille.
Tableau II.2: caractéristiques de quelques couplant [22].

Chapitre IV
Tableau IV-1 : Vitesse de Rayleigh des matériaux étudiés déterminées à partir de R (θ) et V (z).

Introduction général

De nouvelle technique de visualisation microscopiques basées sur des principes physiques différents que ceux utilisés par des instruments bien connus tels que les microscopes optiques et électronique, se sont actuellement développés ; on peut citer à ce propos les méthodes d'analyse par propagation des ondes acoustiques : L'idée de produire des ondes acoustiques aux fréquences de l'ordre du gigahertz, avec des performances comparables à celle de l'optique, date de plus de 40ans.

Cependant, l'utilisation des ultrasons en microscopie remonte aux années 1970, à la suite de très importants travaux de Quate de l'université de Stanford. Depuis, plusieurs prototypes de microscope acoustique, selon leurs modes de fonctionnement, ont été mis au point dans différents laboratoires de recherche. L'appareil qui semble aujourd'hui prendre une place grandissante dans le contrôle non-destructif est le microscope acoustique à balayage en mode de réflexion (Scanning Acoustique Microscope : SAM) utilisant le capteur piézoélectrique en émission et réception.

Le contrôle non destructif CND est une technique de caractérisation qui, n'affecte en rien les propriétés physiques, chimiques et mécaniques de ce matériau.

De nos jours, ce type de contrôle non destructif devient très important dans les différents domaines de la science, de la technologie et de l'industrie. On assiste à un foisonnement de technique de CND dont les bases théoriques sont simples et bien connues. Parmi ces techniques nous pouvons citer les ultrasons. L'émission acoustique, la microscopie acoustique, les courants de foucault pulsés, l'interférométrie laser, la thermographie. La majorité de ces techniques de CND sont des méthodes de contrôle local et parfois associées à balayage.

Le CND par microscopie acoustique est couramment utilisé pour rechercher des défauts dans des pièces métallurgiques. Il se base sur le principe suivant : un signal électrique est envoyé au transducteur ultrasonore, qui émet dans la structure à contrôler une onde élastique dont la propagation sera influencée par la présence d'éventuels défauts (fissures, inclusions...). Après avoir traversé la partie à contrôler, l'onde est détectée par un récepteur ultrasonore, souvent confondu à l'émetteur.

La microscopie acoustique permet la détermination des propriétés élastiques des matériaux isotropes, anisotropes et amorphes, ainsi que ceux des nanocristaux. Elle également utilisée pour l'usure et l'endommagement par frottements et pour la détection des fissures. La microscopie acoustique permet la caractérisation de la qualité des revêtements des matériaux, en l'occurrence, leur épaisseur et leur homogénéité, leurs propriétés élastiques, leur taux de porosité, leur état d'adhésion et des défauts de revêtement comme le décollement par exemple ou la présence des fissures internes. La microscopie acoustique est également utilisée dans le domaine de la corrosion. En microélectroniques, elle permet de tester les géométries réalisées des structures des dispositifs microélectroniques ainsi que leur état d'adhésion.

Ce qui nous a incité à la modélisation des matériaux supraconducteur. Afin de déterminer les paramètres élastiques d'après l'analyse quantitatif de la signature acoustique V (z) et de coefficient de réflexion R(θ) pour déterminer les différents modes de propagation dans ce type de matériaux.

Rappelons que la microscopie acoustique est une méthode dynamique qui consiste à soumettre les échantillons à des ondes ultrasonores. Chaque impulsion acoustique recueillie par le transducteur électroacoustique constitue un événement qui donne lieu à un signal électrique appelé communément la signature acoustique V (z). Le traitement et l'analyse de cette signature permettent de calculer les vitesses des ondes de surface (généralement les ondes de Rayleigh) qui se propagent sur le matériau. Par conséquent, des informations très précieuses sur la nature des matériaux peuvent être déterminées quantitativement.

Nous proposons d'étudier des matériaux supraconducteurs dans le cas massif et des couches minces de l'YB_ACuO et le P_rB_ACuO. Le présent mémoire comprendra quatre chapitres.
Après un bref rappel des propriétés élastiques des matériaux (chapitre I), nous présentons la description générale du microscope acoustique ainsi que son principe de fonctionnement
(Chapitre II). Puis nous présentons le pouvoir réflecteur et le cœfficient de réflexion dans les systèmes massif, monocouche et multicouche ainsi les méthodes utilisées pour interpréter et prévoir les courbes de la signature acoustique V (z) (chapitre III).

Enfin le chapitre quatre est consacré aux résultats de modélisation du coefficient de réflexion et de la signature acoustique V (z), qui nous permettre de trouver les vitesses (vitesse longitudinal, vitesse transversal et la vitesse de Rayleigh) afin de calculer les modules d'élasticités de ces matériaux (module de Young, module de Cisaillement et le coefficient de poisson) en fonction de l'épaisseur de la couche et la fréquence de travail.

Chapitre 1

1. Introduction

Tout progrès technologique important est 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 thermomécaniques ou chimiques qu'il a subit 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. 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'' [1]
Pour la détermination des propriétés élastiques des matériaux, on utilise deux types de méthodes :
Méthodes statiques par essai mécaniques (essai de traction, de torsion, de compression, de dureté, de résilience …).
Méthodes dynamiques [2,3] par propagation d'ondes (émission acoustique, microscopie acoustique,…). Ces méthodes permettent de caractériser les matériaux sans destruction d'échantillons.

2. La contrainte et la déformation

Quand un solide est soumis à l'action de forces extérieures, des contraintes s'établissent, par réaction, à l'intérieur de ce corps. Aux contraintes sont associées des déformations. Tant que le comportement du solide se situe dans le domaine élastique, les relations existantes entre les contraintes et les déformations sont définies par la théorie de l'élasticité linéaire des milieux continus [4].

L'étude du comportement élastique d'un matériau soumis à de petites déformations (non irréversibles), permet de déterminer les constantes élastiques en fonction du type de sollicitation (traction, cisaillement, compression…).

2.1. La contrainte

La contrainte est la proportion entre la force $\vec{F}$ et la surface S située sous l'influence de cette force appliquée. Pour un angle ($\theta \neq 90°$) à la surface, la force peut se décomposée à deux:
-Composition tangentielle.
-Composition normale.

Pour cela on peut déterminer deux types de contraintes [5].

2.1.1. Contraintes normales:

Les contraintes normales résultantes de l'application d'une force perpendiculaire à la surface. Cette force peut attirer le corps vers l'hors et crée la contrainte d'attraction. Et la force de compression crée la contrainte de compression.

La contrainte normale est déterminée à partir de la relation suivante :

$$\sigma_c = \frac{F_n}{S} \qquad \text{(I-1)}$$

Où: F_n : est composante normale de la force $\vec{F}$ (figure I-1).

2.1.2. Contraintes tangentielles :

Les contraintes tangentielles résultantes de l'application d'une force tangentielle à la surface du corps et nommée contrainte de cisaillement. La contrainte tangentielle est déterminée par la relation suivante :

$$\sigma_t = \frac{F_t}{S} \qquad \text{(I-2)}$$

Où: F_t : est la composante tangentielle de la force $\vec{F}$ (FigureI-1)

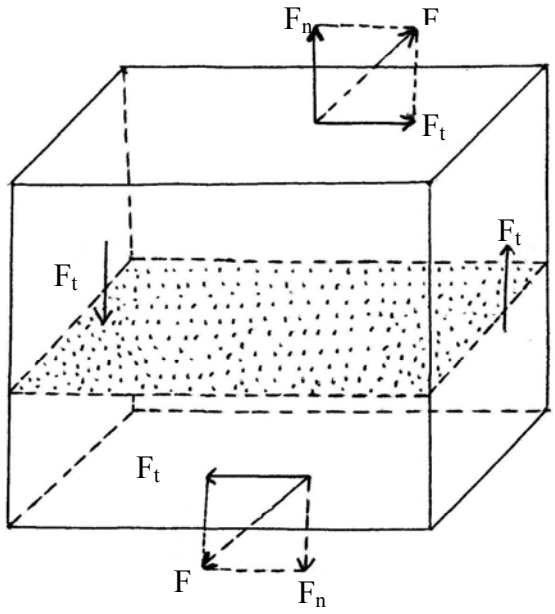


Figure I.1 : La détermination des contraintes normales et tangentielles

2.2. La déformation

On applique une contrainte à un corps, ce dernier soumis à la modification de forme d'après la nature de la matière et le type de la contrainte appliquée (élastique, ou non élastique). Les matériaux élastiques peuvent être s'influencer simplement par les contraintes, tandis que les matériaux solides résistent à tous types de contrainte.

Dans la figure (I-2) a représenté la déformation résultante à l'application d'une force d'attraction, cette déformation uni axiale faite l'allongement du corps à la sens d'attraction et contraction de la section.

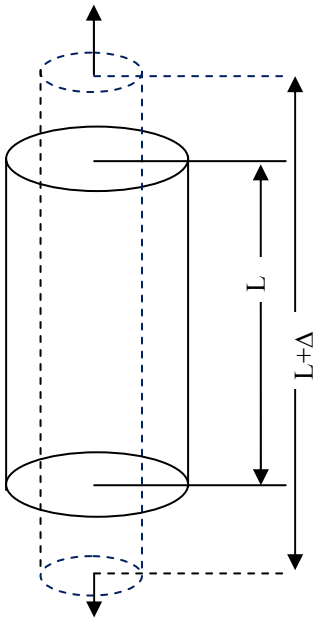


Figure I.2 : Baguette sous l'influence d'une contrainte unie

La Figure (I-3), se présente la déformation crée par la contrainte de cisaillement, sous un angle γ nommé angle de cisaillement

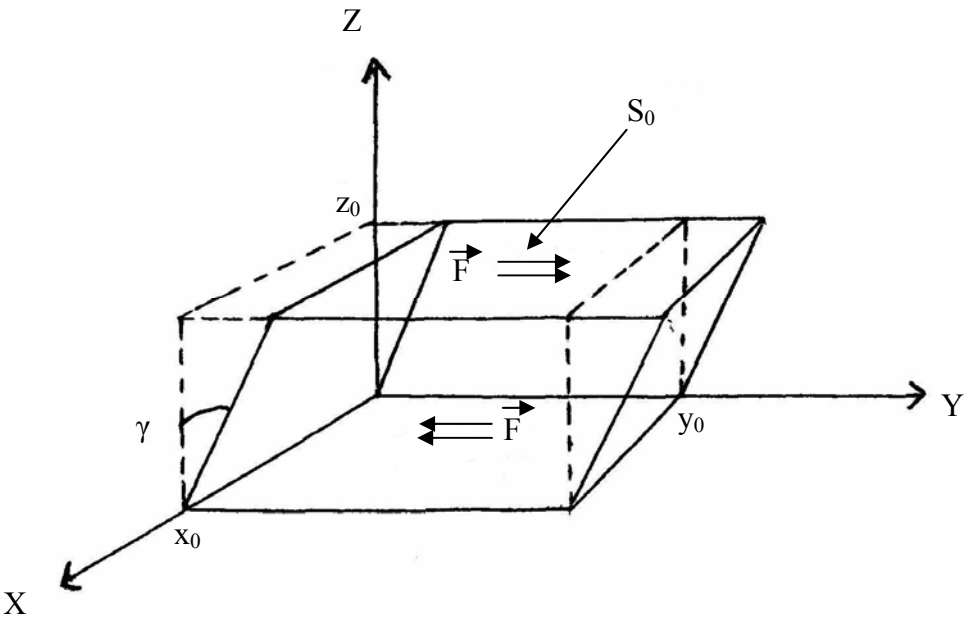


Figure I.3 : Eprouvette soumise à une déformation de cisaillement

2-3. Relation entre la contrainte et la déformation

La Figure (I-5) présente la relation entre la contrainte et la déformation [5].on constate expérimentalement, que pour des petites déformations, la contrainte appliquée est proportionnelle linéairement à la déformation dans les corps, et si la croissance du déformation augmente, la relation est devient non linéaire, mais le dernier reste élastique et peut revenir à leur

cas initiale pour la disparition de déformation (zone de déformation élastique). Tandis que la contrainte est dépassé une certain valeur de l'ordre de 10^{-4} à 10^{-3}, tandis que les matériaux solides, la déformation est devient permanente (zone de déformation non élastique) [5].
La zone qui est intéressante pour l'étude acoustique est la zone de déformation élastique linéaire, qui nous permettent de trouver les constantes élastiques [5,6].

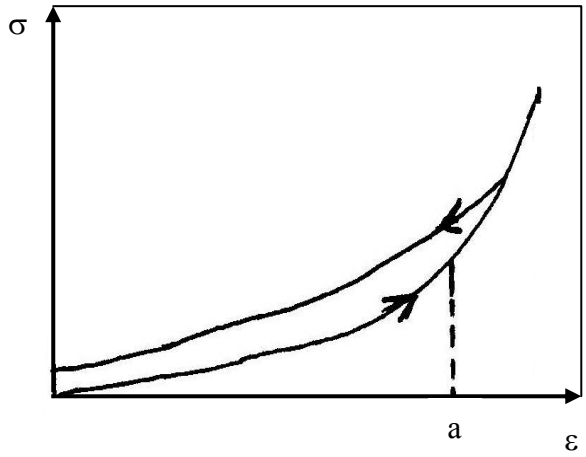


Figure I.4 : La relation entre la déformation et la contrainte [5]

3. Les constantes élastiques

3.1. 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 proportionnelle à sa longueur initiale x_0 (Figl I-6).

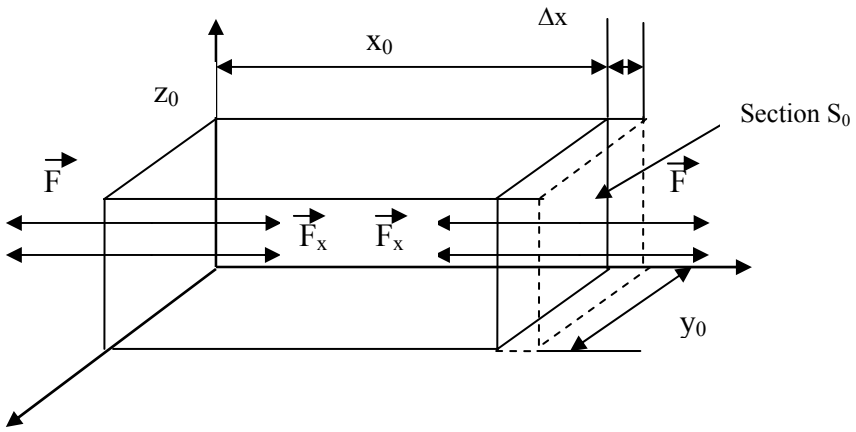


Figure I.5 : Eprouvette soumise à une traction uni axiale

Cette allongement entraîne l'apparition d'une force de rappelle F_r, qui est égale en valeur absolue mais de sens opposé à la force appliquée $\vec{F}$:

$$|F_r| = |F|$$

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

$$\varepsilon_x = \frac{\Delta x}{x_0} \qquad \text{(I-3)}$$

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

$$\sigma_x = \frac{F}{S_0} \qquad \text{(I-4)}$$

D'autre part, d'après la loi de Hooke [5,7], la contrainte σ_x est proportionnelle à la déformation

ε_x est la constante de proportionnalité ''E'' est appelée module de Young ou module d'élasticité :

$$E = \frac{\sigma_x}{\varepsilon_x} \qquad \text{(I-5)}$$

Le module de Young E est une propriété fondamentale du matériau.

On donne les valeurs des modules d'élasticités des matériaux que nous avons considérés dans travail [8]. .

Les matériaux	P_rB_ACuO	YB_ACuO
E (GPA)	59.40	92.20
G (GPA)	25.00	38.00
ν (GPA)	0.18	0.19

Tableau I-1: valeurs indicatives de E, G et de ν de divers matériaux supraconducteurs.

3.2. Module de poisson '' υ''

Lors d'un essai de traction l'allongement obtenu dans le sens de l'application de la force entraîne alors l'augmentation du volume partiellement compensée par des contractions latérales.
En effet, en traction simple, un solide est déformé selon les trois directions : dans le sens de l'axe Ox il ya un allongement Δx et dans les directions Oy et Oz des rétrécissements (contractions latérales) qui sont égales à Δy et Δz.
Il en découle que, même si les contraintes σ_y et σ_z (contraintes parallèles à Oy et Oz) sont nulles, les déformations ε_y et ε_z ne le sont pas et sont égales à :

$$\varepsilon_y = \frac{\Delta y}{y_0} \text{ et } \quad \varepsilon_z = \frac{\Delta z}{z_0}$$

Dans le cas d'un solide isotrope, les déformations relatives ε_y et ε_z sont égales et les trois déformations sont reliées entre elle par le coefficient de poisson ν :

$$\nu = (-\varepsilon_y / \varepsilon_x) = (-\varepsilon_z / \varepsilon_x) \qquad \text{(I-6)}$$

La variation de volume relative sera donc de la forme :

$$\Delta = \frac{\Delta v}{v_0} = (v - v_0)/v_0 \qquad \text{(I-7)}$$

Ou :

$$v_0 = x_0 y_0 z_0 \qquad \text{(I-8)}$$

Et

$$v = x_0(1+\frac{\Delta x}{x})y_0(1+\frac{\Delta y}{y_0})z_0(1+\frac{\Delta z}{z_0}) \qquad \text{(I-9)}$$

En se limitant aux petites déformations, On peut négliger alors les termes contenant les infiniment petits d'ordre ≥ à 2 .Ceci permet d'écrire, en tenant compte des équations (I-7, I-8, I-9) que:

$$\Delta = \frac{\Delta x}{x_0} + \frac{\Delta y}{y_0} + \frac{\Delta z}{z_0} = \varepsilon_x + \varepsilon_y + \varepsilon_z \qquad \text{I-10)}$$

En introduisant dans l'équation (I-10) la valeur du coefficient de poisson (ν) (relation (IV-6)), on obtient finalement :

$$\Delta = \varepsilon_x(1-2\nu) \qquad \text{(I-11)}$$

Nous pouvons remarquer que ν varie de 0 à 0.5. La valeur limite supérieure égale à 0.5 correspond à une variation nulle du volume lors d'un essai de traction (Δ = 0).

3.3. Module de cisaillement ''G''

Lors d'une déformation de cisaillement une force transversale F est appliquée sur l'échantillon (Figure I-2).
La contrainte correspondante σ_y conduit à une déformation mesurée par l'angle de cisaillement γ :

$$\gamma = \frac{\Delta y}{z_0} \qquad \text{(I-12)}$$

Si γ est petit, le module de cisaillement G est alors défini par :

$$\sigma_y = G_\gamma \qquad \text{(I-13)}$$

3.4. Module de compression ''K''

La compression uniforme constitue le troisième type de déformation simple celle-ci apparaît lorsqu'un solide est soumis à une pression hydrostatique. Il existe alors une relation simple entre la pression (p) et la variation relative de volume ($\Delta = \Delta v/v_0$) donnée par :

$$P = -K\Delta$$

K est le module de compressibilité volumique.

3.5. Relation entre les différents modules d'élasticité

Dans le cas d'un solide isotrope les quatre constantes élastiques (E, G, K et ν) sont reliées entre eux par la relation suivante :

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

Il faut noter que sur les quatre constants élastiques, il n'en existe que deux qui soient indépendantes. Ces relations ne sont valables que pour des solides isotropes.
Dans le cas le plus général d'un solide anisotrope, il existe 21 constants élastiques indépendants.

4. Mesure des constantes élastiques

Pour un milieu homogène et isotrope, les vitesses longitudinales et transversales sont reliées aux coefficients de Lamé λ et μ par les relations suivantes :

$$\lambda = \rho(v_l^2 - v_s^2) \quad \text{(I-15)}$$

$$\mu = \rho(v_s^2) \quad \text{(I-16)}$$

Ou ρ : la densité du matériau

Quant aux constants élastiques, elles sont exprimées par les relations suivantes [12] :

Module de Young:

$$E = \mu(3\lambda + 2\mu)/(\lambda + \mu) \quad \text{(I-17)}$$

Module de cisaillement:

$$G = \mu \quad \text{(I-18)}$$

Coefficient de poisson:

$$\mu = \lambda/2(\lambda + \mu) \quad \text{(I-19)}$$

On peut montrer que les constantes d'élasticité E, G et υ sont associées entre elles par l'expression :

$$G = \frac{E}{(2 + (1 + \nu))} \quad \text{(I-20)}$$

Pour un milieu homogène et isotrope, les vitesses sont reliées aux constants élastiques par les relations suivantes [4,13] ce sont les relations que l'on utilise le microscope acoustique.

- Le module de Young :

$$E = \rho V_s^2 \left(\frac{3V_l^2 - 4V_s^2}{V_l^2 - V_s^2} \right) \quad \text{(I-22)}$$

- Le module de cisaillement :

$$G = \rho V_s^2 \quad \text{(I-23)}$$

- Le coefficient de poisson :

$$\nu = \frac{2V_s^2 - V_l^2}{2(V_s^2 - V_l^2)} \quad \text{(I-24)}$$

- Le module de compressibilité :

$$K = \rho\left(\frac{3V_l^2 - 4V_s^2}{3}\right) \qquad \text{(I-25)}$$

Où V_s : vitesse transverse et V_l : vitesse longitudinale
et ρ : étant la densité du matériau.

5. Différents modes de propagation

Il existe plusieurs modes de propagation
Une onde de surface acoustique n'affecte que les particules du milieu qui se trouvent à primité immédiate de sa surface de séparation avec le vide ou avec un autre milieu. Les vitesses de propagation des ondes de surface sont toujours supérieures aux ondes de volume dans un matériau donné. Ces ondes sont de plusieurs types, en fonction de leur nature (polarisation,…) et de la nature du matériau (isotrope ou non, piézoélectrique,…).

