

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
جامعة عمّار تليجي بالأغواط
UNIVERSITE AMAR TELIDJI - LAGHOUAT

كلية العلوم
FACULTE DES SCIENCES

Département des Sciences de la Matière



Mémoire de Master

Domaine : Sciences de la matière

Filière : Physique

Option : Physique appliquée

Par:

Melle CHELLALI Imane

THEME

Caractérisation non destructive des matériaux par ultrasons

Soutenu publiquement devant le jury composé de :

Mr. HELIFA Bachir	MCA	Président
Mr. LEFKAIER Iben Khaldoun	Professeur	Rapporteur
Mr. NOUIOUA Ismail	MA	Examineur
Mr. BENBELGHIT Ahmed	MA	Examineur

Année Universitaire 2017- 2018

Remerciement

Avant tout, je remercie ALLAH qui m'a aidé à réaliser ce travail.

*Je remercie mon encadreur Monsieur **Lefkaier Iben Khaledoun**, professeur à l'université Amar Thelidji –Laghouat, pour m'avoir proposé un sujet de mémoire très intéressant et nouveau pour moi, pour son implication à m'apprendre comment s'initier à un travail de recherche, ainsi que les bases de la rédaction d'un mémoire.*

Je tiens aussi à remercier l'ensemble des membres du jury.

*J'adresse toute ma reconnaissance à Monsieur **Helifa Bachir** ", Maitre de conférences "A" à l'université de Laghouat, pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury de ce mémoire. Je tiens à exprimer ma gratitude à Monsieur **Benbelghit Ahmed** et **Nouioua Ismail**, Maitres-assistants à l'Université de Laghouat, d'avoir acceptés d'examiner ce travail.*

*Que Monsieur **Benbelghit Ahmed** trouve ici toute ma gratitude de m'avoir initié sur mon travail de mémoire et notamment la partie programmation.*

*Mes remerciements vont également à mes enseignants de département **Science de la matière**, en particulier à Monsieur **Guibadj –A**, professeur et chef de mon spécialité à l'université de Laghouat et Monsieur **Ben triaa Bachir**, professeur à l'université de Laghouat pour leurs aides et orientations durant ma formation universitaire.*

*Je remercie également Mon grand frère l'ingénieur "**Mohamed Lamine Laouar** ", chef déctrice à SONALGAZ à Ghardaïa, **Sabrina Nia et Hadjer Boarara**, doctorantes en physique, **Hamid Guellouma** ingénieur mécanique, "**Mohamed amine Bouchrit** ", enseignant de sport, **Dahame Tahar**, docteur en physique et **Mohamed Omar Benbrika**, docteur en littérature arabe, pour leur Soutien, leur présence, et leurs encouragements.*

*Je remercie également tous mes collègues de physique appliquée, surtout **Mohamed Saïd Serhani** et mes amis **Fatima, Namerk, Mama, Hafs, Fadhila, Mahdjouba, Sarah, Hadbi, Nouredine, Aba el Kacem, Abdelmadjid.***

Que les personnes que je n'ai pas citées, par oubli, trouvent dans mon cœur toute la gratitude pour leur aide qu'elle soit de près ou de loin.

Dédicace

Je dédie ce travail

*A mon père qui m'a donné confiance, ma motivation et soutien
moral et matériel dans ma carrière scientifique,*

A celle qui m'a donné la vie, le symbole de tendresse,

Qui s'est sacrifiée pour mon bonheur et ma réussite, à ma mère,

Mon frère Ammar,

ET mes secours Ikram, Aya, Fadjer.

Et toute la famille Al-Chellali

A tous mes amis,

A tous qui m'ont aidé de près ou de loin.