5.1. Ondes de Rayleigh

L'existence d'une onde guidée sur l'interface plane libre d'un solide semi infini, a été prédite pour la première fois par Rayleigh (1885). Cette onde est constituée de composantes longitudinale et transversale, déphasées de 90°, contenue dans le plan sagittal (plan défini par le vecteur d'onde et la normale à la surface). Elle se propage à une vitesse qui est légèrement inférieure à celle des ondes de cisaillement. Dans le cas d'une interface liquide / solide, l'onde de Rayleigh est réémise et à travers l'interface et par suite s'atténue suivant sa direction de propagation. Le déplacement des particules est décroissant en fonction de la profondeur, il est totalement nul à partir d'une profondeur de 2λ [14,15].les particules de surface se déplacent en ellipse (FigureI-8) La profondeur de pénétration de l'onde est de l'ordre de la longueur d'onde. La vitesse de propagation est notée V_R.

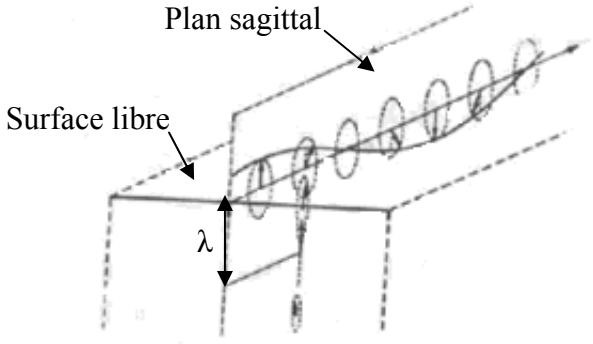


Figure I-6 : Ondes de Rayleigh

6.2. Ondes latérales longitudinales

Ce type d'onde appelé aussi surface skimming longitudinal waves, représente des modes forcés et entretenus par l'excitation incidente, se propageant à la surface d'un matériau.
L'onde est dite longitudinale si sa direction de propagation (déplacement de l'énergie) est parallèle à la direction des vibrations du point matériel excité. La vitesse de propagation est dite vitesse longitudinale et est notée v_l.

6.3. Onde transversale

L'onde est dite transversale si sa direction de propagation est perpendiculaire à la direction des vibrations du point matériel. La vitesse de propagation est dite transversale et est notée v_s . Dans les matériaux solides, généralement la direction de propagation de l'onde n'est ni parfaitement parallèle ni parfaitement perpendiculaire à la direction de déplacement des particules.

L'onde est dite ainsi quasi-longitudinale ou quasi-transversale [6]. Dans les fluides, les cisaillements ne peuvent avoir lieu. Le milieu est caractérisé par un seul coefficient appelé module de compressibilité adiabatique *B,* et par suite, seul le mode longitudinal peut s'y propager à une vitesse, notée v_0 , généralement bien inférieure à celle dans les solides.

6.4. Onde de Lamb

Lorsque le matériau est une plaque dont l'épaisseur est égale à une longueur d'onde, deux types d'ondes peuvent se propager :
Ce sont les ondes de Lamb symétrique et antisymétriques (FigI-9).

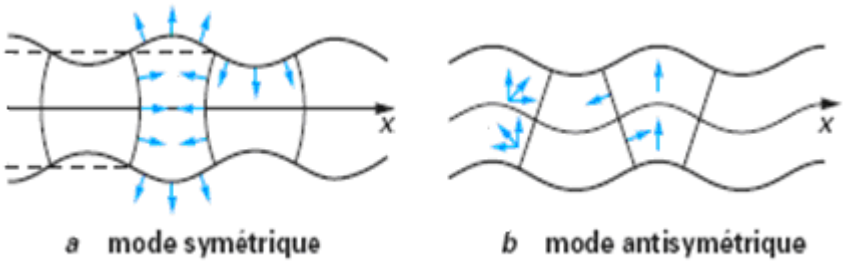


Figure I-7:Onde de Lamb

a) symétrique : de part et d'autre du plan médian les composantes longitudinales sont égales et les composantes transversales sont opposées.
b) Antisymétrique : de part et d'autre du plan médian la composante longitudinale change de signe mais pas la composante transversale.

Ce chapitre concerne les généralités sur les propriétés élastiques et leurs relations et la détermination de propagation des ondes élastiques pour voir ensuite la description d'élément du microscope acoustique et leur principe de fonctionnement à la caractérisation des matériaux (chapitre II).

Chapitre 2

1. Introduction

Au cours de ces dernières années, la microscopie acoustique s'est imposée comme une nouvelle technique efficace de micro caractérisation, notamment pour les matériaux optiquement opaques [1].
La microscopie acoustique est la seule méthode de visualisation à fournir des images du cœur de la matière, à l'échelle du micromètre. C'est donc une technique d'imagerie de l'infiniment petit.
Les mesures de cette technique, non destructive par excellence, peuvent se faire au voisinage de la surface ou sous une profondeur relativement importante. Les deux grandes applications, couramment offerts par cette méthode, restent l'imagerie et la micro caractérisation [2]. En microscopie acoustique le support de l'information est assuré par les ultrasons dont la longueur d'onde détermine la résolution. La génération et la détection de l'onde sont purement acoustiques. Elle fait appel à la piézoélectricité.

L'exploitation des ondes acoustiques dans le domaine de la microscopie acoustique a été réalisée la première fois à STANFORD. Quate et Lemons [1] y développèrent le premier instrument en 1974 appelé SAM (Scanning Acoustique Microscopy) [3].

Depuis lors, de nombreux travaux ont été effectués pour pousser cette technique à ces limites et améliorer ainsi ses performances (Atalar 1978 ; Kushibiki 1982 ; Bertoni 1984). [4]

2. Eléments du microscope acoustique (SAM)

Le microscope se décompose en quatre parties distinctes :

2.1. La partie acoustique

Elle est essentiellement composée d'un capteur représenté par la (figure II-1) ci-dessous. Il comprend principalement un transducteur, une ligne à retard et une lentille.

2.1.1. Le transducteur

Les matériaux piézo-électriques ont la particularité de subir une dilatation ou une compression sous l'influence de charges électriques. Inversement, ils produisent un champ électrique sous l'effet d'une traction ou d'une compression. Ces matériaux sont donc très utilisés en acoustique pour convertir les signaux électriques en ondes acoustiques et réciproquement [7].
Le transducteur d'ultrason comprend une pastille piézo-électrique émettrice et réceptrice permettant le transfert d'énergie électrique en énergie mécanique et inversement.
Le champ électrique appliqué entre les deux électrodes permet la vibration du matériau piézoélectrique, dont l'épaisseur est fonction de la longueur d'onde.
Le piézo-électrique est généralement du niobate de lithium (LINbO3) pour des fréquences allant jusqu'à 1GHZ ou de l'oxyde de zinc (ZnO) pour des fréquences supérieures.

2.1.2. Ligne à retard

Le milieu de propagation est disposé par rapport au transducteur de telle sorte que l'énergie se propage suivant l'axe du milieu. La longueur de la ligne à retard doit non seulement permettre la séparation temporelle des échos provenant des interfaces ligne à retard / liquide ou liquide / objet, mais aussi se rapproche de la longueur de Fresnel pour assimiler l'onde acoustique à une onde plane [8].
Le matériau le plus souvent utilisé est le saphir car il a une faible atténuation et présente une vitesse élevée nécessaire pour la réalisation de lentilles acoustiques.

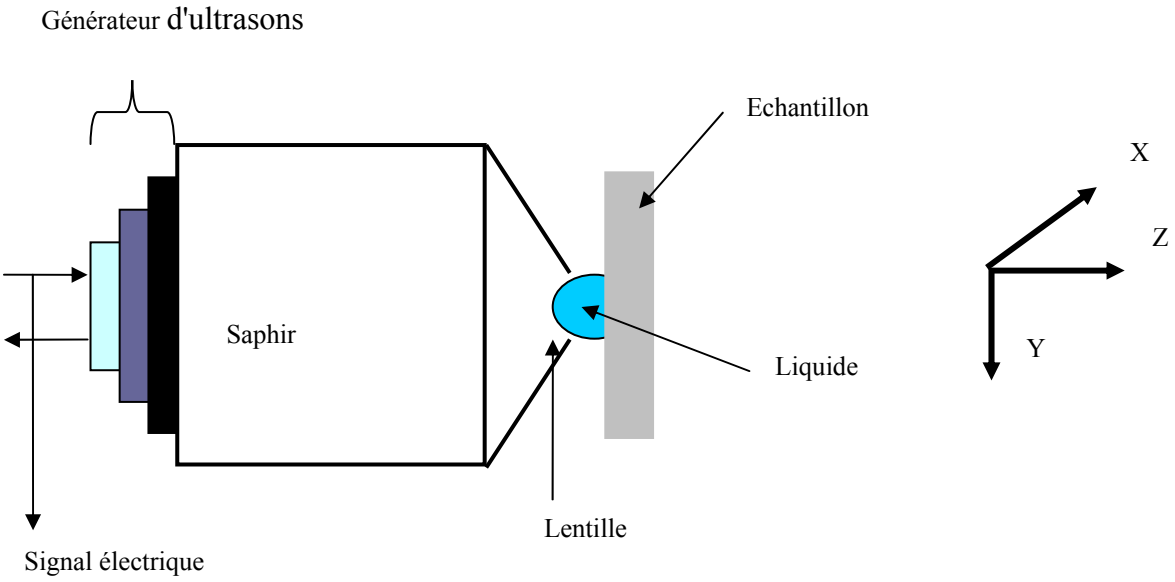


Figure 1: Schéma du capteur acoustique

2.1.3. La lentille acoustique

Une lentille convergente est utilisée pour la focalisation du faisceau ac stique incident. Elle est creusée à l'extrémité de la ligne à retard.
La résolution du système dépend non seulement de la fréquence utilisée mais aussi des dimensions de ce dioptre. Le tableau II.1 ci-dessous rassemble des valeurs typic es de résolution et de pénétration à l'intérieur d'échantillons solides pour différentes sphériques tilisées avec du mercure comme liquide de couplage [9].

Fréquence en MHZ	**Rayon de courbure en mm**	**Résolution à la surface en µm**	**Résolution en Profondeur en µm**	**nétration en mm**
1000	0.4	0.6	2	0.08
500	1.6	1.2	4	0.3
250	6.4	2.4	8	1.3
100	40	6	20	8

Tableau II.1 : différentes caractéristique de la lentille.

Il existe différents types de lentille ; chacune d'elles privilégie l'étude d'un ou de plusieurs paramètres :
-les lentilles planes sont très utilisées en échographie.
-les lentilles cylindriques développées par les professeurs Chubachi et Kushibiki à l'université de Tohoku permettant l'étude de matériaux ayant des propriétés anisotropies [10 et 11].
-Les lentilles coniques contribuent à l'obtention de signatures acoustiques en fréquence [12 et13].
-les lentilles asphériques développées au laboratoire corrigent les défauts d'aberration [14].
-les lentilles sphériques d'un emploi universel seront celles utilisées pour ce travail. Nous favorisons l'observation de certains modes en fonction de l'angle d'ouverture de la lentille [15].

2.1.4. Liquide de couplage

A haute fréquence, les ondes acoustiques sont fortement atténuées dans l'aire. 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 acoustiques se propagent avec une atténuation acceptable [16, 17]. Le liquide de couplage joue donc un rôle important, il influe notamment sur les résolutions, la profondeur de pénétration et la nature des objets à observer [18, 19].
Le choix d'un fluide de couplage dépend aussi d'une autre caractéristique qui est la vitesse de propagation des ondes dans ce couplant [19, 20].
Sur le tableau I.2, nous pouvons voir quelques coefficients d'absorption [21].

	Vitesse en m/s	Densité en (10^3kg/m^2.s)	Impédance en (10^6kg/m^2.s)
Ethanol à 25c°	1207	0.79	0.95
Méthanol à25c°	1103	0.791	0.872
Gallium à 30c°	2870	6.09	17.5
Hélium à 0.4°k	238	0.147	0.035
Hélium à 4.20k	183	0.126	0.023
Mercure à23c°	1450	13.53	19.6
Eau à25c°	1497	1	1.494
Eau à60c°	1550	1	1.55

Tableau II.2: caractéristiques de quelques couplant [22].

L'eau est le plus fréquemment utilisée grâce à ses bonnes propriétés physiques et sa souplesse d'emploi. Le mercure, le galium ou des gaz sous pression, tel l'argon, le fréon ou l'hélium superfluide sont aussi utilisées pour des applications particulières.

2.2. Partie électronique

Nous allons décrire brièvement le système électronique de contrôle et de traitement. Pour générer une onde acoustique, le transducteur piézo-électrique a besoin d'une onde électromagnétique de grande énergie. Ce signal est fourni par un générateur d'impulsion. Cette impulsion assimilable à un pic de Dirac, dure quelques dizaines de nanosecondes pour une amplitude de 100 volts. Cette excitation du piézoélectrique va générer des ondes acoustiques dont la fréquence est contrôlée par l'épaisseur du matériau piézo-électrique.

La fréquence de récurrence,fixée par le système de synchronisation , est suffisamment faible pour éviter tout chevauchement d'écho , l'utilisation d'un synthétiseur de fréquence , couplé à un switch, a permis d'augmenter la précision des mesures en stabilisant la fréquence de travail. De plus, cela a rendu possible des signatures acoustiques à des fréquences autre que la fréquence propre du résonateur piézo-électrique.

D'autre part, la modification des sorties du système d'amplification a permis de doubler le signal de sortie, le signal est ensuite dirigé vers le transducteur à travers le circulateur. A la sortie de celui-ci, nous obtenons un écho très affaibli par rapport au signal initial.
Lors d'une signature acoustique v (z), un compteur visualisation envoie au système de synchronisation de la porte, un signal proportionnel au déplacement z pour effectuer un suivi de l'écho sur l'écran de l'oscilloscope.

Une moyenne analogique est ensuite effectuée sur le signal qui est dirigé vers le convertisseur analogique, numérique, puis vers l'ordinateur.

2.3. Partie mécanique

Le déplacement a pour but de positionner le capteur acoustique par rapport à l'échantillon étudié (permettant le balayage dans le plan (x, y) ou déplacement en profondeur dans le plan z.

2.4. Partie imagerie

Permettant l'acquisition et visualisation d'image. Le traitement de signal numérique constitue l'interface homme machine par la représentation des données sous forme d'images liées aux paramètres dépendant des propriétés mécaniques des matériaux (coefficients d'absorption, coefficients d'élasticité etc).

Les images peuvent également être liées à la structure ou à la nature des liaisons entre divers matériaux.

3. Principe de fonctionnement

Le premier microscope acoustique à balayage (SAM) a été construit à l'université de Stanford par Quate et Lemons en 1974 [23] et fonctionnait en transmission. Ce type de microscope est constitué d'une lentille de réception confocale avec lentille émettrice ; le deuxième capteur est disposé symétriquement par rapport au premier.

Un autre microscope fonctionnant en réflexion. Leur principal avantage est de n'utiliser qu'un seul capteur acoustique pour l'émission du signal et la détection de la réponse acoustique du matériau analysé [25].
Ainsi les problèmes d'alignement entre les lentilles émettrices et réceptrices du microscope en transmission sont résolus.

Le principe de fonctionnement du microscope acoustique en réflexion est analogue à celui du radar. Ce système montre que le faisceau acoustique émis par le transducteur piézo-électrique est focalisé sur le matériau (l'échantillon) à explorer par une lentille acoustique plongée dans un liquide de couplage tel que l'eau.

En générale le principe du microscope acoustique est de générer une onde ultrasonore de très haute fréquence (des dizaines voir des centaines de MHZ), puis de l'envoyer vers un échantillon (corps solide), recevoir ensuite l'onde réfléchie (ou transmise) et la traduire en un signal analogique (tension électrique) puis en une image (Figure II.2).

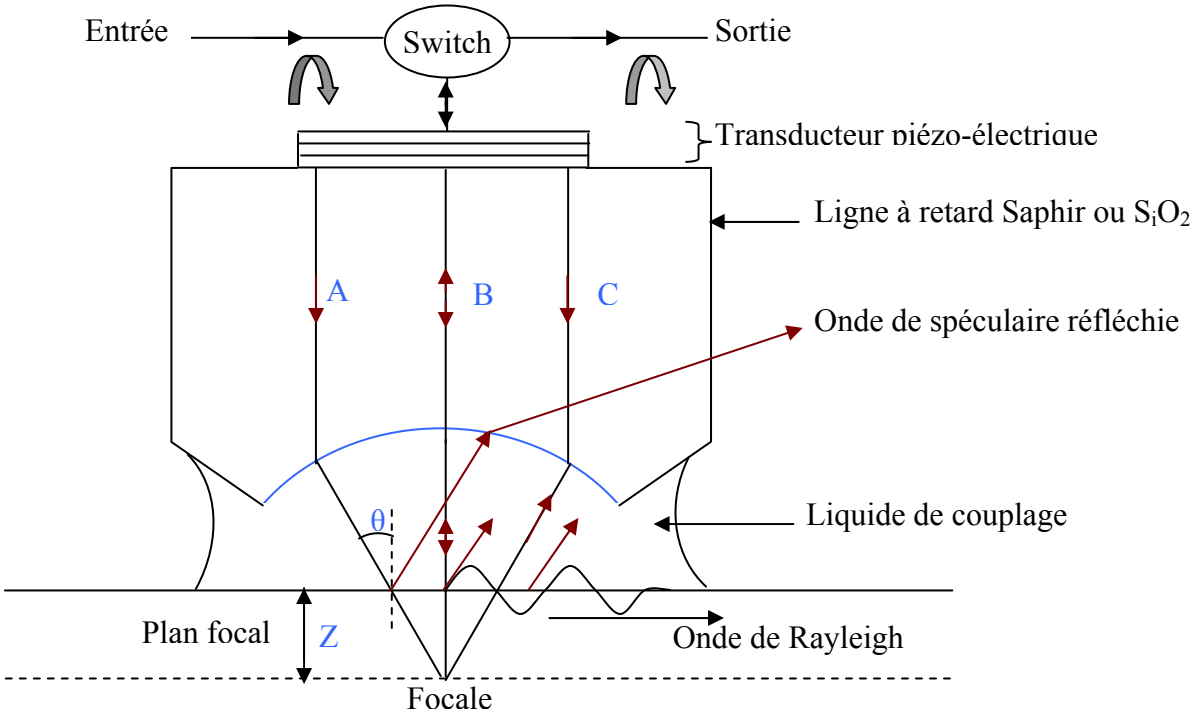


Figure II.2 : Schéma du capteur et des trajets acoustiques en réflexion

L'onde ultrasonore est générée par un matériau piézoélectrique (du ZnO ou du $LiNO_3$), appelé transducteur, soumis à une excitation électrique variable. Le transducteur génère également un signal électrique quand il est soumis à une excitation acoustique

L'onde sonore émise par le transducteur est focalisée par une ligne à retard en quartz ou en saphir (figure II.2). L'échantillon est initialement posé dans le plan focal de la lentille, et sera ensuite déplacé verticalement ou / et horizontalement par un système de moteurs mécaniques.

Pour éviter l'atténuation très grande des ultrasons dans l'air, on met entre la lentille et l'échantillon un liquide (eau, mercure, méthanol…), dit liquide de couplage (figure II.2).

4. Avantage du S.A.M

La microscopie acoustique, comme moyen d'investigation, présente deux avantages essentiels :
Elle est une technique non destructive de mesure des propriétés élastiques des matériaux à l'encontre des autres méthodes habituelles (essai de traction, de flexion,…).

Les ondes acoustiques générées ont un pouvoir de pénétration nettement supérieure (~100µm) à celui des ondes générées par d'autre type de microscopes (optique, électronique), ce qui lui confère un caractère de caractérisation de volume et de surface.

Il est bon de signaler que la microscopie acoustique et la microscopie optique sont complémentaires. Généralement, si un matériau est transfèrent à la lumière, il sera par contre opaque aux ultrasons. Le contraire est aussi vrai. A titre d'exemple, le verre est transparent à la lumière ; il l'est beaucoup moins aux ultrasons. L'aluminium est opaque à la lumière et transparent aux ultrasons [26]

5. Analyse quantitative

Une autre méthode de caractérisation des matériaux consiste à analyser le signal analogique (tension électrique) transmis par le transducteur à la partie électronique du microscope suite à la conversion du signal acoustique émis par l'échantillon. Le signal analogique est une caractéristique du matériau étudié. C'est pourquoi on l'appelle 'signature acoustique' du matériau notée v (z), ou z est la défocalisation (déplacement du point (ou ligne) focal).

L'analyse du signal v (z) permet la connaissance de plusieurs caractéristiques mécaniques et physiques du matériau exploré, en l'occurrence les modules d'élasticité du matériau qu'il soit isotrope ou anisotrope, l'homogénéité et le taux de porosité des couches de revêtements ainsi que leur état d'adhérence.

6. Analyse qualitative

La microscopie qualitative consiste à prendre une image de l'échantillon, soit en surface à l'aide d'un balayage suivant le plan parallèle à la surface de l'échantillon, soit en volume (profondeur limitée) par un mouvement vertical de l'échantillon.

La qualité de l'image dépend essentiellement de la résolution du microscope acoustique. Cette dernière est fonction principalement de l'ouverture de la lentille, de la distance entre la lentille et l'échantillon, de la nature du liquide de couplage et de la fréquence de travail. Il est nécessaire de faire un compromis entre les différents facteurs pour avoir une bonne résolution.

En avoir ces définitions d'éléments du microscope acoustique et leur avantage et principe de fonctionnement pour passer à la détermination du pouvoir réflecteur et la signature acoustique qui est obtenus d'après la caractérisation des matériaux par la microscopie acoustique (chapitre III).

Chapitre 3

1. Le Pouvoir Réflecteur

1.1. 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 [1].l'information est récupérée par un dioptre 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 nécessaire pour déterminer et analyser les différents modes réfléchis ou transmis 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 [2].

L'expression du pouvoir réflecteur a été donnée par Schoch [3- 6] dans le cas uniquement d'un matériau massif.
Une autre méthode de calcule, utilisant le bilan mécanique, continuité des contraintes et des déplacements à l'interface, a été développée par Brekhovskikh [7].elle permis de déterminer les différents coefficients dans le cas d'un matériau massif ou d'un système multicouche.

1.2. Modèle de Brekhovskikh

En microscopie acoustique, on utilise comme milieu de couplage un liquide (eau, mercure,…).les matériaux solides caractérisés sont des matériaux massifs ou des structures monocouches ou multicouches, donc deux cas d'étude de la réflexion sont à envisager :
-réflexion à l'interface liquide-solide.
-réflexion à l'interface solide-solide.

1. 2.1. Détermination du coefficient de réflexion dans le cas d'un matériau massif

On va étudier les structures de type liquide solide.

1.2.1.1. Réflexion à l'interface liquide-solide

L'onde acoustique se propagent dans le liquide de couplage en direction du solide est considérée comme onde incidente .elle arrive à la surface du solide sous une incidence θ.une partie de l'onde incidente est transmise au solide tandis que l'autre est réfléchie vers le liquide.

Les conditions aux limites à l'interface solide liquide, nous permettent de déterminer le coefficient de réflexion et le cœfficient de transmission.
Dans tout ce qui suit, les indices i, r et t sont relatifs respectivement aux champs acoustiques incident, réfléchi et transmis.
Egalement, nous n'allons pas écrire dans les expressions des champs acoustiques le facteur
exp (jwt) qui leur est commun.

Supposons que la propagation est dans le plan Oxz, ou l'origine O est prise à l'interface

Liquide-solide (Figure III .1), l'axe Ox est parallèle par rapport à la surface du solide, l'axe Oz est perpendiculaire et dirigé vers le liquide, le plan Oxz est dit sagittal.

L'onde incidente et l'onde transmise se propagent dans le sens négatif de Oz, par contre, l'onde réfléchie se propage dans le sens positif (FigureIII -1).

Les ondes qui se propagent dans le liquide (onde incidente et onde réfléchie) sont longitudinales. Le champ acoustique qui en résulte est un champ scalaire exprimé par :

$$\Phi_0 = \varphi_i \exp j(\beta x + \eta_0 z) + \varphi_r \exp j(\beta x - \eta_0 z) \qquad \text{(III-1)}$$

Où β et η sont respectivement les composantes selon Ox et Oz du vecteur d'onde $\overrightarrow{k_0}$; φ une amplitude constante.

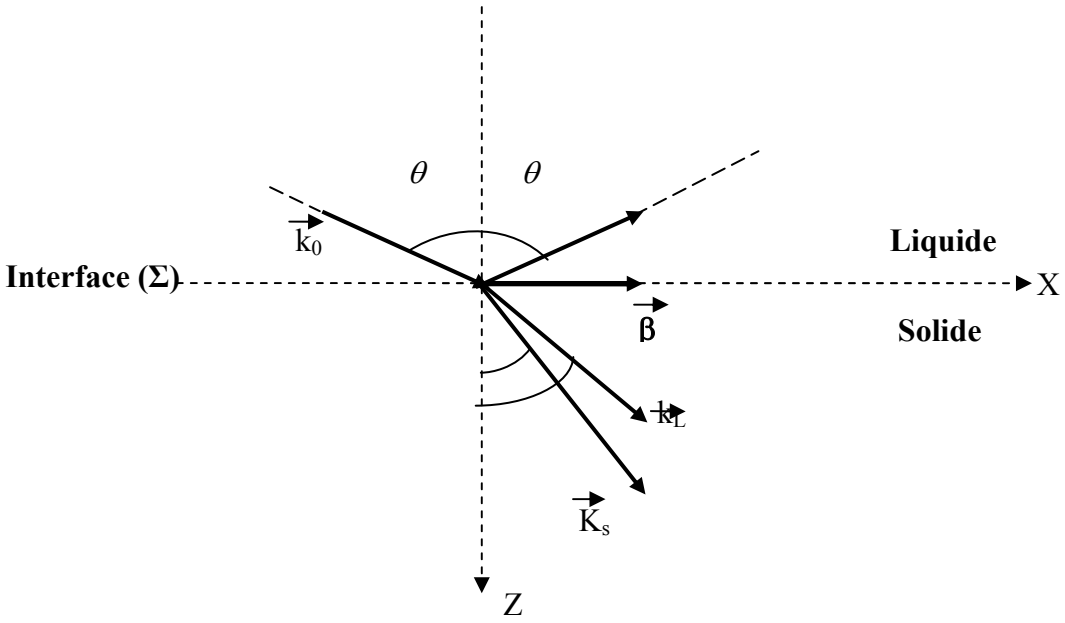


Figure III.1 : Réflexion et transmission à l'interface Liquide – Solide.

L'onde transmise (réfractée) dans le solide est la résultante d'une onde longitudinale et une onde transversale (figure III-1). Ces deux ondes sont caractérisées par un champ scalaire Φ pour la polarisation longitudinale et par un champ vectoriel Ψ pour la polarisation transversale. Ces champs sont donnés par les relations suivantes:

$$\Phi = \varphi_t \exp j(\beta x + \eta_l z) \text{ (III-2)} \qquad \text{(III-2)}$$

$$\Psi = \psi_t \exp j(\beta x - \eta_s z) \text{ (III-3)} \qquad \text{(III-3)}$$

φ_t et ψ_t sont des amplitudes constantes.

Le champ vectoriel Ψ n'a qu'une seule composante suivant Oy et ne dépend que de *x* et de *z* [8].

A l'interface liquide–solide (z = 0), la continuité des contraintes et des déplacements s'impose:

$$\overrightarrow{u_0}(0) = \overrightarrow{u}(0) \qquad \text{(III-4)}$$

$$\sigma_{Oxz}(0) = \sigma_{xz}(0) = 0 \ , \sigma_{Ozz}(0) = \sigma_{zz}(0) \qquad \text{(III-5)}$$

En utilisant l'équation générale de propagation :

$$\rho \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = (\lambda + \mu)\overrightarrow{grad}\left(div\,\vec{u}\right) + \Delta\vec{u} \,. \qquad \text{(III-6)}$$

Et la solution générale :

$$\vec{u} = \overrightarrow{grad}\Phi + \overrightarrow{rot}\vec{\Psi} \qquad \text{(III-7)}$$

Nous obtenons :

$$u_{0x} = \frac{\partial \Phi_0}{\partial x}, \quad u_x = \frac{\partial \Phi}{\partial x} - \frac{\partial \Psi}{\partial z}, \quad u_{0z} = \frac{\partial \Phi_0}{\partial z}, \quad u_x = \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \frac{\partial \Psi}{\partial z} \qquad \text{(III-8)}$$

$$\begin{cases} \sigma_{Oxz}(0) = 0 & \left(\mu \text{ s'annule pour les liquides}\right) \\ \sigma_{xz} = \mu\left(\dfrac{\partial u_x}{\partial z} + \dfrac{\partial u_x}{\partial x}\right) & \\ \sigma_{xz} = \lambda_0\left(\dfrac{\partial u_{0x}}{\partial x} + \dfrac{\partial u_{0z}}{\partial z}\right) & \text{avec} \quad \lambda_0 = B = \rho_0 V_0^{\,2} \\ \sigma_{zz} = \lambda\left(\dfrac{\partial u_x}{\partial x} + \dfrac{\partial u_z}{\partial z}\right) + 2\mu\dfrac{\partial u_z}{\partial z} & \end{cases} \qquad \text{(III-9)}$$

En appliquant les conditions de continuité des contraintes et des déplacements aux champs acoustiques exprimés par les relations (III-2) et (III-3), nous pouvons en déduire l'expression du coefficient de réflexion $R = \varphi_r / \varphi_i$, et des coefficients de transmission longitudinale et transversale $T_l = \varphi_t / \varphi_i$ et $T_s = \psi_t / \varphi_i$ [8; 9], soient :

$$R(\theta) = \frac{Z_l \cos^2 2\theta_s + Z_s \sin^2 2\theta_s - Z_0}{Z_l \cos^2 2\theta_s + Z_s \sin^2 2\theta_s + Z_0} \qquad \text{(III-10)}$$

$$T_l(\theta) = \frac{2Z_l \cos 2\theta_s}{Z_l \cos^2 2\theta_s + Z_s \sin^2 2\theta_s + Z_0} \qquad \text{(III-11)}$$

$$T_s(\theta) = \frac{-2Z_s \sin 2\theta_s}{Z_l \cos^2 2\theta_s + Z_s \sin^2 2\theta_s + Z_0} \qquad \text{(III-12)}$$

Où $Z_0 = \rho_0 v_0 / \cos\theta$ est l'impédance acoustique du liquide; $Z_l = \rho_l v_l / \cos\theta_l$ et $Z_s = \rho_s v_s / \cos\theta_s$ sont respectivement les impédances acoustiques longitudinale et transversale du solide.

et θ_s =arsin ($\cos\theta v_s / v_0$) angle de réfraction transversale.
$\theta_{l=}$ arsin($\sin\theta v_l / v_0$) angle de réfraction longitudinale.

En posant l'impédance totale du solide $Z_{TOT} = Z_l \cos^2 2\theta_s + Z_s \sin^2 2\theta_s$, nous obtenons la relation du coefficient de réflexion très connue en acoustique, soit :

$$R(\theta) = \frac{Z_{TOT} - Z_0}{Z_{TOT} + Z_0}$$

Dans le cas le plus général et sous une incidence quelconque, les angles de réfraction θ_l et θ_s et par suite les impédances acoustiques Z_l et Z_s sont des nombres complexes.
La fonction de réflexion peut s'écrire alors sous la forme complexe:

$$R(\theta) = \Gamma \exp(j\xi) \qquad \text{(III-13)}$$

Où Γ est le module de ξ et sa phase.

La Figure (III-2) présente une allure des variations de ξ et de Γ en fonction de l'angle d'incidence θ_0 pour un matériau massif et isotrope [10].

1.2.2. Détermination du cœfficient de réflexion dans le cas monocouche

Pour le système monocouche en plus de l'étude de la réflexion à l'interface liquide-solide ; il est indispensable d'étudier la réflexion à l'interface solide-solide.

1.2.2.1. Réflexion à l'interface solide-solide

Pour le liquide et le substrat nous conservons les mêmes notations des grandeurs physiques et les mêmes indices cités précédemment (FigureIII-1 et III-2).
Pour la couche nous utilisons les mêmes notations aussi mais indicées par le chiffre 1.

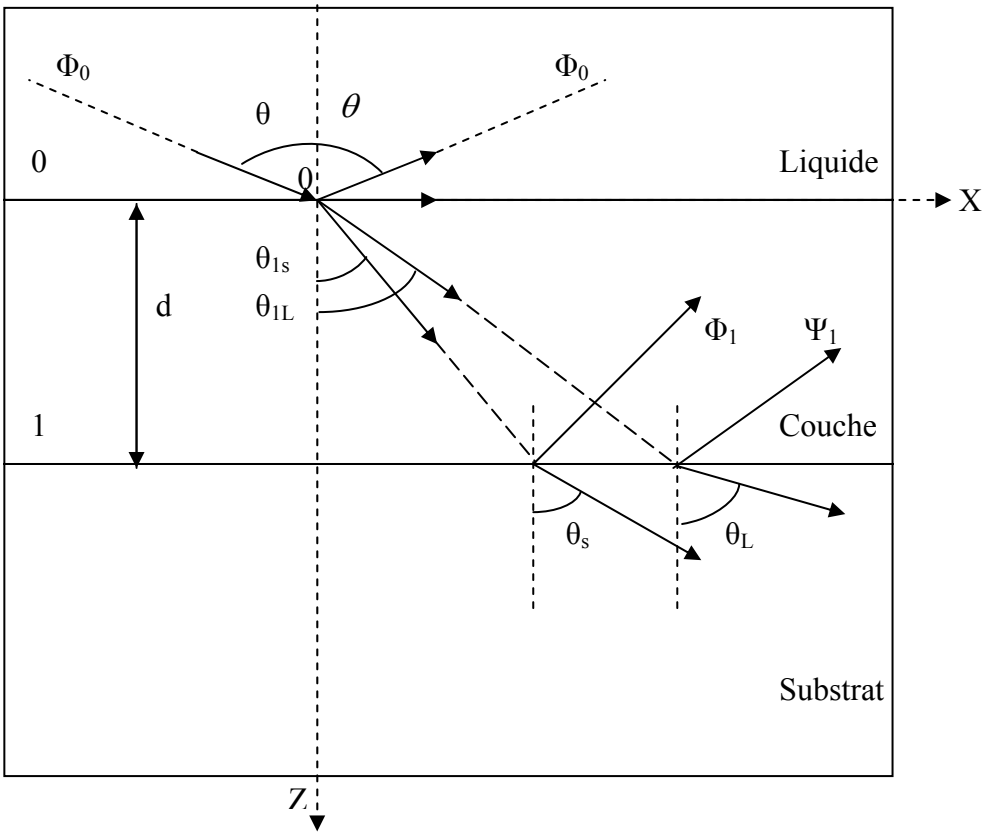


Figure III.2 : propagation des ondes acoustiques dans le système liquide – couche – substrat.

L'onde qui se propage dans le liquide n'est que la superposition d'une onde incidente et une onde réfléchie, tous deux longitudinales.
L'onde résultante s'exprime en fonction du facteur de réflexion comme suit:

$$\Phi_0 = \exp j(\beta x + \eta_0 z) + R(\theta)\exp j(\beta x - \eta_0 z) \qquad \text{(III-14)}$$

R (θ) : le coefficient de réflexion à interface couche- liquide.

Dans le matériau qui constitue la couche se propagent quatre ondes : deux ondes réfractées, l'une longitudinale et l'autre transversale, et deux autres résultant de la réflexion de ces ondes réfractées à l'interface couche - substrat.

Les champs acoustiques longitudinaux et transversaux dans la couche sont donnés par les fonctions suivantes:

$$\Phi_1 = \phi_{1i} \exp j(\beta x + \eta_{1l} z) + \phi_{1r} \exp j(\beta x - \eta_{1l} z) \qquad \text{(III-15)}$$

$$\Psi_1 = \psi_{1i} \exp j(\beta x + \eta_{1s} z) + \psi_{1r} \exp j(\beta x - \eta_{1s} z) \qquad \text{(III-16)}$$

Dans le substrat, seulement deux ondes réfractées se propagent. Les champs acoustiques sont:

Pour l'onde longitudinale $\Phi = \phi_i \exp j(\beta x + \eta_l (z - d))$ (III-17)

Pour l'onde transversale $\Psi = \psi_i \exp j(\beta x + \eta_s (z - d))$ (III-18)

Où $\phi_{1i}, \phi_{1r}, \phi_i, \Psi_{1i}, \Psi_{1r}, \Psi_i$ sont des constantes et *d* est l'épaisseur de la couche.

Les conditions de continuité des contraintes et des déplacements au niveau des différentes interfaces du système couche - substrat sont les suivantes :

• À l'interface liquide - couche:

$$\overrightarrow{u_0}(0) = \overrightarrow{u_1}(0) \qquad \sigma_{Oxz}(0) = \sigma_{1xz}(0) = 0 \qquad \sigma_{Ozz}(0) = \sigma_{1zz}(0) \qquad \text{(III-19)}$$

• à l'interface couche - substrat :

$$\overrightarrow{u_1}(d) = \overrightarrow{u}(d) \;\; \sigma_{1xz}(d) = \sigma_{xz}(d) \;\; \sigma_{1zz}(d) = \sigma_{zz}(d) \qquad \text{(III-20)}$$

En appliquant ces conditions aux équations (III-14), (III-18) et en utilisant les notations matricielles, nous aboutissons au vecteur donnant les amplitudes des champs acoustiques dans le substrat, que nous notons *B,* et qui s'exprime comme suit:

$$B = M_{ij} A_0 \qquad \text{(III-21)}$$

Avec $B = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \phi_i \\ \psi_i \end{bmatrix}$, $A_0 = \begin{bmatrix} u_{0x} \\ u_{0z} \\ \sigma_{0zz} \\ 0 \end{bmatrix}$, et $M_{ij} = Q^{-1} \cdot \left[Q_1 \cdot E(d) \cdot Q_1^{-1} \right]$

Où A_0 est une matrice propre au liquide de couplage, Q^{-1} est la matrice inverse de la matrice Q propre au substrat; Q_1^{-1} est la matrice inverse de la matrice Q_1 propre à la couche et *E (d)* est la matrice diagonale relative à l'effet de l'épaisseur de la couche.

La matrice propre à la couche est donnée par forme suivante :

$$Q_1 = \begin{bmatrix} j\eta_{1s} & j\beta & j\beta & -j\eta_{1s} \\ j\beta & -j\eta_{1l} & j\eta_{1l} & j\beta \\ 2\mu_1\eta_{1s}\beta & \mu_1\left(2\beta^2 - k_{1s}^2\right) & \mu_1\left(2\beta^2 - k_{1s}^2\right) & -2\mu_1\eta_{1s}\beta \\ -\mu_1\left(2\beta^2 - k_{1s}^2\right) & 2\mu_1\eta_{1s}\beta & -2\mu_1\eta_{1s}\beta & -\mu_1\left(2\beta^2 - k_{1s}^2\right) \end{bmatrix} \qquad \text{(III-22)}$$

Et la matrice propre au substrat est donnée par cette forme :

$$Q = \begin{bmatrix} j\eta_s & j\beta & j\beta & -j\eta_s \\ j\beta & -j\eta_l & j\eta_l & j\beta \\ 2\mu\eta_s\beta & \mu\left(2\beta^2 - k_s^2\right) & \mu\left(2\beta^2 - k_s^2\right) & -2\mu\eta_s\beta \\ -\mu\left(2\beta^2 - k_s^2\right) & 2\mu\eta_s\beta & -2\mu\eta_s\beta & -\mu\left(2\beta^2 - k_s^2\right) \end{bmatrix} \qquad \text{(III-23)}$$

La matrice diagonale est donnée comme suit :

$$E(d) = \begin{bmatrix} \exp\left(-j\eta_{1s}d\right) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \exp\left(-j\eta_{1s}d\right) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \exp\left(+j\eta_{1s}d\right) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \exp\left(+j\eta_{1s}d\right) \end{bmatrix} \qquad \text{(III-24)}$$

Le coefficient de réflexion à l'interface liquide de couplage-couche aura alors comme expression [Yu 95]:

$$R(\theta) = \frac{\eta_0\left(M_{11}M_{22} - M_{12}M_{21}\right) + j\rho_0\omega^2\left(M_{11}M_{23} - M_{21}M_{13}\right)}{\eta_0\left(M_{11}M_{22} - M_{12}M_{21}\right) - j\rho_0\omega^2\left(M_{11}M_{23} - M_{21}M_{13}\right)} \qquad \text{(III-25)}$$

Cette équation est celle que nous programmons pour simuler R des structures monocouches.

1.2.3. Détermination du coefficient de réflexion pour un système multicouche

Considérons un système multicouche, i.e. des couches minces déposées sur un substrat massif.
La détermination du coefficient de réflexion pour un système multicouche est compliquée du point de vue développement mathématique [8, 9,11].
Le principe de l'étude de ce système est le même pour n'importe quel nombre des couches déposées.

1.3. Modèle de Schoch

Une autre forme de l'expression du pouvoir réflecteur a été donnée par Schoch [3], pour la détermination de R(θ) dans le cas d'un matériau massif.
La simulation de cette formule ((II-50) donne des résultats identiques à ceux obtenus à partir du modèle de Brekhovskikh.

Expression de $R(\theta)$ selon Schoch est [12, 13] :

$$\mathrm{R}(\mathrm{kx}) = \frac{\left(\mathrm{k_s}^2 - 2\mathrm{k_X}^2\right)^2 - 4\mathrm{k_X}^2\sqrt{\mathrm{K_1(k)}} - \rho\mathrm{k_s}^4\sqrt{\mathrm{K_2(k)}}}{\left(\mathrm{k_s}^2 - 2\mathrm{k_X}^2\right)^2 - 4\mathrm{k_X}^2\sqrt{\mathrm{K_1(k)}} + \rho\mathrm{k_s}^4\sqrt{\mathrm{K_2(k)}}} \qquad \text{(III-26)}$$

Où : $k = \frac{\omega}{V_{liq}}$, $k_L = \frac{\omega}{V_L}$, $\mathrm{k_s} = \frac{\omega}{\mathrm{V_s}}$, $k_X = k\sin\theta$, $\rho = \frac{\rho_{liq}}{\rho_{sol}}$, ω : pulsation

$$\mathrm{K_1(k)} = \sqrt{\left(\mathrm{k_L}^2 - \mathrm{k_X}^2\right)\left(\mathrm{k_s}^2 - \mathrm{k_X}^2\right)}, \qquad K_1(k) = \sqrt{\left(k_L{}^2 - k_X{}^2\right)/\left(k^2 - k_X{}^2\right)} \quad \text{(III-.27)}$$

$R(kx)$ Comporte certaines singularités, zéros (valeurs qui annulent le numérateur) et pôles (valeurs qui annulent le dénominateur) qui jouent un rôle important dans la détermination du faisceau réfléchi [14].

Schoch [3, 4,5] dit qu'au voisinage de l'angle de Rayleigh, $R(kx)$ présente un pôle correspondant à une onde de Rayleigh de type évanescente.

L'analyse de l'expression du pouvoir réflecteur nous permet d'avoir des informations très importantes.
La première consiste en la détermination de l'équation séculaire des vitesses.