Chellali Imane

Sommaire

A. LISTE DES FIGURES.....	VI
B. LISTE DES TABLEAUX.....	VII
C. LISTE DES ABREVIATIONS.....	VIII
INTRODUCTION GENERALE.....	1
I. LES ULTRASONS.....	2
I.1-INTRODUCTION.....	2
I.2-CARACTÉRISATION DES MATÉRIAUX NON DESTRUCTIVE PAR ULTRASONS.....	2
I.3-LES APPLICATIONS.....	4
I.4-MICROSCOPE ACOUSTIQUE.....	6
<i>I.4-1.Historique.....</i>	<i>6</i>
<i>I.4-2.Applications.....</i>	<i>6</i>
<i>I.4-3.Eléments du microscope acoustique.....</i>	<i>7</i>
I.5-AVANTAGE DU MICROSCOPE ACOUSTIQUE	12
I.6-ANALYSE QUANTITATIVE.....	12
I.7-ANALYSE QUALITATIVE.....	12
I.8-LA DIFFÉRENCE ENTRE LE MICROSCOPE ACOUSTIQUE ET LE MICROSCOPE OPTIQUE.....	13
II.SIMULATION DU SIGNAL ACOUSTIQUE.....	15
II.1-INTRODUCTION.....	15
II.2-LES ONDES ÉLASTIQUES.....	16
<i>II.2-1.Les ondes longitudinales.....</i>	<i>16</i>
<i>II.2-2.Les ondes transversales.....</i>	<i>16</i>
<i>II.2-3.Les ondes de Rayleigh.....</i>	<i>17</i>
II.3-LES PARAMÈTRES ÉLASTIQUES.....	18
<i>II.3-1.Relation entre les paramètres élastiques et les vitesses de propagation.....</i>	<i>18</i>
II.4-ACOUSTIQUE GÉOMÉTRIQUE.....	19
II.5-ACOUSTIQUE PHYSIQUE.....	21
II.6-ETUDE ET EXPLOITATION DU LA SIGNATURE ACOUSTIQUE $V(z)$	24
III.RESULTATS ET DISCUSSION.....	31

III.1-INTRODUCTION.....	31
III.2-ETUDE DES MATÉRIAUX MASSIFS.....	31
III.3-ETUDE DU CAS OÙ LA VITESSE DE L'ONDE DANS LE LIQUIDE DE COUPLAGE EST INFÉRIEURE À LA VITESSE TRANSVERSALE DANS LE SUBSTRAT.....	32
III.4-DÉTERMINATION DE LA VITESSE V_R À PARTIR DE $R(\theta)$	32
<i>III.4-1.Analyse de l'amplitude.....</i>	35
<i>III.4-2.Analyse de la phase.....</i>	36
<i>III.4-3.Détermination de la vitesse V_R à partir de $V(z)$.....</i>	37
III.5-CALCUL DES CONSTANTES ÉLASTIQUES DES MATÉRIAUX ÉTUDIÉS.....	39
IV.CONCLUSION GENERALE.....	42
V.BIBLIOGRAPHIE.....	A
VI.ANNEXE 1 : PARAMETRES ACOUSTIQUES DE QUELQUES MATERIAUX MASSIFS	C
VII.ANNEXE 2: PROGRAMMATION.....	E
VII.1-CALCULE DE SIGNAL ACOUSTIQUE.....	E
VII.2-CALCULE DE COEFFICIENT DE RÉFLEXION [EX: ACIER DOUX].....	F

A. Liste des figures

Fig. I.1: Schéma de principe de CND par US	3
Fig. I.2 :Inspection par un appareillage de CND US portable	4
Fig. I.3:Schéma du capteur acoustique	7
Fig. I.4:Schéma du capteur et des trajets acoustiques en réflexion	11
Fig. I.5:Vue d'un microscope optique à réflexion [13, 7]	14
Fig. I.6 : Microscopie acoustique à 400 MHz : a) $z = -10 \mu\text{m}$; b) $z = -100 \mu\text{m}$	14
Fig. II.1: Allure d'une signature acoustique $V(z)$	15
Fig. II.2 : Schéma de principe de la détermination de la vitesse de l'onde longitudinale.....	16
Fig. II.3 : Onde transversale (de cisaillement)	17
Fig .II.4 : Ondes de Rayleigh	17
Fig .II.5 : Réflexion des rayons acoustiques par un matériau [7].....	19
Fig.II.6 : Schéma des chemins parcourus par les raies acoustiques	20
Fig.II.7: Propagation du champ acoustique à travers le système acoustique [18]	22
Fig.II.9:Réflexion et transmission d'une onde acoustique à l'interface liquide – solide	25
Fig.II.10: Variation du module Γ et de la phase ξ du coefficient de réflexion R en fonction de l'angle d'incidence θ_0	29
Fig .III.1 : Coefficient de réflexion de système "Eau-Acier : a) phase b) module.....	33
Fig .III.2: Coefficient de réflexion du système "Eau-Chrome": a) Phase b) Module.....	33
Fig .III.3: Coefficient de réflexion du système "Eau-Aluminium" :a) Phase b) Module	34
Fig .III.4: Coefficient de réflexion du système "Eau-Fer (mou)" : a) Phase b) Module	34
Fig. III.5 Coefficient de réflexion du système "Eau-Silice" : a) Phase b) Module	35
Fig. III.6: Signature acoustique $V(z)$ de quelques solides massifs	38