Elle est obtenue en annulant le dénominateur de l'expression du pouvoir réflecteur. ses racine sont les vitesses de phase des ondes se propageant à la surface [15] son expression est la suivante :

$$4.\left(\frac{\mathrm{V_s}}{\mathrm{V}}\right)^{1/2}.\left(1-\frac{\mathrm{V_s^2}}{\mathrm{V^2}}\right)^{1/2}.\left(\frac{\mathrm{V_s^2}}{\mathrm{V_l^2}}-\frac{\mathrm{V_s^2}}{\mathrm{V^2}}\right)^{1/2}+\left(1-2.\left(\frac{\mathrm{V_s^2}}{\mathrm{V^2}}\right)\right)^{1/2}=\left(\frac{\rho_{\mathrm{liq}}}{\rho_{\mathrm{sol}}}\right).\left(\frac{\mathrm{V_s^2}}{\mathrm{V_l^2}}-\frac{\mathrm{V_s^2}}{\mathrm{V^2}}\right)\Bigg/\left(\frac{\rho_{\mathrm{liq}}}{\rho_{\mathrm{sol}}}\right).\left(\frac{\mathrm{V_s^2}}{\mathrm{V_{liq}}^2}-\frac{\mathrm{V_s^2}}{\mathrm{V^2}}\right)^{1/2} \quad \text{(III-28)}$$

V est la vitesse de phase.

Cette relation montre que la vitesse de Rayleigh dépend de l'effet de charge.
La deuxième information donnée par Bertoni [5] consiste à faire un développement limité de l'expression du pouvoir réflecteur au voisinage du pôle en utilisant un développement en série de Laurent.

$$R(kx) = R_0 + R_p$$

R_0 : Réflexion en incidence normale.

R_p : Réflexion au voisinage du pôle p.

Cette décomposition montre que l'effet de réflexion résulte de l'interférence entre un champ classique, fonction de l'incidence, et celui dû à la singularité par la génération de l'onde de Rayleigh.

1.4. Calcule de la vitesse de Rayleigh d'après R (θ)

La représentation du pouvoir réflecteur en fonction de l'incidence s'avère nécessaire pour déterminer les différents types de mode se propageant aux interfaces liquide-solide ou solide-solide dans le cas d'un matériau massif on relève des variations de phase et d'amplitudes au voisinage des angles critiques : longitudinal, transversal et Rayleigh, ce qui nous permet de calculer les vitesses des différents modes.

Dans le cas des monocouches ou multicouches, des modes supplémentaires vont se propager. ces modes seront caractérises par des brusques variations de phase.

Une variation de phase de 2Л à un angle légèrement supérieur à θ_{trans}, qui correspond à un mode de Rayleigh .il se propage à l'interface liquide-solide avant de rée mètre son énergie dans le liquide. ce mode est défini pour une variation de la phase de Л. On peut ainsi déterminer la vitesse de Rayleigh à θ_R [16].

$$v_R = v_{liq} / \sin\theta_R \qquad \text{(III-29)}$$

L'onde de Rayleigh est directement liée à la capacité du milieu à supporter les contraintes longitudinales et transversales.

La vitesse de Rayleigh est donc un paramètre intrinsèque du matériau. Elle peut être également exprimée par la relation de Victorov [17] :

$$V_R = V_s \frac{0.718 - (V_s/V_l)^2}{0.750 - (V_s/V_l)^2} \qquad \text{(III-30)}$$

L'expression de Victorov ne prend pas en considération le liquide de couplage, ce qui peut expliquer que la vitesse de Rayleigh V_R est toujours inférieure à la vitesse transversale V_T.

La connaissance des vitesses V_L et V_s permet de déterminer V_R et d'en déduire les caractéristiques du matériau.

2. La Signature Acoustique V (z)

2.1. Introduction

Une meilleur 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 réfléchie par l'échantillon et récupérée par le capteur en fonction de la défocalisation (la distance z entre le plan focal de la lentille et l'interface échantillon liquide de couplage).
Lorsque un échantillon massif est placé à la focale de la lentille (z=0), tous les rayons réfléchis vont atteindre le transducteur sera donc maximale.

Nous observons, lors d'un rapprochement du capteur de l'échantillon, des maxima et des minima résultants de l'interférence entre les ondes de surface et les ondes incidents. La détermination des périodes de ces courbes d'interférence, appelées signature acoustique v (z), nous permet de calculer les différentes vitesses de propagation du matériau, nous conduisant ainsi aux valeurs des paramètres élastiques.
La période Δz dépend de la vitesse de propagation des ondes de surface, ce fait du v (z) une méthode de caractérisation quantitative des matériaux.
Cette méthode est aussi utilisée pour interpréter les contrastes observés en imagerie acoustique par l'analyse des différents modes d'interface (caractérisation qualitative).
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 étudiée par Bertoni [18,14] la deuxième fondée sur les principes d'optique physique de Fourier a été développé par Attalar [19, 20,21].

2.3. Expression générale du v (z)

Le v (z) représente l'interférence entre l'onde axiale et l'onde de surface. La périodicité du v (z) peut être trouvée en comparant la phase des Rayons axiaux réfléchis par l'objet, et celle due à l'onde de surface. La périodicité Δz calculée par Bertoni [14, 22,23] se met sous la forme :

$$\Delta z = \frac{V_{liq}}{2f(1-\cos\theta_R)} \qquad \text{(III-31)}$$

En appliquant la loi de Snell-Descartes et en utilisant
la relation (III-56) on aboutit à :

$$V_s = \frac{V_{liq}}{\sqrt{1-(1-\frac{V_{liq}}{2f\Delta z})^2}} \qquad \text{(III-32)}$$

L'expression de V (z) a été donnée par la relation suivante :

$$v(z) = \iint U_0^{+}(-x,-y)U_0^{-}(x,y)dxdy \qquad \text{(III-33)}$$

Le v (z) s'exprime donc sous forme d'intégrale double.

Le modèle d'Attalar permet de comprendre le mécanisme de propagation du champ acoustique, et nous l'avons appliqué pour la détermination du front d'autre part l'expression du v (z) tient compte de l'approximation par axiale

Sheppard et Wilson [29] donnent une autre expression du v (z), sans tenir compte de cette approximation et utilisent les coordonnés polaires. Cette expression est aussi basée sur la propagation du champ acoustique.

$$v(z) = \int_0^{\theta max} p^2(\theta)R(\theta)\exp(2jk_0z\cos\theta)\sin\theta\cos\theta d\theta \qquad \text{(III-34)}$$

Cette expression a l'avantage d'être plus facile à programmer.
La programmation de ces résultats, front d'onde et v (z), a été faite en langage Matlab.

2.4. Traitement numérique de v (z)

Quand le signal v (z) possède une périodicité unique Δz, cas qui se présent quand l'onde acoustique transversale se propage plus rapidement dans la couche que dans le substrat, on en déduit qu'un seul mode de surface est généré, celui de Rayleigh [12] pour connaître la vitesse de ce mode, il suffit de mesurer directement Δz du graphe de v (z) et d'en tirer ensuite la vitesse de Rayleigh selon l'équation (III-57).
Il existe plusieurs techniques de traitement de la signature acoustique v (z) que nous allons donner un aperçu des plus importantes.

2.4.1. La soustraction de la réponse de la lentille

Kuchibiki [30, 31,16] montre que :

$$v(z) = v_L(z) + v_I(z) \qquad \text{(III-35)}$$

Ou $v_L(z)$: la fonction de transfert, appelée commodément réponse de la lentille.

$v_I(z)$: la fonction caractéristique de l'échantillon.

Nous pouvons obtenue la courbe de la première fonction ($v_L(z)$) sur un échantillon parfaitement réfléchissant (or ou téflon) ou le coefficient de réflexion R (θ) vaut l'unité [32].
La réponse $v_I(z)$ dépend exclusivement de l'échantillon.
Elle est obtenue en soustrayant à la courbe V (z) la fonction de transfert de la lentille v_L (z) [33].Après filtrage de v_I (z) pour réduire les effets des modes indésirable, on obtient la réponse $v_I(z)$ à partir de la quelle seront faits les calcules de période [34].

2.4.2. La transformée de Fourier rapide (FFT)

Quand la vitesse transversale dans la couche est comparable à celle dans le substrat ou inférieure, le signal V (z) possèdera alors plusieurs périodes.
Dans ce cas, plusieurs modes de surface peuvent être générés [12, 8,35].

On assiste aussi à l'apparition des modes de Lamb .A cet effet, la détermination directe de la période Δz à partir de V (z) n'est plus possible et on n'ainsi connaître la vitesse de Rayleigh à partir de V (z), si toutefois ce mode est généré.

Pour résoudre ce problème, on procède à une analyse spectrale du signal V (z). Une des méthodes les plus connues et largement utilisée pour le traitement numérique de V (z) est la transformée de
Fourier rapide (FFT). Ce traitement permet de décerner les différents pics singuliers du spectre discret de V (z) et qui correspondent aux différents modes de propagation de l'onde acoustique.
C'est ainsi qu'on peut déterminer les vitesses de propagation de surface et de volume
Pour procéder à l'analyse de Fourier de V (z), montrons tout d'abord que ce signal est en fait une transformée de Fourier d'une fonction qu'on notera Q (t). Si on peut trouver l'expression de cette fonction Q ainsi que de sa variable t, alors Q (t) sera la transformée de Fourier inverse du signal acoustique V (z) et elle qui nous donnera le spectre de V (z).

Procédons au changement de variables suivant [8] :

$$T = \frac{\cos\theta}{\pi} \quad \text{et} \quad u = k_0 z$$

Ce changement nous conduit aux égalités :

$$2kz\cos\theta = 2\pi ut \qquad \text{et} \quad \sin(\theta)\cos(\theta)d\theta = -\pi^2 tdt$$

Qui nous permettent ainsi d'écrire l'expression (III-15) sous la forme :

$$v(u) = \int_{\cos\theta max}^{1/\pi} Q(t)\exp(-2j\pi ut)dt \qquad \text{(III-36)}$$

avec $Q(t) = p^2(t)R(t)$

Il est donc clair que v (u) est la transformé de Fourier de la fonction $Q(t)$. Le spectre de v (u) aura comme abscisse t et par conséquent il est aussi le spectre de V (z), ayant comme abscisse Maintenant montrons que cette analyse permet de discerner les modes de surface. Pour cela, prenons le cas le plus simple où un seul mode de surface est généré, celui de Rayleigh. Dans ce cas, nous distinguons deux discontinuités importantes dans la fonction $Q(t)$ [8], $Q(t)$ s'annule d'une façon discontinue, et la deuxième est à $t_R = \cos\theta_R / \pi$, car à cette valeur la phase de R (t) change d'une manière discontinue de 2π.cette dernière correspond à l'angle critique de Rayleigh, donnant ainsi la vitesse V_R.

La Figure (III-5) présente la signature acoustique théorique V (z) du système H_2O/Al [100] Capteur ouvert à 50°, f = 565 MHZ et sa FFT correspondante (Figure III-6).

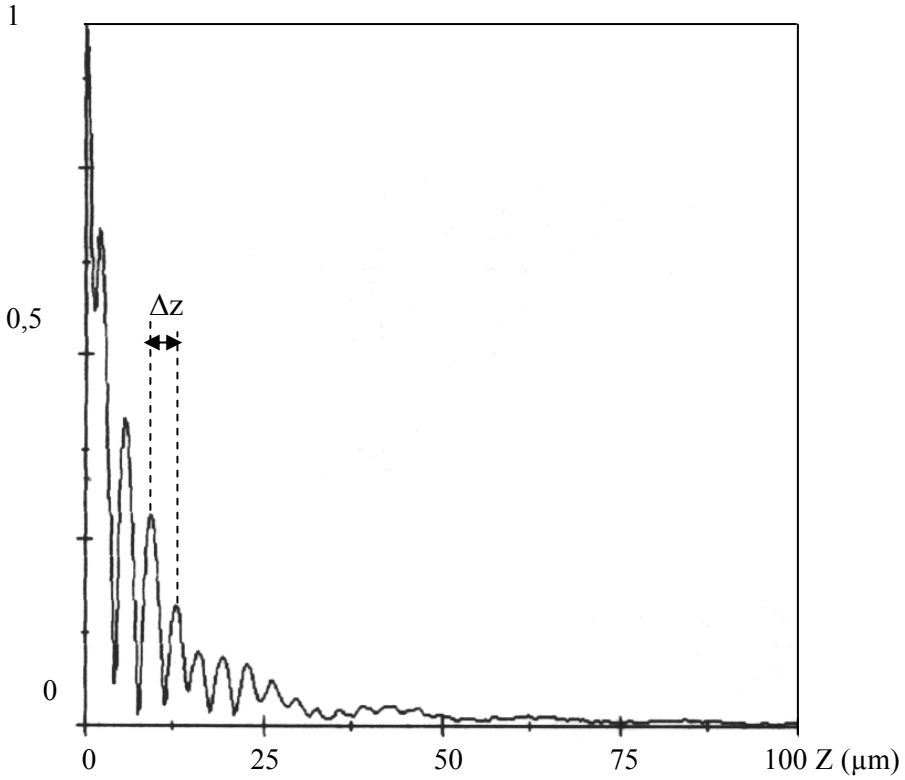


Figure III-3 : La signature acoustique $V(z)$ théorique du système H_2O/Al [100] capteur ouvert à 50°, f = 565 MHZ

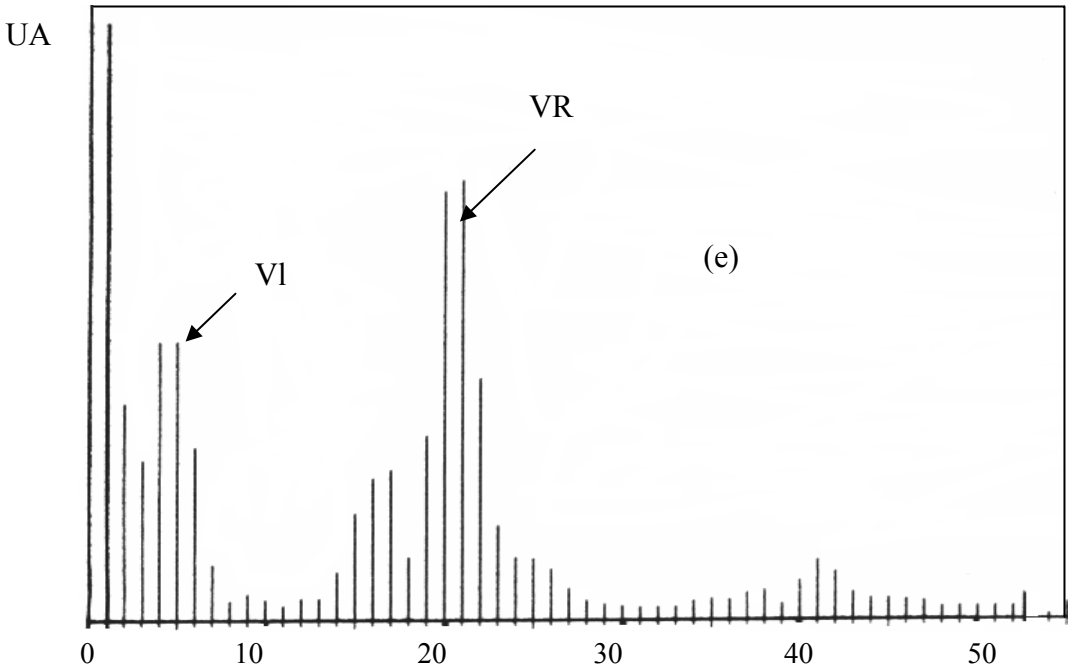


Figure III-4: Spectre FFT théorique du système de H_2O/Al [100]
capteur ouvert à 50°, f = 565 MHZ

2.4.3. Le fenêtrage

La fenêtre de pondération nous permet d'éviter les discontinuités et de réduire au minimum les ondulations produites par la fenêtre rectangulaire.
Il existe un très grand nombre de fenêtre, il faut choisir la fenêtre répondant au mieux au but recherché en s'aidant de leurs caractéristiques.
Lorsqu'on effectue la transformée de Fourier discrète d'un signal, on applique une fenêtre de pondération sur le signal à transformer en multipliant le signal par une fonction afin d'éviter d'avoir un élargissement des raies donc des interférences entre elles.
Les fenêtres de pondération donnent des résultats similaires à la méthode de soustraction de la réponse de la lentille, donc on peut s'affranchir de la mesure de la réponse de la lentille qui doit être effectuée pour tous les échantillons à analyser [37].

Les trois chapitres précédents nous permettre de faire une simulation par programmation matlab, nous avons obtenus des résultats sont écrites dans le chapitre suivant (chapitre IV), nous avons étudié la modélisation d'une certain matériaux supraconducteur (YB_ACuO et P_rB_ACuO) et déterminer la variation des cœfficient de réflexion et de la signature acoustique en fonction de l'épaisseur et de la fréquence qui nous permettre de déterminer leur vitesse longitudinal, transversal et la vitesse de Rayleigh.

Chapitre 4

1. Introduction

Les systèmes multicouches utilisés dans de nombreux domaines tels que : le revêtement, les composants micro électriques…etc. les techniques de dépôt d'une ou de plusieurs couches sur un substrat présentent une mauvaise adhérence de la couche sur le substrat avant et après photogravure d'où un mauvais (ou même absence total) de contact.
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, liquide de couplage, fréquences.
Dans les chapitres précédent nous avons exposé les modèles de calcul du coefficient de réflexion R(θ) , du signal acoustique V(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.

2. Etude des matériaux massifs

2. 1. Etude des systèmes Eau / YB_ACuO et Eau / P_rB_ACuO

Quand la vitesse de l'onde acoustique dans le liquide de couplage est faible par rapport à celles 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 à partir de la phase de R(θ) en appliquant la loi de Snell-Descartes, ou à partir de la signature acoustique V (z) (équation III-33). L'angle critique θ_R correspond à un changement de phase de 2π de la phase du coefficient de réflexion $R(\theta)$.

2.1.1 Détermination de la vitesse V_R à partir de coefficient de réflexion.

Nous avons établi un programme de calcul qui nous permet de déterminer le coefficient de réflexion $R(\theta)$ (module et phase) en fonction de l'angle d'incidence θ selon l'équation (III.10).Les tracés des courbes du module et de la phase de $R(\theta)$ pour les matériaux massifs choisis sont présentés dans les Figures (IV-1) et (IV-2).

On constate que les courbes des phase ou du module de $R(\theta)$ ont presque toutes la même allure pour les différents matériaux étudiés, ce qui nous permet de dire que les allures obtenues sont des formes 'standard' caractérisant les matériaux massifs dont la vitesse de l'onde acoustique transversale (v_s) est supérieure à la vitesse de l'onde acoustique dans le liquide de couplage (v_0).

a) b)

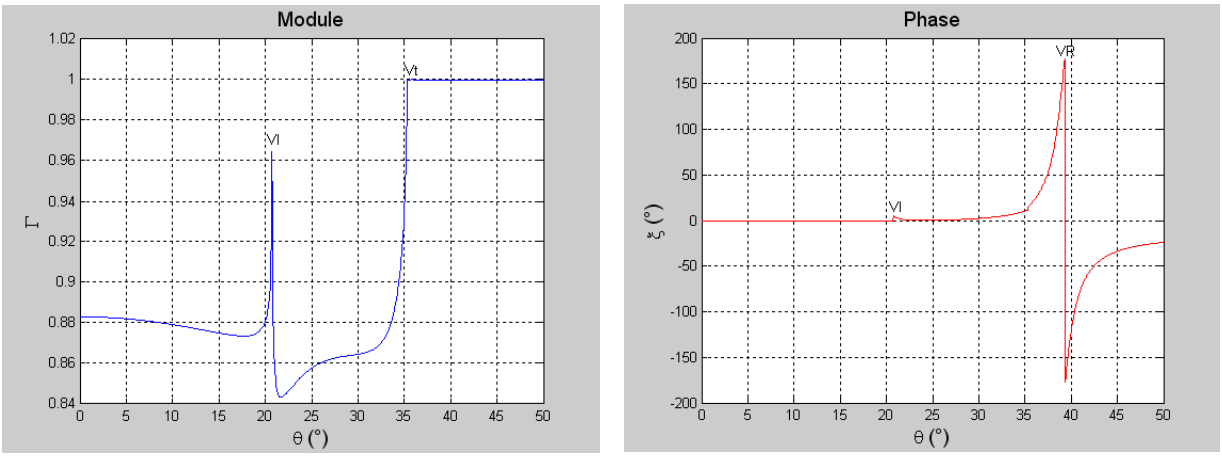


Figure IV-1 : Cœfficient de réflexion du système Eau/YB_ACuO

a) Module b) Phase

c) d)

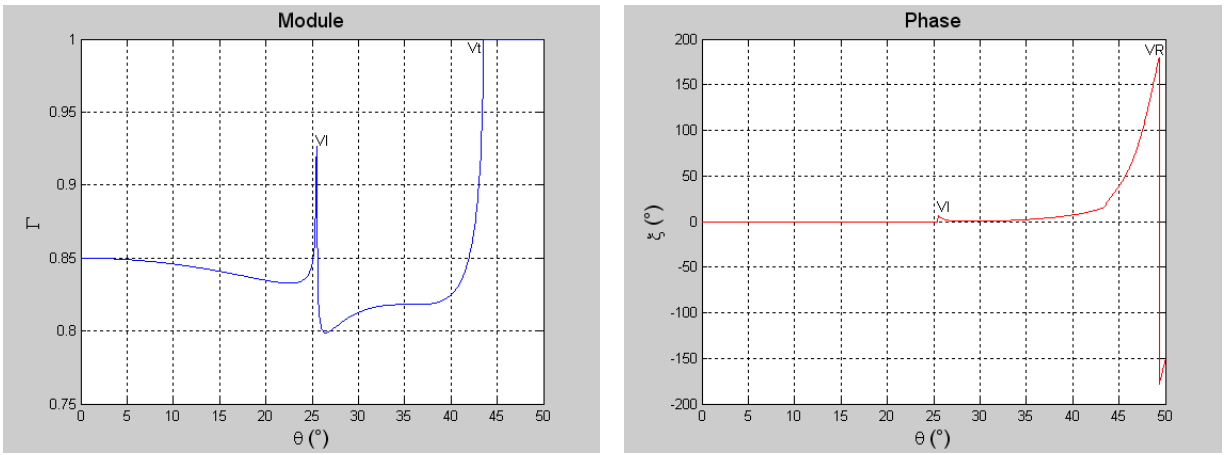


Figure IV-2 : Cœfficient de réflexion du système Eau/P_rB_ACuO.

c) Module d) Phase

2.1.2. Analyse de l'amplitude

L'amplitude du coefficient de réflexion $R(\theta)$ varie de 0 à 1 et montre deux angles critiques, correspondant aux angles θ_{cl} (angle critique longitudinal) et θ_{cs} (angle critique transversal), (Fig IV-1-a et IV-2-c).Au delà de l'angle critique transversal $\theta_{cs,}$ l'onde est totalement réfléchie tel que $R(\theta)=1$.

****Pour $\theta < \theta_l = \arcsin v_{liq}/v_l$**

L'onde longitudinale qui se propage dans le fluide engendre par réfraction une onde longitudinale et onde transversale dans le matériau (Figure III-1).le rendement de cette transmission est faible .lorsque l'angle d'incidence θ tend à égaler la valeur de θ_l, on observe alors une onde longitudinale rasante se propageant à la surface.

**** Pour $\theta_l < \theta < \theta_s = \arcsin v_{liq}/v_s$**

Il n'existe qu'une onde transversale qui se propage dans le matériau .Et lorsque l'angle d'incidence
$\theta = \theta_s$, onde transversale rasante se propage alors à la surface.

****Pour $\theta > \theta_s$**

Le coefficient de réflexion $R(\theta)$ vaut l'unité, ce qui signifie qu'aucune onde volumique ne se propage dans le solide.

2.1.3 Analyse de la phase

La phase de $R(\theta)$ (figure IV-1-b et IV-2-d) contient deux pics, l'un très petit correspond à l'angle critique longitudinal $\theta_{cl,}$ et l'autre, le plus grand, correspond à l'angle critique de Rayleigh θ_R .Le pic correspond à l'angle critique transversal θ_{cs} est très petit et généralement écrasé par la monté des pics relatif à θ_R, du fait que les vitesses v_s et v_R sont très proches (généralement $V_R \sim 0.92\ V_s$).

****Pour $\theta = \theta_R = \arcsin v_{liq}/v_R$**

L'onde longitudinale incidente donne naissance à une onde de surface de vitesse v_R .La génération de cette onde de Rayleigh se traduit par un brusque changement de phase .La polarité de l'onde réfléchie est inversée.

Les ondes longitudinales et transversales n'ont pas de changement de polarité significatif.
Les trois angles critiques ainsi évoqués sont classés par ordre de croissance comme suit :

$$\theta_{cl} < \theta_{cs} < \theta_R.$$

Nous avons les courbes de la phase de $R(\theta)$ pour les deux matériaux étudiés (fig IV-1-b, IV-2-d), d'après ces courbes, nous déterminons les angles critiques de Rayleigh, puis nous calculons les vitesses de Rayleigh d'après la fonction de réflexion R(θ). Les résultats obtenus sont groupés dans le Tableau (IV-1).
La composition de nos résultats avec les données disponibles dans la littérature [1] témoigne d'une très bonne concordance, ce qui constitue en une première étape de validation de notre programme de calcul.

2.2. Détermination de la vitesse V_R partir du V (z)

Nous avons complété le programme concernant le calcul de $R(\theta)$, par la programmation de l'équation **(**III.70), ou la signature acoustique V(z) est fonction de $R(\theta)$ et de la fonction de pupille p(θ), pour calculs, nous avons utilisé la fonction de pupille donnée par Sheppard et Wilson [2,3] :

$P^2(\theta) = \exp(-7\theta^2)$ pour une lentille d'ouverture de 50°

Notons que cette fonction de pupille a été déterminée empiriquement à partir du signal acoustique expérimental V(z) d'un matériau parfaitement réfléchissant (Or, Téflon, Plomb), Il

faut signaler que p(θ) joue un rôle déterminant dans l'atténuation du signal acoustique, mais n'influe guère sur la période de V(z).

Les courbes obtenues (Figure IV-3) montrent que toutes les signatures acoustiques V (z) sont Pseudo périodiques, la pseudo- période Δz varie d'un matériau à un autre.

a) **b)**

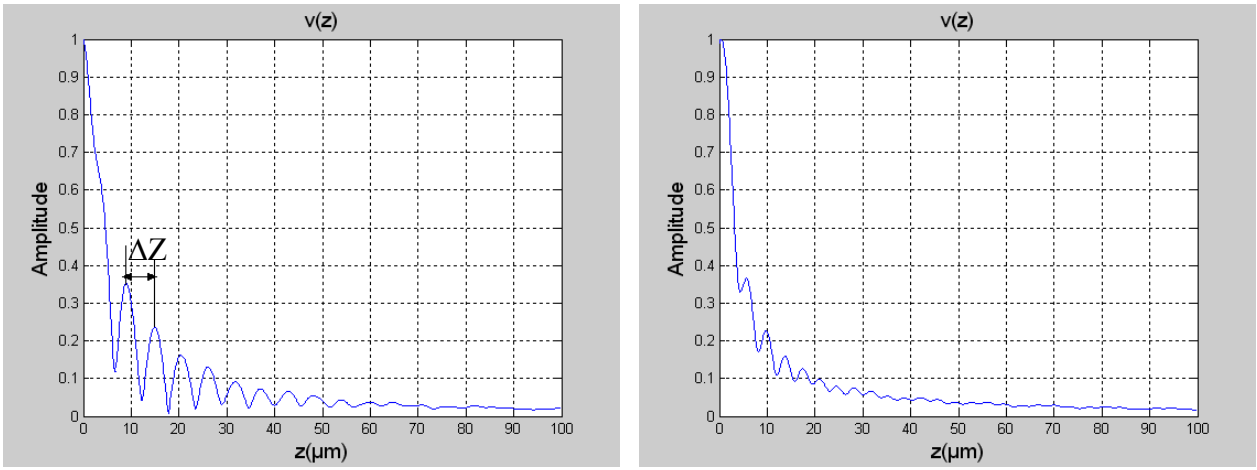


Figure IV-3 : Signature acoustique V (z).
a) V (z) de l'YB_ACuO b) V (z) de PrB_ACuO

A partir de l'équation (III-57), nous pouvons calculer la vitesse de Rayleigh pour chaque matériau étudies après avoir déterminé la période Δz de la signature acoustique V (z). Les résultats obtenus sont résumés dans le Tableau (IV-1).

Les vitesses de Rayleigh ainsi obtenues concordent parfaitement avec celles calculées à partir de la phase de $R(\theta)$ (tableau IV-1)

système	V_R (m/s)	V_R (victorov)
Eau/YB_ACuC	2398.31	2376.25
Eau/PrB_ACuC	1965.04	1985.28

Tableau V-1 : Vitesse de Rayleigh des matériaux étudiés déterminées à partir de R (θ) et V (z).

La comparaison entre le spectre de la signature acoustique brut (figure IV-.4) et avec fenêtrage (Figure IV-5) montre le rôle exercé par la fenêtre de Hann ou de Blackman (Tableau III-1).
Les lobes secondaires ont disparu, le lobe central est élargi, et les perturbations basse fréquence ont diminué. La fenêtre de blackman est la mieux adaptée pour le traitement de la signature [4].

a) b)

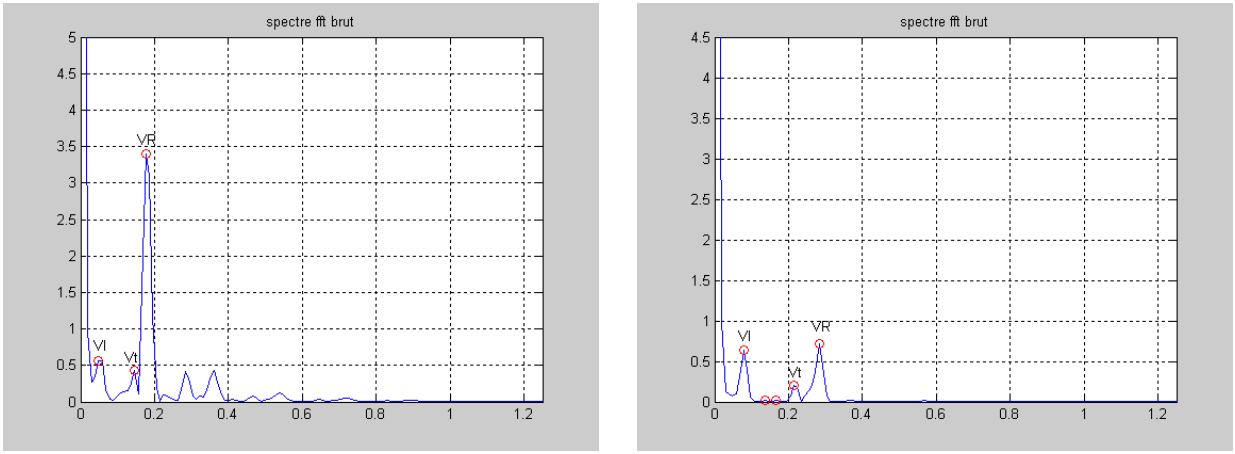
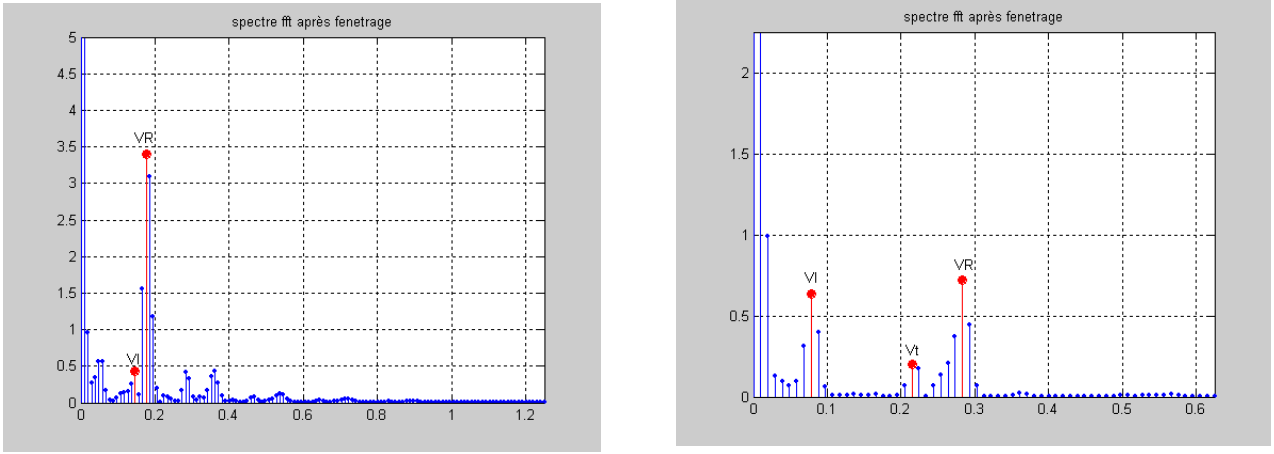


Figure IV-4 : FFT brut de la signature acoustique
a) FFT de l' YB_ACuO b) FFT de PrB_ACuO

a) b)



FigureIV-5 : FFT après fenêtrage (fenêtre de Blackman)
a) FFT de l' YB_ACuO b) FFT de PrB_ACuO

2.3. Influence 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 de propagations dans le solide .Sachant que l'impédance acoustique du fluide dépend de vitesse de l'onde et de la densité du fluide, nous allons à cet effet étudier l'influence de chacun de ces deux paramètres sur les modes de propagation de l'onde acoustique dans le solide.

2.3.1. Influence de la densité

Pour illustrer l'influence de la densité du liquide de couplage, nous allons prendre deux liquides réels de vitesses d'onde comparables et de densités différentes, cas présenté par l'eau (v_0=1500m/s, ρ=1000kg/m^3) et le mercure ($v_{0=}$1450m/s, ρ=13600kg/m^3).
Nous traçons le coefficient de réflexion R (θ), la signature acoustique V (z) et le spectre de FFT pour l'YB_ACuO (figure **I**V-6) et (figure IV-7) et pour le P_rB_ACuO (figure IV-8) et (figure IV-9).

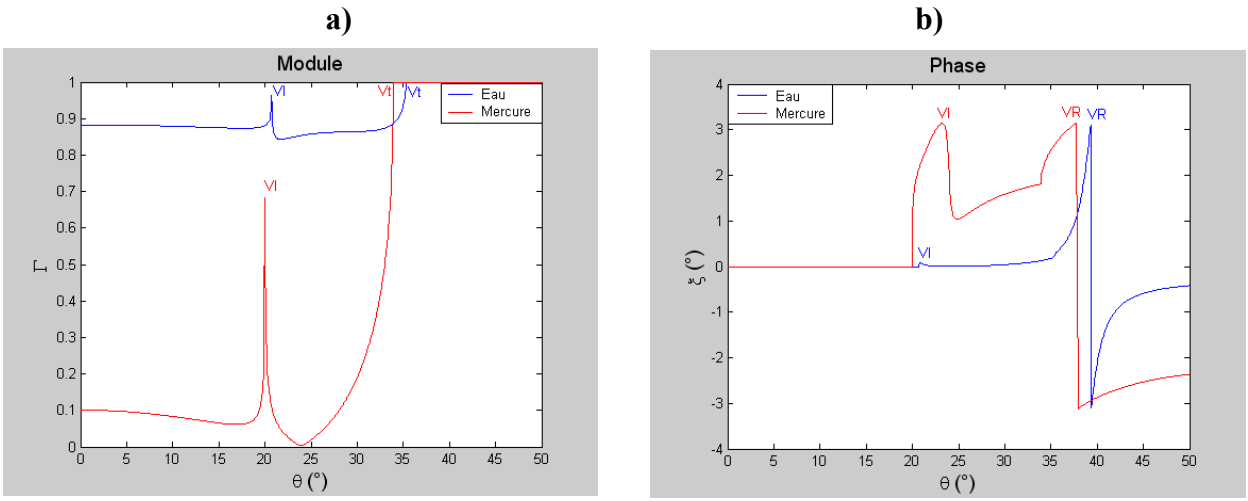


Figure **I**V-6 : Fonction de réflexion de l'YB_ACuO pour différents liquides (Eau-Mercure)
a) Module b) Phase

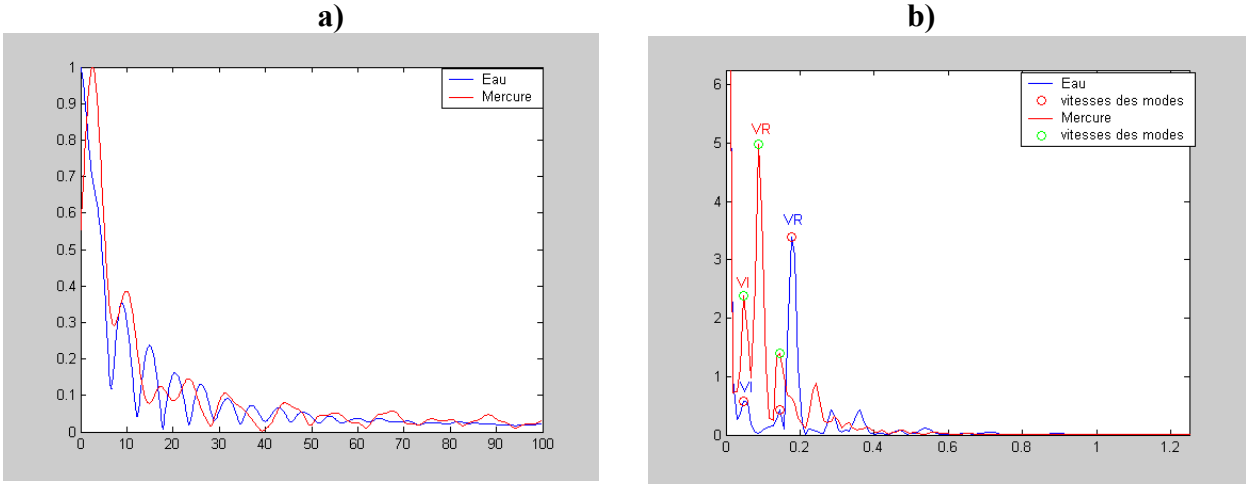


Figure IV-7 : Signature acoustique et spectre FFT de l'YB_ACuO pour différents liquides (Eau-Mercure) a)Signature acoustique V (Z) b) Spectre de FFT

Lors de la substitution du liquide de couplage par un autre, les pics de la phase et du module du coefficient de réflexion se déplacent et ce dernier prend des changements de forme.
Les calculs montrent qu'un tel changement de liquide de couplage n'a pratiquement aucun effet sur les valeurs des vitesses des ondes de surface.
La variation de la densité du liquide n'influe guère sur le positionnement des pics des différents modes, car il existe une grande différence de la densité entre les deux liquide (ρ=1000kg/m^3 et ρ=13600kg/m^3) mais les glissements obtenues sont trop faibles.
La figure (IV.7) illustre la même remarque précédente. Pour la signature acoustique, glissement et changement de forme et invariance des vitesses des ondes de surface.
La courbe de la figure (IV.7) présente le spectre de FFT qui montre une augmentation de l'efficacité des modes longitudinal et transversal dans le cas du mercure (changement du liquide de couplage).
Les figures (IV-8 et IV-9) présentent les fonctions de réflexions, les signatures acoustiques et les spectres de la FFT pour le système de P_rB_ACuO auprès du changement de liquide de couplage.

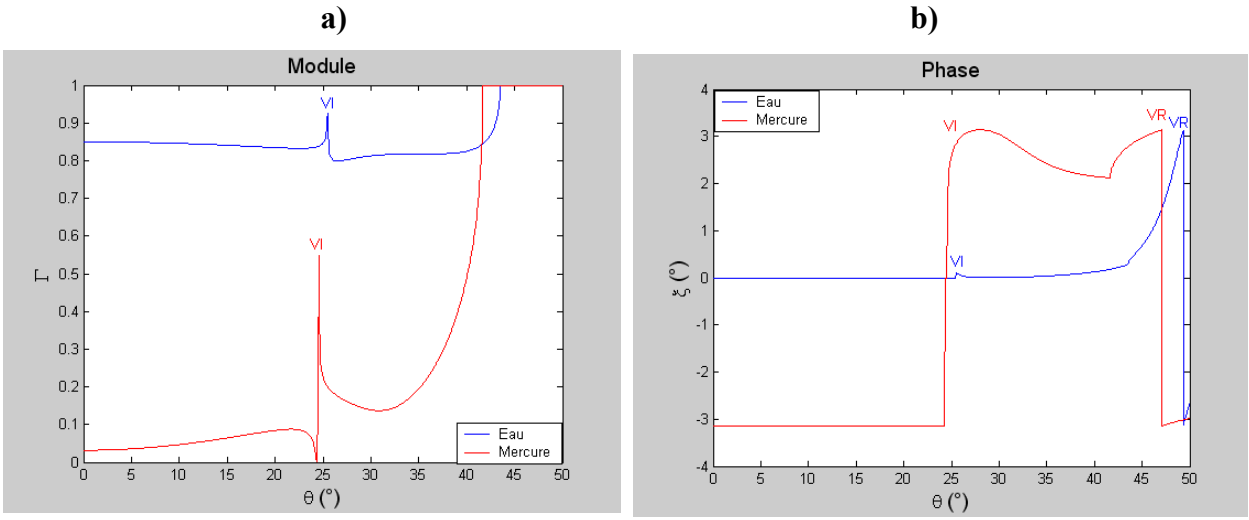


Figure IV-8 : La fonction de réflexion de P_rB_ACuO pour différents liquides (Eau-mercure)
a) Module b) phase

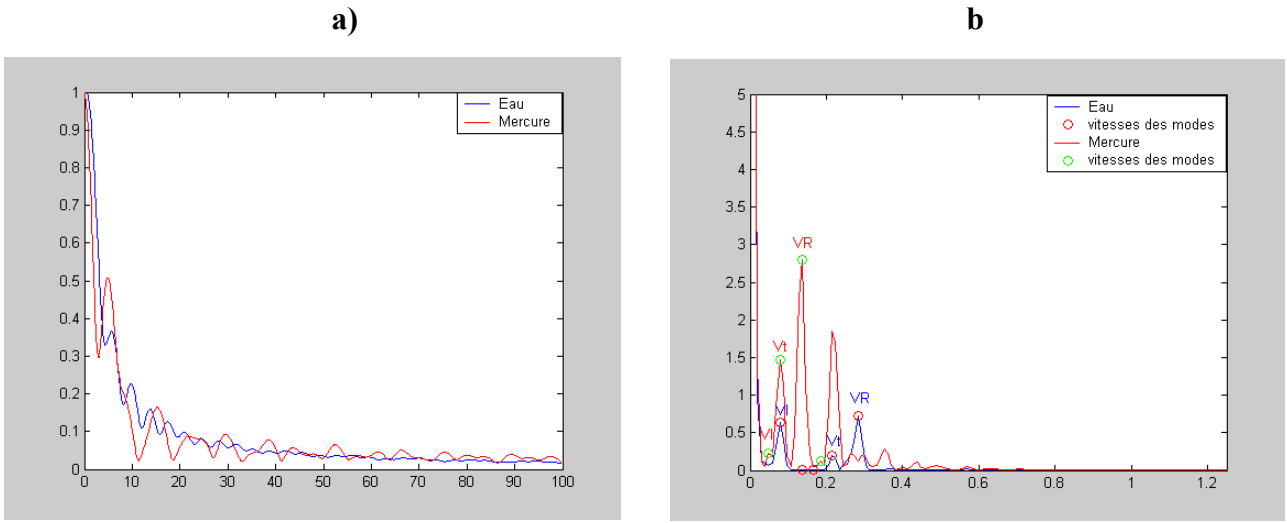


Figure IV-9 : La signature acoustique et spectre FFT du P_rB_ACuO pour différents liquides. (Eau-mercure) a) La signature acoustique V (z) b) Spectre FFT

On constat, des changements de forme de R (θ) et les glissements des pics des différents modes, mais les calculs montrent qu'un tel changement de liquide de couplage n'a pratiquement aucun effet sur la génération des modes de propagation et valeurs des vitesses des ondes de surfaces.
On peut remarquer aussi l'invariance de la périodicité de v (z), glissement et changement de forme.