B. Liste des tableaux

Tableau I-1: différentes caractéristique de la lentille	9
Tableau I-2: caractéristiques de quelques couplant.....	10
Tableau I-3: Comparaison entre le microscope acoustique et le microscope optique.....	13
Tableau III-1 : Vitesses de Rayleigh des matériaux étudiés déterminées à partir de $R(\theta)$	37
Tableau III-2 : Vitesses de Rayleigh des matériaux étudiés déterminées à partir de $V(z)$	39
Tableau III-3: Calcul des constantes élastiques(E, G, ν) des matériaux étudiés	41

C. Liste des abréviations

$\Delta\varphi$	le déphasage
φ_I	phase au niveau du transducteur
θ_R	l'angle critique de Rayleigh
Δz	une fonction pseudopériodique de période
CND	contrôle non destructif
e	la distance séparant deux interfaces
G	module de cisaillement
K	module de compressibilité
\mathbf{K}_R	Vecteur d'onde de Rayleigh
\mathbf{K}_0	Vecteur d'onde incident
LED	Diode électroluminescente
LiNbO₃	niobate de lithium
MCM	Multi-Chip Modules
MEMS	Micro-Electro-Mechanical System
SAM	scanning acoustic microscopy
US	Ultrasons
$\mathbf{V}(z)$	Signature acoustique
V_L	la vitesse longitudinale
V_R	La vitesse de Rayleigh
V_T	la vitesse transversale
z	Déplacement ou Défocalisation
ZnO	oxyde de zinc
ρ	la densité du milieu
σ	Coefficient de Poisson
ω	Vitesse angulaire
f	Fréquence
Δt	Intervalle de temps
U^-	le champ acoustique inverse
U^+	Le champ acoustique incident
P^2	fonction de pupille
ψ	Le vecteur de la propagation de l'onde transversale avec la vitesse V_T
ϕ	Le scalaire de la propagation du mode longitudinal avec la vitesse V_L
β	les composantes selon les Oz du vecteur d'onde
η	les composantes selon les Ox du vecteur d'onde

Introduction générale

De nos jours on assiste à un développement technologique sans précédent dans tous les domaines de la vie courante. Ces avancées ont été faites grâce à une maîtrise des matériaux que ce soit de leur conception, de leur fabrication ou de leur intégration dans des dispositifs pour des fonctionnalités bien définies. On assiste ainsi à une nouvelle ère de l'histoire, celle des matériaux nouveaux. On y distingue les nanomatériaux, les matériaux fonctionnels, les matériaux intelligents, Ainsi, beaucoup d'équipements, d'installations, et de produits finis sont de nos jours de plus en plus performants. Toutefois, ces derniers contiennent toujours des défauts internes qui peuvent altérer leur fonctionnement normal en service, voire causer leur destruction et avoir des dégâts néfastes considérables. A titre d'exemple, une fissure dans le disque d'un réacteur d'avion mal contrôlé, peut causer la destruction de tout le réacteur et pourrait engendrer à son tour la destruction de vies humaines s'il est en service (en plein vol). Aussi, des techniques de contrôle se sont-ils développés au fur et à mesure que les matériaux se développent eux-aussi. Ces techniques, dites de maintenance avancée, sont non destructives, *i.e.* elles n'altèrent ni la forme, ni la structure interne, ni les propriétés du matériau contrôlé. Ces techniques se basent sur l'interaction d'un champ avec le matériau. Le résultat de cette interaction nous renseigne sur l'état du matériau inspecté. Ce champ peut être de forces mécaniques (de pression), ou électromagnétique [1, 2,3]. Parmi les techniques non destructives, nous nous intéressons à celle des ultrasons. Celle-ci est très utilisée dans les installations, et équipements dans différents domaines de l'industrie automobile, aéronautique, naval, pétrolière, du génie civil, Parmi les techniques de contrôle non destructif par ultrasons (CND US), notre intérêt s'est porté sur la microscopie acoustique, comme moyen, non seulement d'imagerie, mais surtout de contrôle des propriétés mécaniques des matériaux solides [4].

Le but principal de notre mémoire est de comprendre le principe de fonctionnement du microscope acoustique et quelle est la physique qui est derrière le fonctionnement de ce microscope.

Le mémoire est ainsi structuré en trois chapitres pour répondre à l'objectif posé. Le premier chapitre traite des généralités sur les ultrasons et leurs applications. Nous présentons plus en détail le microscope acoustique, objet de notre mémoire. Le deuxième chapitre est consacré à

La simulation du signal analogique du microscope acoustique. Ce signal, dit signature acoustique, est le résultat de phénomènes d'interférences d'ondes ultrasonores. Les principes physiques et géométriques de ces interférences sont abordés. Nous montrons aussi la relation entre l'élasticité du milieu et la signature acoustique. Le dernier chapitre comporte une application des formulations théoriques développées dans le chapitre précédent.