Malgré la grande différence des densités des liquides, les glissements des pics de R (θ), sont trop faibles. Cette constatation nous a poussés à soupçonner que les densités ne sont pas responsables de ces glissements. En effet, nous avons recalculé R (θ) pour les deux liquides de couplage eau et mercure, en considérant que la vitesse de l'onde acoustique dans ces liquides est exactement la même, soit 1500m/s Nous avons obtenu une superposition des pics de R (θ) (fig IV-9), ce qui preuve que d'une part le glissement remarqué auparavant est du à la différence des vitesses, soit 50 m/s, et non pas à la différence des densités. Donc, la densité du liquide de couplage n'a aucun effet sur les vitesses des différents modes.

2.3.2. Influence de la vitesse du liquide de couplage sur les différents modes de propagation

Les constatations faites en (a) nous conduisent à étudier l'influence de la vitesse du liquide sur les différents modes de propagation dans le solide nous allons prendre deux liquides dont les valeurs des vitesses d'onde se situent de part et d'autre à celle de l'eau, en l'occurrence le Glycérine (v_0=1920m/s, ρ=1260kg/m^3) et le tétrachlorure de carbone (CCL_4) (v_0=930m/s, ρ=6097kg/m^3).
La figure (IV-10) présente les résultats des calculs de la vitesse de Rayleigh.

a) b)

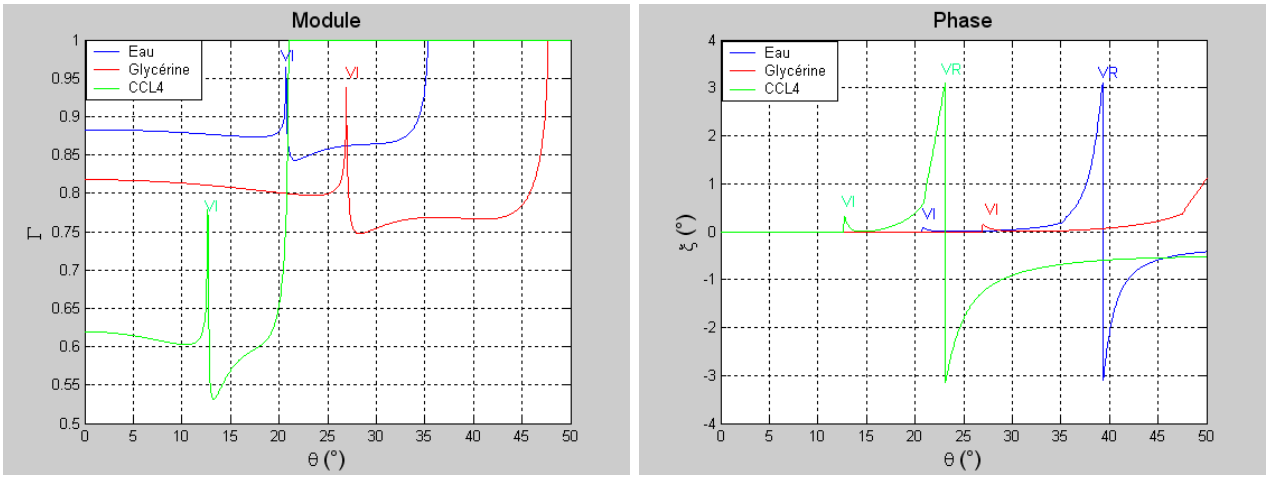


Figure IV-10 : Fonction de réflexion de l'YB_ACuO (Eau- Glycérine-ccl_4)

a) Module b) Phase

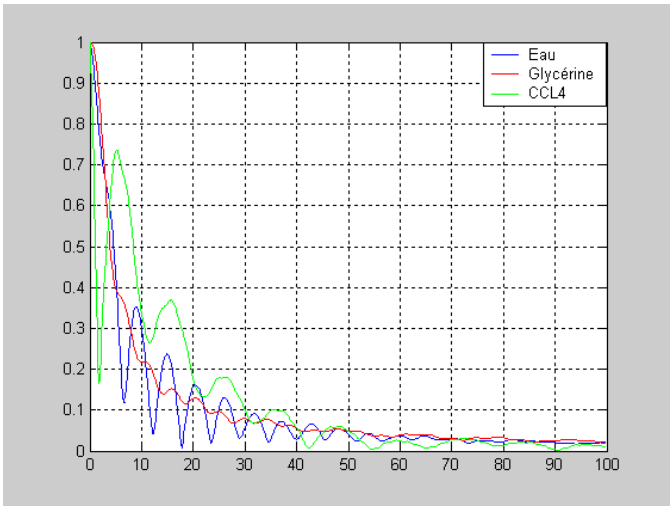


Figure IV-11 : Signature acoustique de l'YB_ACuO pour différentes vitesse v_0 (Eau-Glycérine-CCL_4)

La Figure (IV-10) montre un déplacement important des angles critiques pour tous les modes (Longitudinale, transversale et de Rayleigh) par rapport aux angles critiques Relatifs au liquide de couplage ‘’eau’’.

Lorsque la vitesse du liquide de couplage est supérieure à celle de l'eau, le déplacement se fait vers les angles supérieurs. Dans le cas contraire ; il se fait vers les angles inférieurs.
Ce résultat est pleinement justifié par la loi de Snell-Descartes qui donne un décalage d'angles critiques. Egalement, cette même loi nous donne des vitesses de Rayleigh égales quel que soit le liquide de couplage choisi. On en conclue que la vitesse du mode de Rayleigh est indépendante du liquide de couplage.
Donc quelque soit le matériau choisi, le changement du liquide de couplage n'affectera pas les vitesses de propagation des modes observés dans le solide, mais affectera la génération de ces modes et le positionnement des pics correspondants dans les courbes de $R(\theta)$.
La Figure (IV-11) montre que L'effet de la vitesse de l'onde sur la signature acoustique se manifeste par une augmentation du nombre d'arche et une décroissance de la période des pseudos oscillations, mais les vitesses de propagation des modes ne sont pas affectées, ce qui confirme les résultats obtenus sur le coefficient de réflexion.

2.4. Calcul des constantes élastiques 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 [Robert 99] parmi ces méthodes, la technique des ultrasons donne des résultats précis.

De surcroît c'est un moyen d'investigation non destructif. Vu la bonne simulation du comportement d'un solide vis une onde acoustique [5], il est clair qu'il est possible de déterminer les constants élastiques du solide par le modèle théorique de simulation.

Deux méthodes sont proposées pour le calcul de E et G, la première, que nous considérons comme référence, consiste à remplacer directement dans les équations (I-21, I-22 et I-23) les vitesses longitudinale et transversale du matériau par leurs valeurs.

La second méthode, consiste à tirer la vitesse de Rayleigh v_R à partir du graphe de la phase du R (θ) et la vitesse du mode transversal v_s du graphe du module de R (θ).Nous utilisons ensuite la relation de Victorov (III-55) pour connaître le rapport v_s / v_l pour ensuite calculer E et G.

Les valeurs des constantes élastiques pour matériaux choisis sont résumées dans le tableau (IV-6).les constantes élastiques des matériaux nus calculées sont très proches de ceux déterminer expérimentalement [expérience], ce qui montre que le calcul par simulation donne des bonnes résultas.

. système	**Module de Young E (GPa)**		**Module de cisaillement G (GPa)**		**Module de poisson ν (GPA)**	
	Notre calcul	expérience [1]	Notre calcul	expérience [1]	Notre calcul	expérience [1]
Eau/YB_ACuO	93.12	92.20	37.5	38	0.20	0.19
Eau/P_rB_ACuO	58.5	59.4	24.9	25	0.19	0.18

Tableau IV-6 : Calcul des constantes élastiques(E, G, ν) des matériaux étudiés.

3. Etude des structures monocouches

Nous allons étudier les matériaux ‘’revêtus’’.Le revêtement est considéré ici comme étant une seule couche déposée sur un substrat. Les deux matériaux de natures distinctes, sont supposés homogènes et isotropes.
Le système ‘’couche-substrat’’ est donc un système 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 revêtement et de la fréquence de travail sur les vitesses des modes et sur les constantes mécaniques du système.
Nous avons choisi, les systèmes suivants : YB_ACuO / P_rB_ACuO et P_rB_ACuO / YB_ACuO

3.1. Etude du système YB_ACuO / P_rB_ACuO

Pour le système monocouche, la fonction de $R(\theta)$ diffère de celle du système massif. Cette fonction est exprimée par la relation (III-25).

La fonction de réflexion $R(\theta)$ de la relation (III-25) dépend non seulement de la fréquence f de travail mais aussi de l’épaisseur (e) de la couche. A cet effet, et pour chaque épaisseur (e) 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 f.

a). Effet de l’épaisseur

Nous allons étudier l’effet de l’épaisseur tout en fixant la fréquence de travail. Nous avons choisi une fréquence de 600MHZ.

La Figure (IV.12) présente la fonction de réflexion $R(\theta)$ (module et phase) pour différentes épaisseurs, allant de 0 à 10 μm, les courbes de la phase de $R(\theta)$ montre que pour l’épaisseur e = 0 μm, le pic de Rayleigh est bien celui de le P_rB_ACuO nu (position à l'angle $\theta_R = 49.31°$**;** voir la même courbe dans la Figure (IV-2-d)).

Au fur et à mesure que l’épaisseur de l’YB_ACuO augmente, le pic de Rayleigh se déplace jusqu’à ce qu’il se fixe à la position $\theta_R = 39.30°$ **;** pour toute épaisseur au-delà de 10 μm. Ce pic correspond au de Rayleigh de l’ YB_ACuO nu (voir tableau IV-1).

Les courbes du module de $R(\theta)$ montrent que pour l’épaisseur e = 0 μm les pics des modes transversal correspondent à ceux de le P_rB_ACuO nu (courbes identiques à celles de la Figure IV-2-c).D’après l’augmentation de l’épaisseur de la couche de l’YB_ACuO, ces pics se déplacent vers les positions des pics correspondants au YB_ACuO nu (voir tableau IV-1).

a) b)

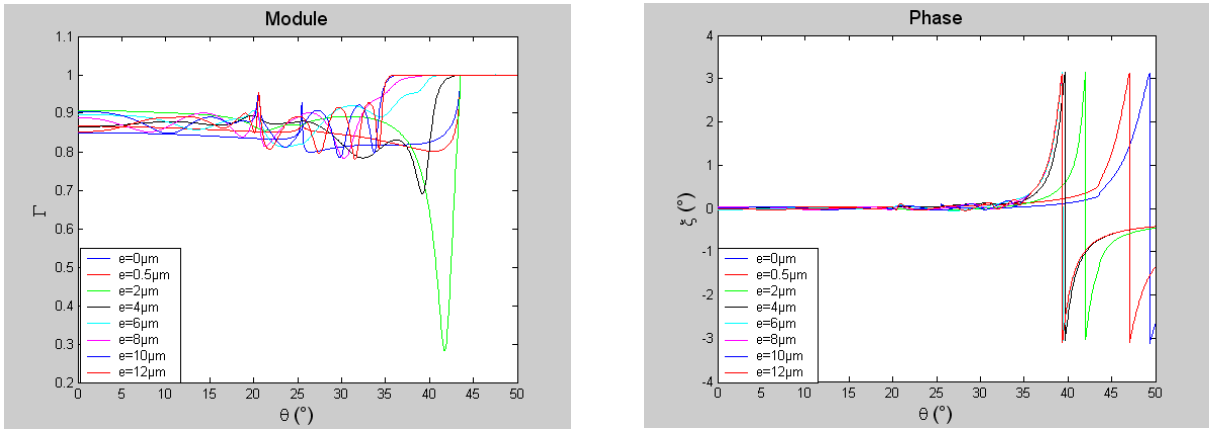


Figure IV-12 : La fonction de réflexion $R(\theta)$ pour le système YB_ACuO / P_rB_ACuO pour F = 600MHZ

a) Module b) Phase

A partir de ces courbes de module et de phase de $R(\theta)$, nous avons calculé puis tracé les courbes des vitesses du mode transversal et de Rayleigh en fonction de l'épaisseur de la couche (YB_ACuO) pour la fréquence 600MHZ (Figure IV-13).

D'après les Figure (IV-13), on constat qu'il y a un effet de la variation de l'épaisseur de la couche sur les vitesses des modes en volume (longitudinal et transversal) et des modes de surface (mode de Rayleigh).

a) b)

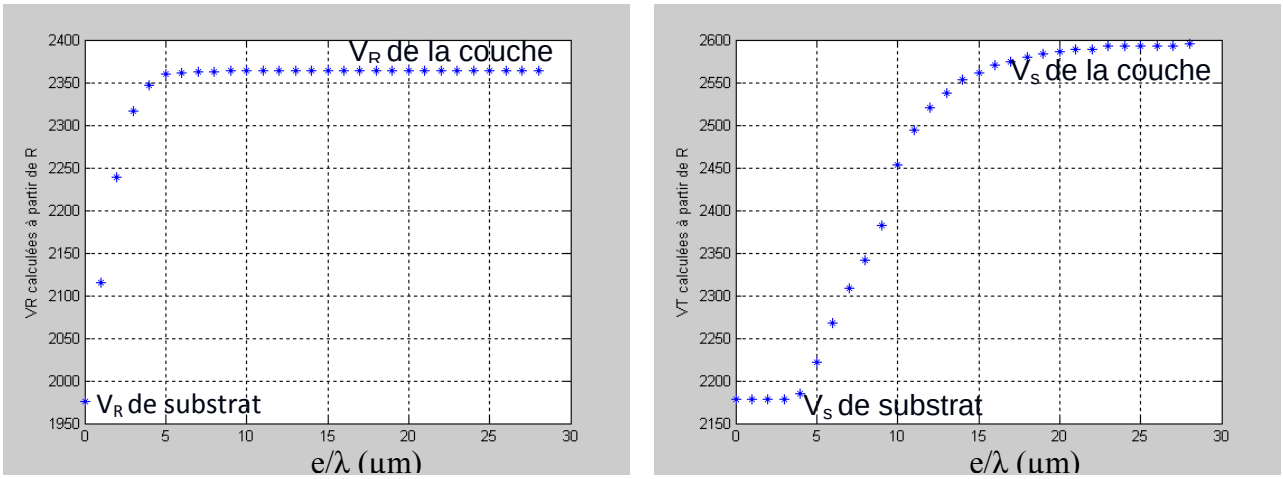


Figure IV-13 : Variation de la vitesse transversale et de Rayleigh en fonction de l'épaisseur de l'YB_ACuO (F = 600 MHZ)

a) Vitesse de Rayleigh V_R b) Vitesse transversale V_t

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 YB_ACuO / P_rB_ACuO aura un comportement, vis-à-vis des vitesses de propagation, identique à celui de l'YB_ACuO nu.

De plus en appliquant la loi de Victorov (relation (III-55)), le déplacement des pics des modes en volume ne correspond nullement à celui de Rayleigh, ce qui est montré d'ailleurs par le non correspondance des épaisseurs limites d'influence.

Les pics de Rayleigh se déplacent plus sensiblement que ceux du volume aux faibles épaisseurs et se stabilisent rapidement, par contre ceux du volume.

En effet, pour les matériaux revêtus l'onde de surface (onde de Rayleigh) est comme 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.

b). Effet de la fréquence

Il est préférable de choisir une très large gamme de fréquences de travail, pour élucider l'effet de dispersif soupçonné du système monocouche.
D'après la phase de $R(\theta)$ (figure IV), nous remarquons l'existence de l'effet de dispersion du mode de Rayleigh, traduit par le déplacement visible des pics de Rayleigh. Au fur et à mesure que la fréquence augmente, jusqu'à ce que ce pic se stabilise au delà de la fréquence f = 1250 MHz à une position égale à celle du pic de l'YB_ACuO nu.

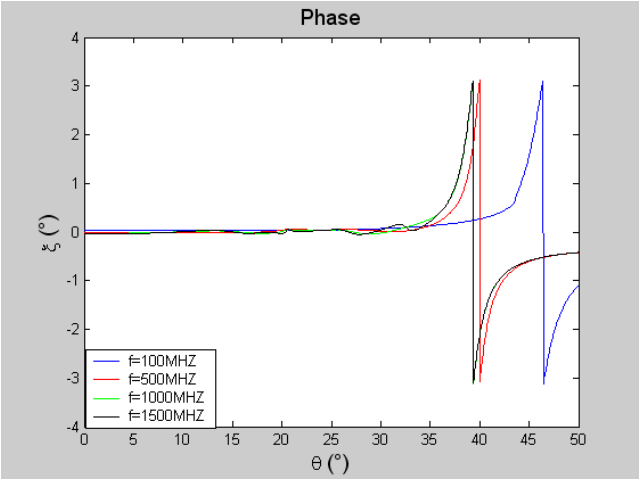


Figure IV-14 : La fonction de réflexion $R(\theta)$ pour le système YB_ACuO / P_rB_ACuO pour différentes fréquences (d = 4µm)

L'effet de dispersion du mode de Rayleigh existe bien mais elle est limitée.

En effet, l'onde de surface se propage à l'interface eau-solide, milieux très différents par leurs impédances acoustiques ce qui explique le déplacement visible du pic de Rayleigh quand la fréquence varie.

A partir de la phase de $R(\theta)$, nous avons tracé la courbe de dispersions de la vitesse du mode de Rayleigh (Figure IV-15).

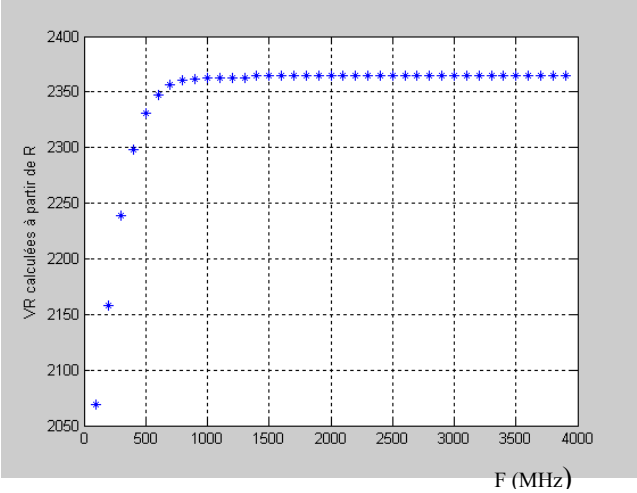


Figure IV-15 : Courbes de dispersion de la vitesse de Rayleigh pour une épaisseur de 4 µm de l'YB_ACuO.

La figure (IV.15) illustre bien l'effet de dispersion pour le système hétérogène (YB_ACuO/P_rB_ACuO) étudié.
Pour les matériaux revêtus 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.

3.2. Etude du système: P_rB_ACuO / YB_ACuO

La signature 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 ''mode de Sezawa '' [6].

Le nombre de ces modes est fixé par la fréquence et par l'épaisseur de la couche. Ce sont des modes dispersifs [6,7].

Dans ce qui suit, nous allons étudier les modes de surfaces du système P_rB_ACuO / YB_ACuO. Puis nous déterminons les constants élastiques de ce système.

3.2.1. Effet de l'épaisseur

La Figure IV-16 présente la multiplicité de la période de V (z) de ce système.

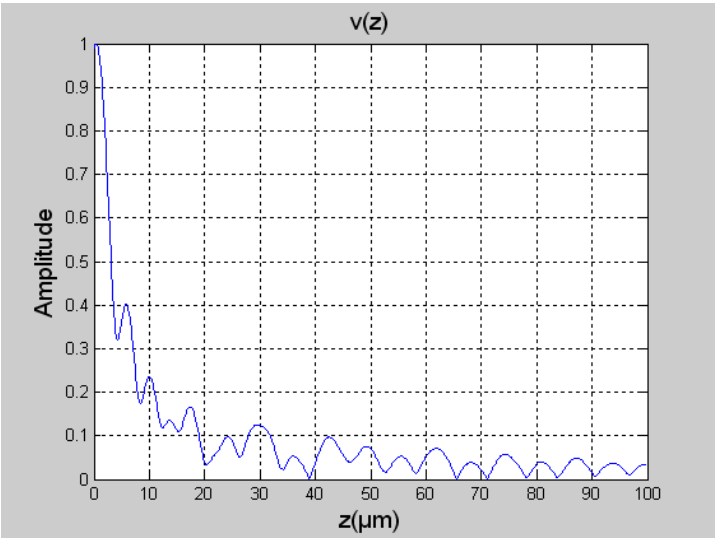


Figure IV-16 : La signature acoustique V (z) du système P_rB_ACuO / YB_ACuO.
(F = 600MHZ, e = 4µm).