Chapitre I

Les ultrasons

I. Les ultrasons

I.1- Introduction :

De nos jours, les ultrasons sont d'une importance capitale dans beaucoup de domaines de la science et de la technologie. Les applications des ultrasons sont multiples. Ils sont utilisés pour différentes fins. Les ultrasons trouvent leurs applications dans l'industrie navale, aéronautique, automobile, ferroviaire, microélectronique, pharmaceutique, cosmétiques, Les ultrasons sont les plus utilisés dans la maintenance avancée, vu leur historique, leur maîtrise technologique ainsi que leur large domaine d'application sur la majorité des matériaux solides. Le contrôle non destructif par ultrason (CND US) est très utilisé pour caractériser les matériaux sans altérer leurs performances ou leurs propriétés. Le CND US est l'une des techniques du CND la plus performantes pour bien de détecter les défauts (décollements, délaminations, fissures, zone de vide) dans des assemblages de matériaux multicouches et monocouches. Elle permet également de mesurer les propriétés mécaniques des matériaux mis en jeu (densité, élasticité, viscosité, porosité). Parmi les applications multiples des ultrasons nous nous intéressons plus particulièrement à la microscopie acoustique, et notamment au signal analogique de ce microscope qui constitue une des applications du CND US.

I.2- Caractérisation des matériaux non destructive par ultrasons

Le contrôle non destructif (CND) constitue un champ d'application privilégié qui se base sur les premières découvertes de la physique des champs. Ce n'est toutefois qu'à partir de la seconde guerre mondiale que les techniques du CND ont pris leur essor dans l'industrie, particulièrement dans la métallurgie (contrôle des aciers, radiographie des soudures, ..). Vers les années 1960/1970 et avec la vigoureuse accélération du progrès et du développement industriels, notamment dans les secteurs demandeurs tels que l'industrie automobile, l'aéronautique civile, et le génie des centrales électriques nucléaires, les techniques du CND se sont ainsi développées pour être en diapason avec cet essor important de l'industrie. Durant ces dernières décennies on assiste à une émergence spectaculaire de nouvelles techniques de CND s'appuyant sur une électronique intégrée et sur une informatique puissante. Les outils intelligents de CND (*smart NDT Tools*) voient ainsi le jour, notamment dans les systèmes embarqués [1].

Le domaine CND est plus vaste, à ce projet nous choisirons l'étude de CND par ultrasons alors que c'est quoi le contrôle non destructif par ultrasons ? Le principe de base du contrôle non destructif par ultrasons est simple. Il consiste à observer les échos produits par un défauts

matière lors de la propagation d'une vibration de très haute fréquence et de très courte durée dans le matériau (figure I.1) [2].

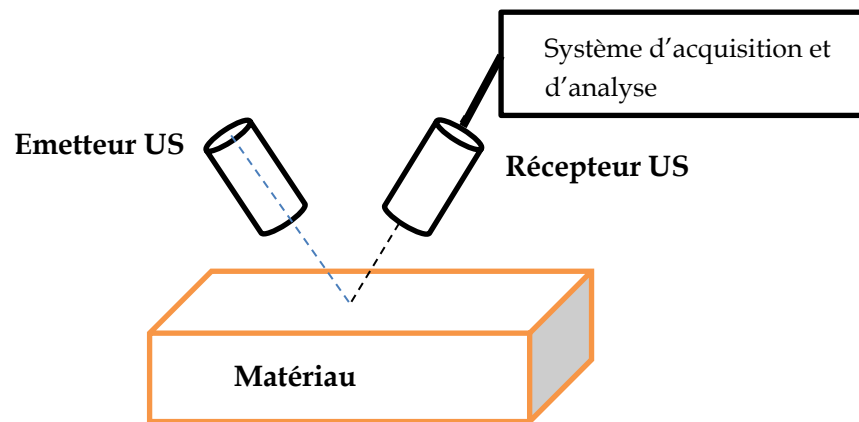


Fig. I.1: Schéma de principe de CND par US

La vibration ultrasonore est émise par un capteur appelé traducteur qui comporte un élément piézoélectrique apte à transformer un signal électrique en vibration mécanique et inversement. L'impulsion acoustique émise se propage dans le matériau et est réfléchiée par tout obstacle se trouvant sur son parcours. Le second capteur, dit récepteur, pouvant être le capteur émetteur lui-même ou un autre, capte le faisceau ultrasonore émis par le matériau contenant les différents échos. Le signal acoustique reçu est transformé en un signal électrique analogique par effet piézoélectrique du second transducteur, puis analysé afin de donner un diagnostic du matériau inspecté (figure I.2). Cette opération est très analogue à l'échographie en médecine. Le CND US peut être utilisé sur pratiquement tout type de matériau [2].

Le contrôle de tout le matériau oblige l'opérateur à déplacer le transducteur sur toute la surface de la pièce à contrôler. Souvent, le matériau en question est une pièce métallique critique, soit d'une installation ou d'un dispositif spécifique. Pour effectuer un examen ultrasonore d'une pièce mécanique, l'opérateur doit fournir un certain nombre de choix :

- Matériels utilisés (appareil, traducteur, bloc de référence...).
- Exploration (balayage du traducteur).
- Sensibilité du contrôle.
- Critères d'acceptation.

Le matériel utilisé en contrôle par ultrason est léger et portable (figure I.2). Le contrôle par ultrasons peut être facilement mis en œuvre sur le site de production.



Fig. I.2 :Inspection par un appareillage de CND US portable

Les avantages du contrôle par ultrasons sont:

- ✓ Il est rapide.
- ✓ Les résultats sont immédiats.
- ✓ Il est utilisable sur la plus part des matériaux.
- ✓ Il n'est pas nécessaire d'avoir accès aux deux côtés de la pièce.

Les inconvénients du contrôle par ultrasons sont:

- ✓ Un produit de couplage est exigé.
- ✓ Les défauts parallèles aux ondes ultrasonores sont difficiles à décelés.
- ✓ L'opérateur doit suivre une formation certifiée pour interpréter l'affichage de manière précise.

Le matériel doit être étalonné de façon régulière pour chaque épaisseur et chaque type de matériau [2].

I.3- Les applications

L'application des ultrasons présente un intérêt technologique majeur diversifié qui concerne une large gamme de domaines de la technologie et de l'industrie, en l'occurrence [3]:

- **En médecine** : contrôle par échographie de tout le corps humain (poumons, dents,...).
- **En écologie** : nettoyage des eaux, des lacs, suite à la prolifération des cyanobactéries (sous forme d'algues) causée par le réchauffement climatique.
- **En télédétection et télémétrie** : mesure des distances entre objets. Les sonars permettent la détection des obstacles, la navigation sous-marine. .
- **En pêche** : Les bancs de poissons sont pêchés actuellement grâce à l'utilisation par les chalutiers des sonars à ultrasons... Il s'agit de la pêche intelligente.

- **En industrie automobile:** Les voitures sont dotées de système d'assistance au stationnement pour éviter le choc avec les obstacles.
- **Pour l'homogénéisation :** Les ultrasons réduisent les petites particules dans un liquide afin d'améliorer l'uniformité et la stabilité. Une telle application est faite dans :
 - **La désagglomération dispersif :** Le mélange de poudres dans des liquides est une étape courante dans la formulation de divers produits, tels que la peinture, encre, shampoing, boissons, ou supports de polissage. Les ultrasons sont utilisés pour homogénéiser le produit.
 - **L'émulsion :** Les ultrasons sont utilisés pour disperser une phase liquide (phase dispersée) dans de petites gouttelettes (1 μ m) dans une seconde phase (phase continue). Exemple : cosmétique et lotions pour la peau, onguents pharmaceutiques, les vernis, les peintures et les lubrifiants et les carburants sont basés en tout ou en partie d'émulsions.
 - **Le Wet-fraisage et rectification :** Les Ultrasons sont un moyen efficace pour le broyage par voie humide et de micro-broyage de particules solides (céramiques).
- **En sonochimie :** La sonochimie est l'application des ultrasons à des réactions chimiques et des processus. Elle permet l'augmentation de la vitesse de réaction, l'amélioration des performances des catalyseurs et l'augmentation de la réactivité des réactifs.
 - Le dégazage des petites bulles de gaz en suspension dans le liquide.
 - La détection de fuite (bouteilles, canettes et boites de conserve)
 - Le nettoyage des matériaux continus, tels que les fils et câbles, de bandes ou de tubes.
- **La transestérification (Biodiesel):** la fabrication en ligne de biodiesel à partir d'huiles végétales ou de graisses animales. Cette fabrication implique la transestérification catalysée par une base d'acides gras avec le méthanol ou l'éthanol pour donner les esters méthyliques correspondants ou les esters d'éthyle. Avec les ultrasons on peut obtenir un rendement de biodiesel supérieur à 99%.
- **En soudage :** les ultrasons sont utilisés pour le soudage des pièces en polymères. On parle alors de sonotrode pour ce type de soudage.
- **En CND :** les ultrasons sont utilisés pour caractériser un matériau sans altérer ses propriétés physiques et mécaniques. Ils sont utilisés pour caractériser :
 - **les interfaces :** adhérence, décohésion, recherche de délamination ;