Pour les matériaux hétérogènes étudiés, la signature acoustique V (z) ne possède qu'une seule période. Par contre, pour le système précédent (P_rB_ACuO / YB_ACuO), le signal V (z) présente une périodicité multiple, due à la multiplicité des modes de surface (mode de Lamb généralisés).

e/λ = 0.5µm

e/λ = 2.5µm

e/ λ = 8µm

e/ λ = 10µm

e/ λ = 20µm

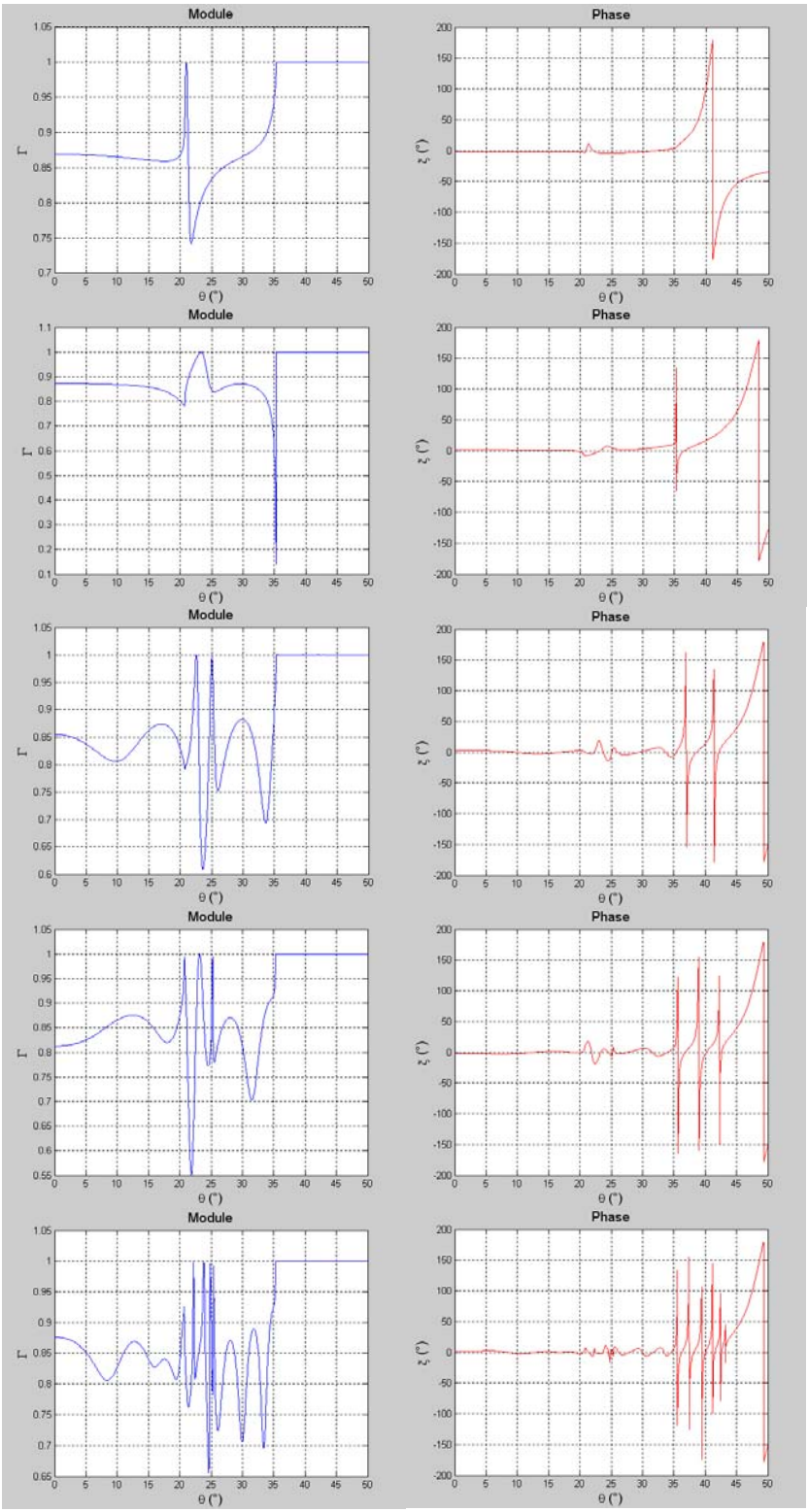


Figure IV-17 : La fonction de Réflexion R (θ) pour le système P_rB_ACuO / YB_ACuO
Pour différentes épaisseurs (F = 600MHZ).

a Figure (IV-17) présente la fonction de réflexion R(θ) (module et phase) pour différents épaisseur. Ces courbes montrent que le nombre des modes de Lamb généralisés varie selon que l'épaisseur change.
Les pics correspondant à ces modes se déplacent en fonction de l'épaisseur de la couche, ce qui montre que ces modes sont dispersifs.
A partir d'une certaine valeur de l'épaisseur de la couche (e≈0.5µm), on remarque sur la courbe donnant la phase de R (θ), un décrochement du mode de Rayleigh de la couche de celui du substrat avec un déplacement de ce mode vers le mode de Rayleigh du P_rB_ACuO massif au fur et à mesure que l'épaisseur de la couche déposée augmente (Figure V-17).
Les pics correspond à ces modes se déplacent aussi en fonction de la variation de l'épaisseur
ce qui montre que ces modes sont bien dispersifs.
A partir des angles critiques des modes de Lamb, nous déduisons leurs vitesses que nous avons calculé à la prochaine fois.

Pour une épaisseur de P_rB_ACuO égale à 2.5µm, on observe un troisième mode qui apparaît et qui suit le même cheminement que précédemment (Figure IV-19).

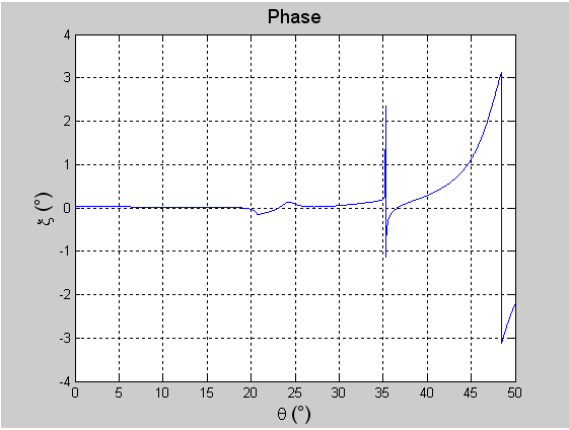


Figure IV-18 : Apparition du pic du mode de Lamb à l'épaisseur 2.5µm du P_rB_ACuO.

Au-delà de 10µm de P_rB_ACuO, on observe l'apparition d'autres modes difficilement identifiables se situant entre le mode de l'YB_ACuO (substrat) celui du P_rB_ACuO massif.
Ces modes sont générés par la couche déposée, qui se comporte à partir d'une certaine épaisseur comme un guide d'onde. L'identification de ces modes appelées ''ondes de plaques'' ou ''onde de Lamb'' est complexe [8].
L'intérêt que nous portons aux modes de Lamb dans le système P_rB_ACuO/ YB_ACuO est lié au fait qu'à partir des courbes de dispersion, nous pourrons déterminer l'épaisseur de la couche de P_rB_ACuO, si l'on connaît au préalable la vitesse d'un des modes de Lamb.
Parmi les modes de Lamb généralisés, on distingue le mode de Rayleigh qui correspond au mode dit 'S zéro' de Lamb, i.e. le mode symétrique le plus bas dans la courbe de la phase de R (θ).

Pour une fréquence de 600MHZ, nous avons tracé les variations de la vitesse de Rayleigh en fonction de l'épaisseur de la couche de P_rB_ACuO.
La figure (IV-20) présente les variations de la vitesse de Rayleigh en fonction de l'épaisseur de la couche de P_rB_ACuO.

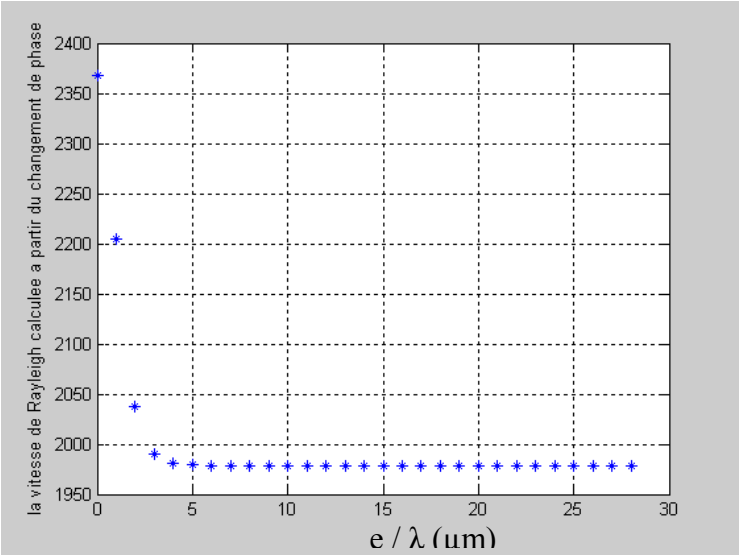


Figure IV-19: Courbe de dispersion de la vitesse de Rayleigh
pour une différente épaisseur de P_rB_ACuO (F=600MHZ).

Le mode de Rayleigh étant un mode dispersif dans le système P_rB_ACuO/ YB_ACuO, sa vitesse varie entre celle des modes de Rayleigh de la couche (P_rB_ACuO) et du substrat (YB_ACuO).

La figure (IV-20) présente la variation de la fonction de Réflexion R (θ) pour le système (P_rB_ACuO/ YB_ACuO) en fonction de la fréquence de travail pour une épaisseur constante (e = 4µm).
Les courbes de la phase de R (θ) ainsi tracé montrent que le nombre des modes généralisés varie selon que la fréquence change.
D'après ces courbes nous déduisons que le nombre du mode de Lamb est augmente lorsque la fréquence de travail est augmente. Par exemple, lorsque la fréquence est égale à (F = 600 MHZ) (Figure IV-20) nous avons voir un seul mode de Lamb qui a apparaît, tendit que à la fréquence (F= 1000 MHZ) nous avons voir deux modes de Lamb, et lorsque la fréquence change de (F = 1500 MHZ) Jusqu'à F = 2000 MHZ), les modes de Lamb est augmente.
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.

3.2.2. Effet de la fréquence

Nous avons tracé les variations du module et de la phase de la fonction de Réflexion R (θ) pour plusieurs fréquences (figure suivante).

F = 100 MHZ

F = 600 MHZ

F = 1000 MHZ

F = 1500 MHZ

F = 2000 MHZ

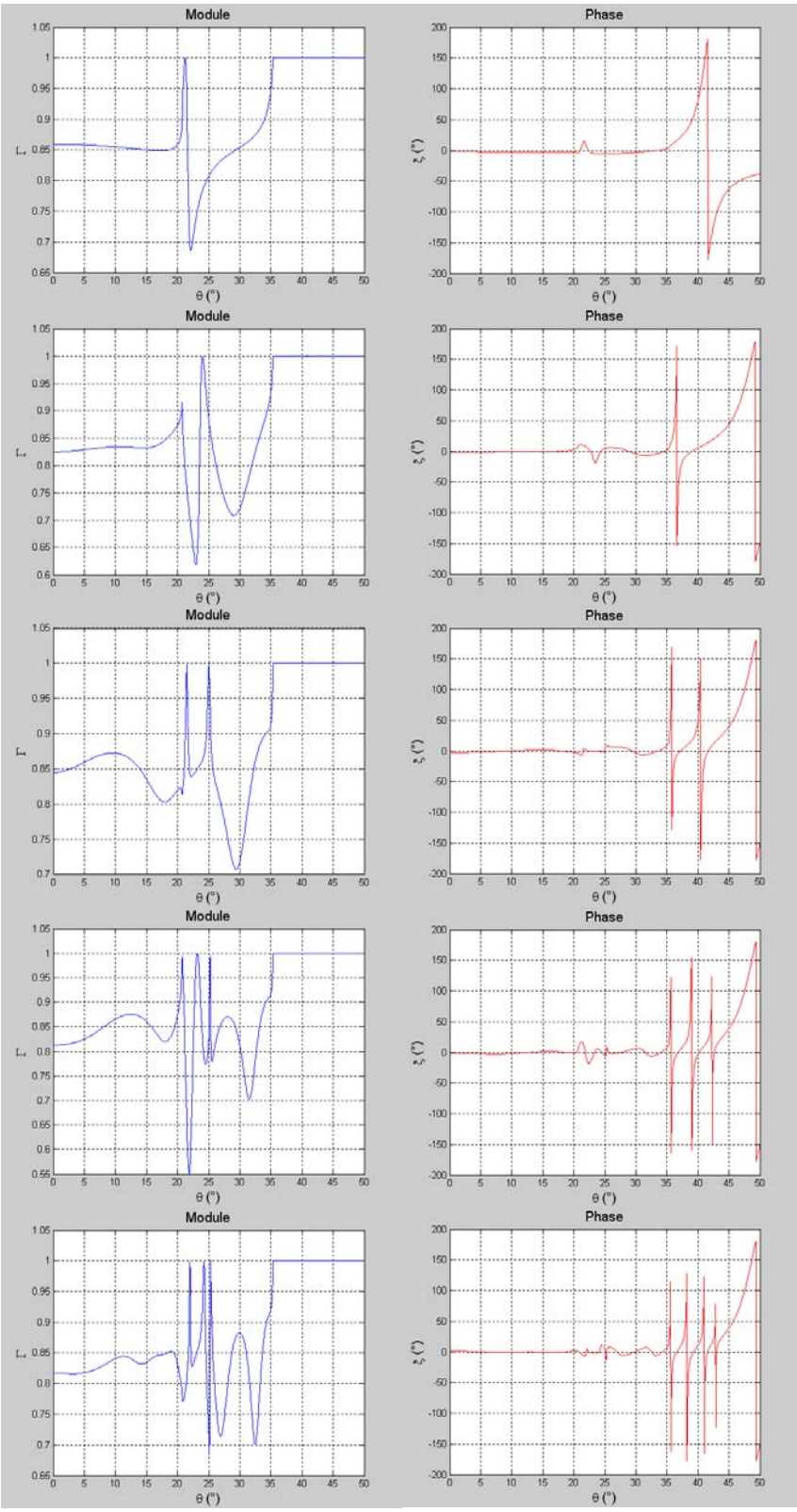


Figure IV-20: La fonction de Réflexion R (θ) pour le système P_rB_ACuO/ YB_ACuO pou plusieurs fréquences (e = 4µm).

La figure (IV-21) présente la variation de la vitesse de Rayleigh en fonction de la fréquence, pour une épaisseur constante.

Cette figure montre que le mode de Rayleigh étant un mode dispersif dans le système (P_rB_ACuO/ YB_ACuO), sa vitesse varie entre celle des modes de Rayleigh de la couche (P_rB_ACuO) et du substrat (YB_ACuO).

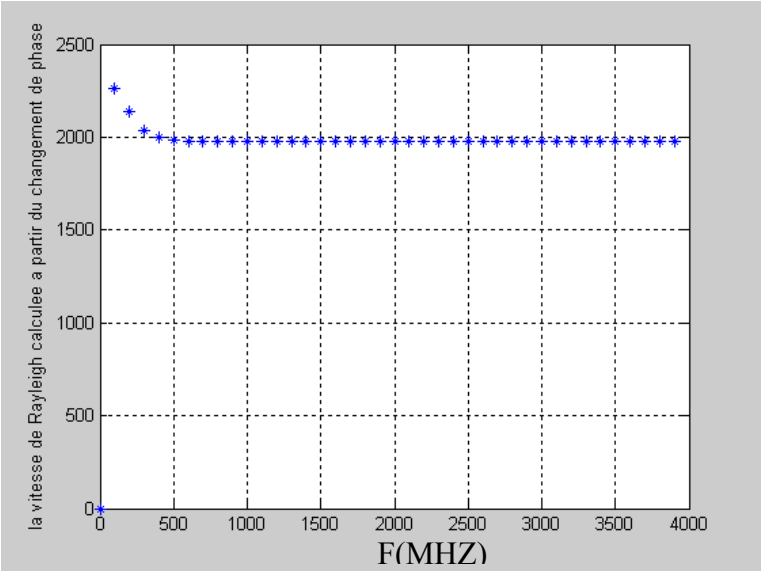


Figure IV-21 : Courbe de dispersion de la vitesse de Rayleigh
pour une épaisseur de 4µm de P_rB_ACuO

4. Détermination des constantes élastiques

4.1. Dans le cas YB_ACuO / P_rB_ACuO

Le système considéré YB_ACuO / P_rB_ACuO est un système hétérogène. Par conséquent, ses constantes élastiques (E, G, υ) sont non seulement fonction de celles des matériaux qui le constitue, en l'occurrence l'YB_ACuO et le P_rB_ACuO, aussi fonction de leurs dimensions.
Sachant que les propriétés élastiques des matériaux sont des propriétés intrinsèques, il est tout à fait évident que la fréquence de l'onde acoustique qui s'y propage ne modifie en rien ces propriétés élastiques. A cet effet, et sachant que les constantes E et G sont déterminer à partir des vitesses des modes transversal et longitudinal selon les relations (I-21) et (I-22), les vitesses de ses modes doivent impérativement avoir des valeurs invariables. Toutefois, et pour une épaisseur fixée, les vitesses de ses modes pour le système (YB_ACuO / P_rB_ACuO) subissent un effet de dispersion.
De surcroît, les deux vitesses suscitées ne varient pas de la même manière quand la fréquence varie, et par conséquent leur rapport qui figure dans l'équation (I-22) du module de Young n'est pas fixe.
A partir des courbes de la phase de R(θ), nous calculons pour chaque épaisseur la valeur de la vitesse de Rayleigh et les vitesses des modes transversal et longitudinal et à partir ces dernier, nous calculons les constantes élastiques du système (YB_ACuO / P_rB_ACuO) pour différentes épaisseurs
de l'YB_ACuO.

Les résultats obtenus sont présentés dans la figure (IV-24) suivante :

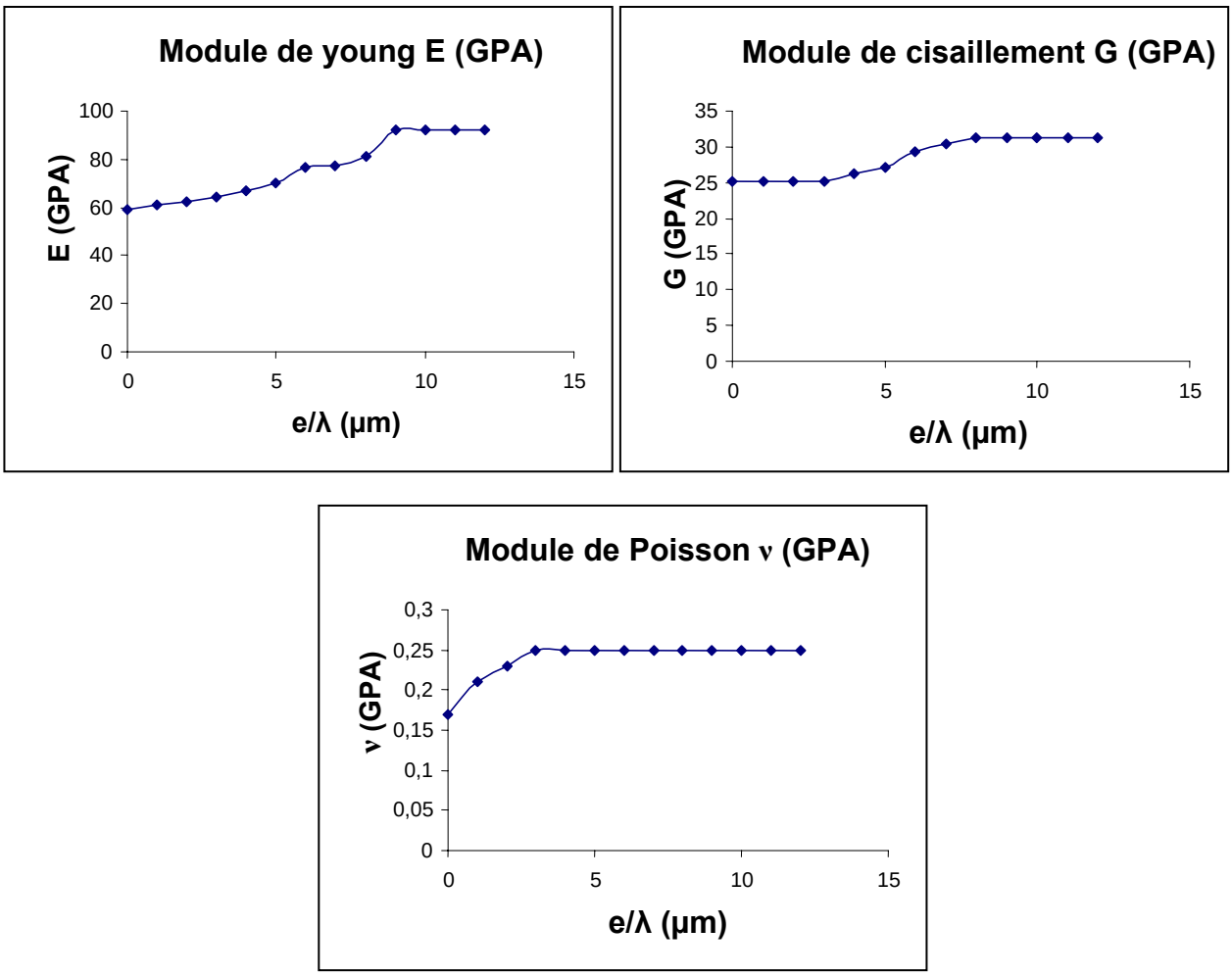


Figure IV-24: Variation des constantes élastiques du système YB_ACuO / P_rB_ACuO.

La Figure 25 montre une variation continue non linéaire des constantes élastiques à partir des valeurs du substrat (P_rB_ACuO) vers ceux de la couche (YB_ACuO) [10] et ce à fur et à mesure que l'épaisseur de la couche de revêtement augmente.
Egalement, ces courbes montre que le système YB_ACuO / P_rB_ACuO a un comportement élastique identique à celui de l'YB_ACuO au delà d'une certain épaisseur de revêtement de la couche
de l'YB_ACuO.