- **l'homogénéité d'un matériau** : "santé-matière", recherche de fissures, de porosités ou d'inclusions, des contraintes résiduelles. ... ,

Dans ce cas, Les ultrasons, par leur nature de rayonnement non ionisant, sont sans danger pour divers applications on utilise des instruments de mesures appropriés à chaque besoins. L'un de ces instruments de mesure qui constitue notre intérêt d'étude est le microscope acoustique.

I.4- Microscope acoustique

I.4-1. Historique

Au cours de ces dernières années, la microscopie acoustique (SAM : Scanning Acoustic Microscopy) s'est imposée comme une nouvelle technique efficace d'imagerie, notamment pour les matériaux optiquement opaques [4]. Généralement, 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 offertes par cette méthode, restent l'imagerie et la micro-caractérisation [5]. 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 l'université de Stanford en Californie (USA). Les chercheurs Quate et Lemons [4]. y développèrent le premier instrument en 1974 appelé SAM (Scanning Acoustic Microscopy). 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) [6].

I.4-2. Applications

La résolution de cet instrument qui conditionne le grandissement maximum, est comparable à celui des meilleurs appareils optiques, voire mieux. Mis à part l'imagerie, le microscope acoustique est utilisé pour la micro-caractérisation des matériaux, permettant la détermination des modules d'élasticité et un contrôle de qualité des échantillons.

Le microscope acoustique est sollicité pour [4]:

- le contrôle des composants microélectronique lors de leur fabrication ;
- les tests de soudure et de brasure en métallurgie ;
- pour des examens in vivo de tissus dans le domaine du biomédical;

- le contrôle production;
- le tri de pièces;
- la qualification et le choix rapide et non destructif de colles, adhésifs, comparaison avant et après tests d'endurance ou tests de vieillissement;
- l'intégrité des empilements de composants électroniques (Résistance, condensateurs, bobines...) – délamination;
- le contrôle et l'analyse des défaillances de composants MEMS, LED, passifs (capacités, résistances, inductances), MCM (Multi-Chip Module);
- la qualité des joints de scellement (capot sur boîtier, herméticité, emballage);
- la qualité de joints brasés ou de joints de soudure pour les contacts (pastilles, relais, disjoncteurs, contacteurs, interrupteurs);
- la recherche d'inclusions, porosités, fissures (tout type de matériaux);
- la caractérisation de revêtement et film mince : qualité de dépôt, homogénéité.

Cependant, l'interprétation des images et des signaux doit être faite par un spécialiste du domaine en fonction du besoin exprimé dans l'utilisation du microscope acoustique.

I.4-3. Eléments du microscope acoustique

Le microscope acoustique se décompose en quatre parties distinctes [7, 8]:

I.4-3.1. La partie acoustique [9]

Cette partie est le cœur du microscope. Elle est essentiellement composée d'un capteur représenté par la (figure I-3) ci-dessous. Il comprend principalement un transducteur, une ligne à retard et une lentille.

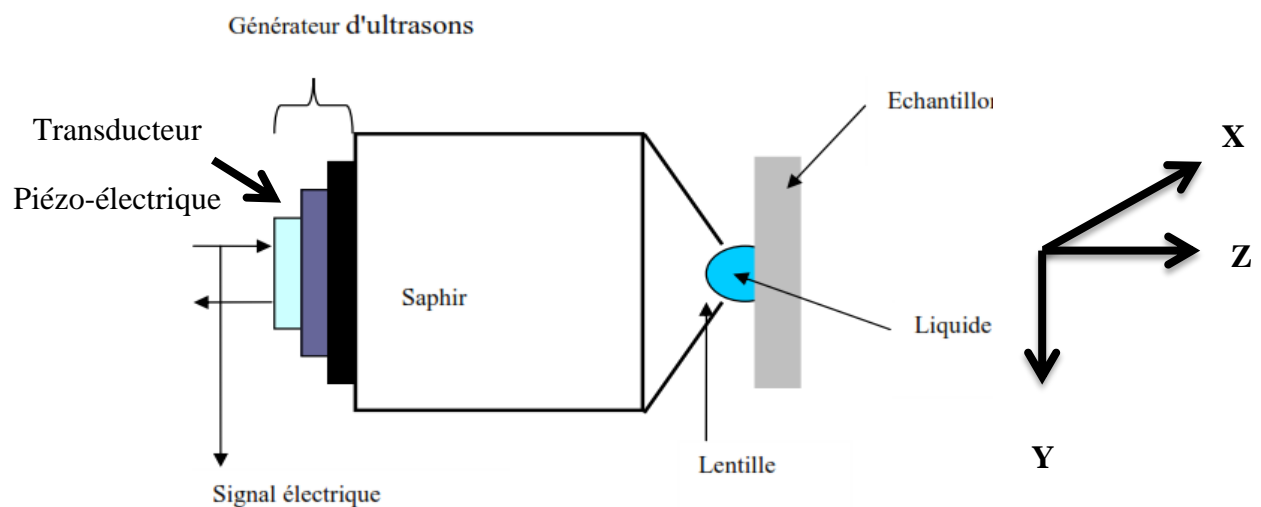


Fig. I.3:Schéma du capteur acoustique

- **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 [9]. Le transducteur d'ultrasons 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 (LiNbO_3) pour des fréquences allant jusqu'à 1GHz, ou bien de l'oxyde de zinc (ZnO) pour des fréquences supérieures.

- **La 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 pour assimiler l'onde acoustique à une onde plane [10]. 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.

- **La lentille acoustique :**

Une lentille convergente est utilisée pour la focalisation du faisceau acoustique 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 dioptré. Le tableau I-1 ci-dessous rassemble des valeurs typiques de résolution et de pénétration à l'intérieur d'échantillons solides pour différentes lentille sphériques utilisées avec du mercure comme liquide de couplage [11].

Tableau I-1: différentes caractéristique de la lentille

Fréquence en MHz	Rayon de courbure, mm	Résolution à la surface, μm	Résolution en profondeur, μm	Pénétration, 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

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
- ✓ Les lentilles coniques contribuent à l'obtention de signatures acoustiques en fréquence
- ✓ les lentilles asphériques développées au laboratoire corrigent les défauts d'aberration.
- ✓ les lentilles sphériques d'un emploi universel seront celles utilisées pour ce travail.

- **Le liquide de couplage :**

A haute fréquence, les ondes acoustiques sont fortement atténuées dans l'air. De ce fait, un liquide de couplage est nécessaire pour transmettre le signal émis de la lentille vers l'échantillon. En effet, dans les liquides les ondes acoustiques se propagent avec une atténuation acceptable. 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. Le choix d'un fluide de couplage dépend aussi d'une autre caractéristique qui le rapport des vitesses de propagation des ondes dans le couplant et dans l'échantillon ainsi que de leurs masses volumiques [7].

Sur le tableau I-2, nous présentons quelques coefficients d'absorption [12]:

Tableau I-2: caractéristiques de quelques couplant

	Vitesse en m/s	Densité en ($10^3 \text{Kg/m}^2.\text{s}$)	Impédance en ($10^6 \text{Kg/m}^2.\text{s}$)
Ethanol à 25° C	1207	0,79	0,95
Méthanol à 25° C	1103	0,791	0,872
Gallium à 25° C	2870	6,09	17,5
Hélium à 4° C	238	0,147	0,035
Hélium à 4,20° C	183	0,126	0,023
Mercure à 23° C	1450	13,53	19,6
Eau à 25° C	1497	1	1,494
Eau à 60° C	1550	1	1,55

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.

I.4-3.2. Partie électronique

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 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. Un système de synchronisation est réglé pour éviter tout chevauchement d'échos.

I.4-3.3. Partie mécanique

Le déplacement soit du capteur, soit de l'échantillon, selon le type du microscope, a pour but de positionner le capteur acoustique par rapport à l'échantillon étudié, permettant ainsi soit le balayage dans le plan (x, y) ou le déplacement en profondeur dans la direction z.

I.4-3.4. Partie imagerie

Cette partie concerne l'acquisition et la visualisation d'images. Les signaux analogiques sont transformés en signaux numériques. Le traitement de signal numérique permet la représentation des données numériques en pixels d'images, formant ainsi l'image finale convoitée. La qualité de l'image dépendant des propriétés physiques du couplant et de l'échantillon (coefficients d'absorption, coefficients d'élasticité etc.) et de la fréquence utilisée.

I.4-3.5. Principe de fonctionnement

Le premier microscope acoustique à balayage (SAM) de Quate et Lemons fonctionnait en transmission. L'échantillon est placé entre deux capteurs piézoélectriques. Ce type de microscope possède un inconvénient majeur, celui de l'alignement des capteurs. Pour remédier à ce problème, un autre microscope fonctionnant en réflexion a été mis au point par ces mêmes chercheurs en 1982. Son 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.