4.2. Dans le cas P_rB_ACuO / YB_ACuO

De la même manière que le système YB_ACuO / P_rB_ACuO, nous déterminons les vitesses de Rayleigh pour chaque épaisseur de P_rB_ACuO et les vitesses transversale et longitudinal du système
P_rB_ACuO / YB_ACuO. Ensuite nous déterminons pour différentes épaisseurs les constantes élastiques du système P_rB_ACuO / YB_ACuO, on l'occurrence le module de Young, le module de cisaillement et le coefficient de poisson.
La figure (IV-26) pressente la variation des constantes élastiques du système P_rB_ACuO / YB_ACuO.

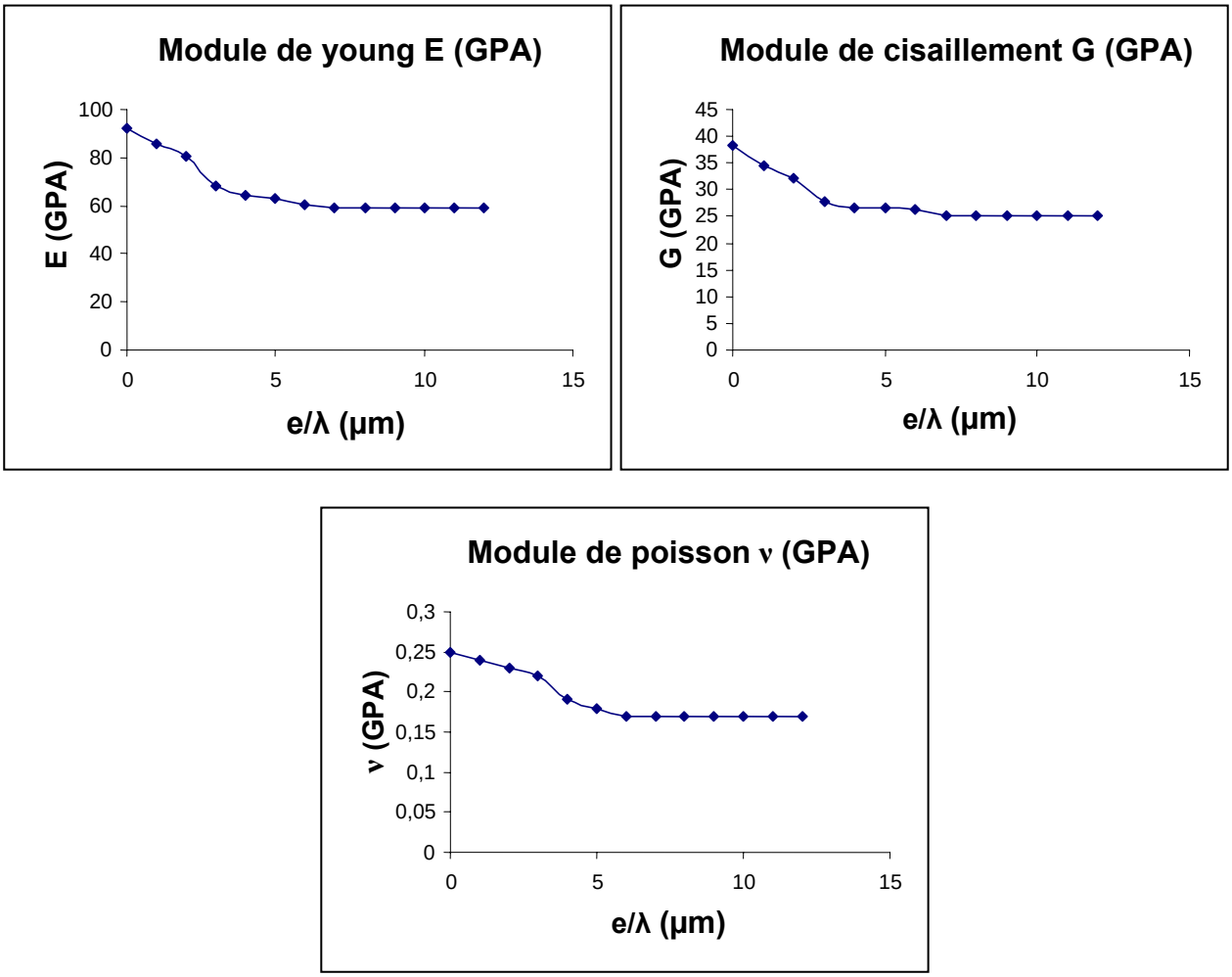


Figure IV-25**:** Variation des constantes élastiques du système P_rB_ACuO / YB_ACuO.

Les courbes de la figure (IV-25) montre une variation continue des constantes élastiques du système
P_rB_ACuO / YB_ACuO à partir des valeurs correspondantes de l'YB_ACuO jusqu'aux valeurs de P_rB_ACuO au delà d'une certain épaisseur de revêtement de la couche de P_rB_ACuO.

Conclusion générale

Dans ce travail qui met en application la technique non destructive de la microscopie acoustique à balayage, l'étude avait essentiellement pour but la mise en évidence des différents modes de propagation des ondes acoustiques qui sont susceptibles d'exister en utilisant une lentille sphérique de demi angle d'ouverture de 50° et l'eau comme liquide de transmission. Les avantages ainsi que les limites de ces deux paramètres ont été étudiés sur des matériaux massifs ainsi que des couches minces et pour ces dernier nous avons axé notre étude sur l'effet de l'épaisseur de la couche sur la propagation des ondes à l'interface liquide / solide.

Les principaux résultats obtenus nous ont permis d'aboutir à des conclusions concernant : le coefficient de réflexion, la signature acoustique et les constantes élastiques des matériaux supraconducteurs étudies.

Premièrement, d'après L'analyse de la fonction de réflexion simulée selon les développements mathématiques de Brikhovskikh nous avons résumés les résultats obtenus comme suit :
Pour les matériaux supraconducteurs YB_BCuO et P_rB_ACuO 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.
Lors de la substitution du liquide de couplage par un autre, les pics de la phase et du module du cœfficient de réflexion se glissent. Ce glissement des pics est du 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.
La variation de la densité du liquide de couplage n'influe guère sur le positionnement des pics des différents modes.

Ainsi que pour les matériaux nus, la variation de la fréquence n'influe pas le positionnement des pics des différents modes et par suite les vitesses de propagation de ses mode.
Pour les matériaux revêtus 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.
Pour les matériaux étudiés la validation de la simulation du signal acoustique et du coefficient de réflexion est bonne. La concordance de nos résultas avec ceux cités dans la littérature en témoigne.

Deuxièment, d'après l'analyse du signal acoustique simulé selon la théorie des champs nous conduisent à conclure que la périodicité du signal V (z) pour les matériaux nus étudiés est due à la dominance du mode de surface sur les modes de volume ainsi que pour les matériaux hétérogènes étudiés, où la couche est plus rapide que le substrat, le signal V (z) ne possède qu'une seul période. Par contre ,pour ceux, où la couche est moins rapide que le substrat, le signal V(z) présente une périodicité multiple, due à la multiplicité des modes de surfaces (modes de Lamb généralisés).

Et enfin, d'après les résultats de calcul des constants élastiques nous permettent de conclure que les constants élastiques des matériaux revêtus étudiés, en l'occurrence le module de Young, le module de cisaillement et le module de poisson, varient continuellement des valeurs correspondantes au substrat à celles correspondantes à la couche de revêtement, quand l'épaisseur de cette dernière augmente. Face à des sollicitations mécaniques dans le domaine élastique, le matériau revêtu se comporte identiquement au matériau massif de la couche au-delà d'une épaisseur de quelques dizaines de micromètres.
Les résultats obtenus relatifs aux contactes élastiques des matériaux étudiés sont en bonne concordance avec les résultats expérimentaux cité dans la littérature, ce qui témoigne de la validité de la méthode d'homogénéisation proposée.

Bibliographie

Chapitre I :

[1] A.Boudour
″Etude par micro acoustique des différents modes de propagation dans les structures monocouches et multicouches ″
Thèse de Doctorat D'Etat. Université Badji-Mokhtar-Annaba.

[2] Y.C. Lee, J.O.Kim, J. D.Achenbach
″Acoustic microscopy measurement of elastic constants and density″
IEEE Trans.Ultras.Ferro.Elec.contr., vol.42, pp.253-254, (1991).

[3] J.D.Achenbach, J.O.Kim, Y.C.L.ee.
″Measuring thin-Film elastic constants by line-Focus acoustic microscopy ″
Advances in Acoustic Microscopy, plenium press, New York, vol.1, pp.153-207, (1995)

[4] E.Dieulesaint, D.Royer
″Ondes élastiques dans les solides, applications au traitement du signal″
Masson, Paris, pp. 181-201, (1974)

[5] B.A.Auld, ''Acoustic Fields and Waves in Solids''
Awiley Interxience Publication (1973).

[6] P.Geramics, P.Muller.
''Introduction à la mécanique des milieux continus'',
Masson (1995).

[7] T.Milar, and M.Obata, Experimental
Mechanics, (1992).

[8] Elastic Moduli Data for Polycrystalline Ceramics, R.G.Munro, NISTIR 6853, (2002),
National Institute of Standars and Technology,
Gaitherburg, Maryland 20899.
www.Ceramics.nist.gov/srd/summary/Y123.htm

[9] M.F.Ashby and D.R.H.Jones,
''Matériaux -1-propriétés et applications''
Dunod, Paris (1996).

[10] E.A.ASH
Scanned Image Microscopy, Academic Press (1980).

[11] C.F.Quate
Acoustic Microscopy Recollection
IEE Trans.Sonics Ultrason.Su-32 (2), 132-135 (1985)

[12] L.Landau and E.Lifchitz
Théorie de l'élasticité, Ed.Mir Moscou 1967.

[13] A.B.Auld
″Acoustic fields and waves in solids″
Vol. 1 ET 2, John Wiley, New York, (1973)

[14] E.Dieulesaint, D.Royer

"Ondes élastiques dans les solides"
2ème trimester 1974.Ed.Masson.

[15]L.M.Brekhovskikh
"Waves in layered media"
Academic press, 1960

Chapitre II:

[1] R.A.Lemons, C.F. Quate.
″Acoustic Microscopy: scanning version ″.
APPL .phys. Letters 24, pp.163-165, (1974).

[2] R.A Lemons, C.F.Quate
″Acoustic Microscopy″
Physical Acoustics 14, pp.1-92, Academic press, London, (1979).

[3] K.Alami
″ Modélisation et analyse spectrale de la signature acoustique appliquées à la micro caractérisation des matériaux homogènes et stratifiés ″.
Thèse de Doctorat. Montpellier .Mai 1991.

[4] A. Briggs
″Acoustic Microscopy ″
Clarendon press, Oxford, (1992)

[5] Gilles Despaux
″ Microscopie Acoustique à champ proche utilisant la phase comme technique de super résolution″
Thèse de Doctorat. Montpellier. Février 1993

[6]W.T.Thomson
″Transmission of elastic waves through a stratified solid medium″
Journal of applied physics. Vol .21.Février 1950.pp.89-93

[7]B.A.Auld
″Acoustic fields and waves in solids″
Volume 1 et 2 .Wiley and Sons.1973

[8] H. Matthews
″surface wave filters″
Wiley-interxience.Janvier1977.chapitre 1.pp.47-51

[9] J.Attal, N.Truong Quang, G.Cambon, J.M.Saurel
″Acoustic microscopy: Recent progress in imaging through opaque materials″
Microx.Semicond.Mater.Conf.Oxford.6-10Avril 1981
The Inst.phys. Cond. (60).pp.441-446

[10] J.Kushibiki, N.Chubachi
″Material characterisation by line-Focus-Beam Acoustic Microscope″
IEEE Transaction on Sonics and Ultrasonics. Mars 1985.vol.SU-32N°.2.pp.189-212

[11] J.Kushibiki, N.Chubachi
″Acoustic microscopy for material characterisation″
Ultrasonics international conférence. Le Touquet, France.1-4 Juillet 1991

[12] Atalar, H.Köymen, L.Degertekin
″Characterisation of layered materials by the lamb wave lens″
IEEE Ultrasonics Symposium.1990.p.p.359-362.

[13] L. Ferdj-Allah
″Etude et modélisation de la signature acoustique fréquentielle v (f) ″
Application de l'adhérence des systèmes multicouches
Thèse de Doctorat : Montpellier 1993. (Encours de rédaction)

[14] J.Attal, A.Saied, J.M.Saurel, C.C.L.Y
Acoustic microscopy: ″Deep focusing inside materials at gigahertz frequencies″
Acoustical Imaging,17ième International Symposium Mai-Juin 1988

[15] Z.Hadjoub, K.Alami, A.Doghmane, J.M.Saurel, J.Attal.
″Acoustic microscopy skimming mode generation using small aperture lenses″
Electronics letters 23 rd. Mai 1991.vol.27.No.11.pp.981 et 982.

[16] M. Dubois, M.Viens, A.Moreau, C.K.Jen
″Ultrasonic attenuation measurements at 300 MHZ″
Review of progress in quantitative non destructive evaluation, plenium press, New York, vol.18, pp.1439-1456, (1996)

[17] K.Yamanaka
″Analysis of Saw attenuation measurement using the acoustic microscope″
Electronics Letters, vol.18, pp.587-589, (1982)

[18] J.Attal, C.Amaudric Du Chaffaut, K.Aami, H.Coelho-Mandes, A.Saied
″Role of coupling fluid in the acoustic signature v (z) ″
Electronics Letters, vol.25 n°24, pp.1625-1626, (1989).

[19] A.DoghmanenZ.Hadjoub, K.Alami, J.M.Saurel, J.Attal
″Effects of couplant mass loading on the acoustic signature v (z) ″
Journal of American Society of Acoustics.11MAI 1992

[20] C.Cinbis, G.Despaux, C.H.Chou, B.T.Khuri-Ykub
″Ultrasonics in situ measurement of the marine micro layer″
Ultrasonic Symposium IEEE HAWAL.1990.pp.1057-1060

[21] G.S.Kino
″Acoustic waves″
Prentice hall, inc.1987

[22] G.S.Kino
″Acoustic waves″
Prentice-Hall, new Jersy, (1987)

[23] R.A.Lemons, C.F.Quate
″Advances in mechanically scanned acoustic microscopy″
IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings, pp.41-44, (1974)

[24] Z.YU
″Scanning acoustic microscopy and its applications to material characterisation″
Reviews of Modern physics, vol.67, No.4, October 1995.

[25] A.Atalar, M.Hoppe
″High performance acoustic microscope″
Rev.Sci.Instrum. pp.2568-2576, (1986)

[26] M. Benbelghit Ahmed
″ Détermination des propriétés élastiques de quelques matériau massifs et revêtus par simulation du signal du microscope acoustique à réflexion″

Chapitre III :

[1] R.A.Lemons, C.F.Quate
"Physical acoustic, principals and methods"
Academic press, 1979.

[2] E. Dieulesaint, D.Royer
"Ondes élastiques dans les solides"
2ème trimester 1974.

[3] 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

[4] Werner, G.Neubaeur
" Ultrasonics reflex ion of a bounded beam at Rayleigh and critical angles for a plane liquid solid interface"
AppL., physics Letters, 1973

[5] 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.

[6] G.Mott
"Reflex ion and refraction coefficients at a fluid-solide-interface ", the journal of the Acoustical society of America, vol 50 n°3,pp.

[7] L.M.Brekhovskikh
"Waves in layered media"
Academic press, 1960

[8] A. Briggs
"ACOUSTIC Microscopy"
Clarendon press, Oxford, (1992).

[9] L.M.Brekhovskikh, O.A.Godin
"Acoustic of layered media I: plane and quasi-plane waves"
Springer-Verlag, Berlin, (1990).

[10] R.Caplin, D.Olory, A.Boudour, J.Attal
"Détermination des constantes élastiques (E, G et ν) locales d'un acier XC38 par micro acoustique"
Revue de Métallurgie, n°9, pp.533, (1991)

[11] Z.YU

"Scanning acoustic microscopy and its applications to material characterisation"
Reviews of Modern physics, vol.67, No.4, October 1995.

[12] K.Alami
"Modélisation et Analyse spectrale de la signature acoustique appliqués à la micro caractérisation des matériaux homogènes et stratifiés"
Thèse de Doctorat. Montpellier .Mai 1991

[13] L.Robert, G.Despaux, A.LeBrun, J.M.Saurel
"Acoustic signature: study of damping induced by irradiation damage"
Proc IEEE Ultrasonic Symposium (1994), pp.1405-1408.

[14] H.L.Bertoni
"Ray optical evaluation of v (z) in the reflection acoustic microscope"
IEEE Transactions of Sonics Ultrasonics, vol SU 31 n°2, pp.105, 106.march 1984.

[15] A.Jungmann, G.Quentin
"Génération et propagation d'une onde guide particulière sur une interface liquide-solide".
Traitement du signal, vol n°2, sp, 1985.

[16] J.Kushibiki, A.Ohkubo, N.Chubachi
"Theoretical analysis for v (z) curves obtained by acoustic microscope with L.F.B"
Electronics letters (18), n°15, pp.663-664, Juillet 1982

[17] I.A.Victorov
"In Rayleigh and lamb waves, physical theory and application»
Plenium Press, New York, (1967)

[18] W.Parmon, H.L.Bertoni
"Ray interpretation of the material signature in the acoustic microscope"
Electronics letters, vol n°15, pp.684-686, 1979.

[19] A.Atalar
"An angular spectrum approach to contrast in reflection acoustic microscopy"
J.AppL., physics, Octobre 1978
[20] A.Atalar
"a physical model for acoustic signatures"
J.AppL., Décembre 1979

[21] C.F.Quate, A.Atalar
"Acoustic microscopy with mechanical scanning"
A. Review
IEEE., 1979

[22] A. Briggs
"An introduction to scanning acoustic microscopy"
Oxford University press, 1985.

[23] F.Olive, A.Waintal, J.C.Reynaud, J.L.Buevoz.
"The acoustical material signature"
Evaluation of a non destructive film thickness measurement method, 4ème colloque international, la qualité des composants éléctroniques, Bordeau, 1989

[24] J.W.Goodman

"Introduction to fourier optics"
Ed.Mc Graw-Hill

[25] B. Nongaillard
"Etude de systèmes de microscopie acoustique"
Projet de thèse de Doctorat, 1978.

[26] C.F.Quate
"Microwaves, Acoustics and Scanning Microscopy"
International Symposium on scanned image microscopy, Septembre 1980.

[27] C. Daft, A. Briggs
"Wideband Acoustic Microscopy of tissue"
IEEE. vol.31, n°2, March 1989

[28] Ching-Hua, Chou, S.Kino
"The evaluation of v (z) in a type ll reflection microscope"
IEEE. n°3, 1987.

[29] C.J.Sheppard, T.Wilson.
"Effects of high angles of convergence on v (z) in the scanning acoustic microscope"
Applied phys., Letters., Juin 1981

[30] E.Ddieulesaint, D.Royer.
"Ondes élastiques dans les solides, applications au traitement du signal"
Masson, Paris, pp.181-201, (1974).

[31] H.Coelho-Mandes.
"Influence des ondes latérales sur la signature acoustique v (z)"
Thèse de Doctorat Montpellier. Novembre 1990.
[32] A.Boudour
"Etude par microscopie acoustique des différents modes de propagation dans les structures monocouches et multicouches"
Thèse de Doctorat. Université Badji Mokhtar-Annaba.Septembre 1998.

[33]Yung-Chun, Jino.Kim, and Jan D.Achenbach
"Acoustic microscopy measurement of elastic constants and mass density"
IEEE Transactions on Ultrasonics, Feroelectrics, and Frequency control, vol.42, N°.2, March 1995, pp.253-264.

[34] C.Amaudric du chaffaut
"Micro caractérisation de matériaux de la Microélectronique utilisant la méthode de la signature acoustique v (z) "
Thèse de Doctorat .Montpellier Juillet 1990.

[35] Z.YU
"Scanning Acoustic Microscopy and its applications to material characterisation"
Reviews of Modern physics, vol .67, No .4, Octobre 1995

[36]K.K.liang, S.D.Bennet, B.T.Khuri-Yakub, G.S.Kino
"Precise phase measurements with the acoustic microscope"
IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics. Mass 1985.vol.SU-32.N°.2.pp.266-273.

[37] A.Tria

"Traitement Spécifique de la signature acoustique et approche du problème inverse"
Thèse de Doctorat .Montpellier. Septembre 1994

Chapitre IV :

[1] Elastic Moduli Data for Polycrystalline Ceramics, R.G.Munro, NISTIR 6853, (2002),
National Institute of Standars and Technology,
Gaitherburg, Maryland 20899.
www.Ceramics.nist.gov/srd/summary/Y123.htm

[2] C.J.Sheppard, T.Wilson.
‘’effects of high angles of convergence on v (z) in the scanning acoustic microscope’’.
Applied phys. Letters., Juin 1981.

[3] A.Tria.
‘’Traitement spécifique de la signature acoustique et approche du problème inverse’’.
Thèse de Doctorat.Montpellier.Septembre 1994.

[4] T.Tahraoui
‘’Etude microscope acoustique de l’effet d’atténuation transversale et longitudinale sur les modes de propagation dans les structures monocouches et multicouches’’.
Mémoire de Magister. Université Badji Mokhtar-Annaba Juin-2006.

[5] A. Briggs
‘’Acoustic Microscopy’’
Clarendon Press, Oxford, (1992).

[6] K. Alami.
Modélisation et analyse spectrale de la signature acoustique appliqués à la micro caractérisation des matériaux homogènes et stratifiés.
Thèse de Doctorat .Montpellier .Mai 1991.

[7] H. Coelho-Mandes.
Influence des ondes latérales sur la signature acoustique v (z).
Thèse de Doctorat. Montpellier. Novembre 1990.

[8] A. Boudour
‘’Contribution à l’étude des ondes ultrasonores dans les plaques et dans la surface des cristaux de symétrie C_{6v}, C_{3v} et analyse par microscopie acoustique’’.
Thèse de Magister, Université de Annaba, (1990).