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 voire des centaines de MHz), puis de l'envoyer vers un échantillon (corps solide), recevoir ensuite l'onde réfléchie et la traduire en un signal analogique (tension électrique) puis en une image (figure I-4).

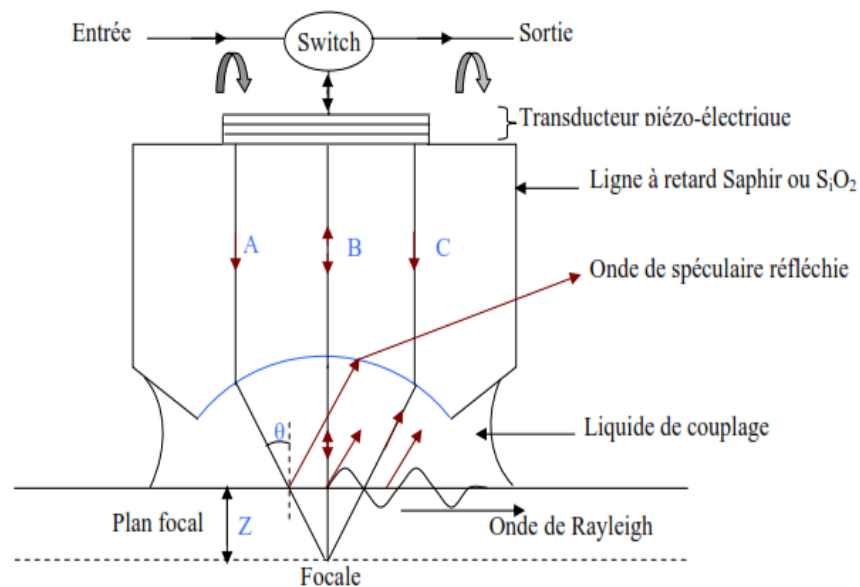


Fig. I.4:Schéma du capteur et des trajets acoustiques en réflexion

L'onde sonore émise par le transducteur est focalisée par une ligne à retard en quartz ou en saphir (figure I-4). L'échantillon est initialement posé dans le plan focal de la lentille ($z=0$), 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 de couplage (eau, mercure, méthanol...). Pour chaque profondeur z de défocalisation, une onde de Rayleigh est générée à la surface de l'échantillon.

Elle se propage sur une distance définie, puis elle fuit l'échantillon vers le liquide du couplage. Cette onde, dite onde de Rayleigh fuyante (*Leaky Rayleigh waves*), est ensuite captée par le transducteur après être passée par la ligne à retard. L'interférence des ondes de Rayleigh et des ondes incidentes, donnent naissance à un signal analogique $V = V(z)$, dit signature acoustique. L'exploitation directe de ce signal analogique permet la micro-analyse. La transformation de ce signal analogique en un signal numérique permet d'avoir l'imagerie.

I.5- Avantage en imagerie du Microscope acoustique :

La microscopie acoustique, comme moyen d'investigation, présente deux avantages essentiels :

- Le signal acoustique qui sert à l'imagerie est utilisée comme 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 ($\sim 100\mu\text{m}$) 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. Une telle propriété lui permet d'être aussi utilisé pour l'analyse de matériaux multicouche.

Il est intéressant 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 [7].

I.6- Analyse quantitative

L'analyse de la signature acoustique $V(z)$ d'un matériau 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.

I.7- 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.

I.8- La différence entre le microscope acoustique et le microscope optique

Pour avoir une idée simple sur la différence entre le microscope acoustique et le microscope optique, le tableau (I-4) présente les principales caractéristiques de ces deux microscopes, et dans la figure (3) deux images de microscopie, l'une optique et l'autre acoustique [7].

Tableau I-3: Comparaison entre le microscope acoustique et le microscope optique

Critères de comparaison	Microscope acoustique	Microscope optique
Type d'ondes utilisées	<i>Sonores</i>	<i>électromagnétiques</i>
Résolution maximale	<i>0,1 μm</i>	<i>0,5 μm</i>
Type d'image	<i>imagerie en volume</i>	<i>imagerie plane</i>
Informations fournies	<i>propriétés géométriques et mécaniques (nuance, densité, porosité, modules d'élasticité ...)</i>	<i>propriétés géométriques</i>

Les figures (I-5) et (I-6) représentent respectivement les images d'un agrégat de granite dans un ciment de collage prises par un microscope optique et par un microscope acoustique

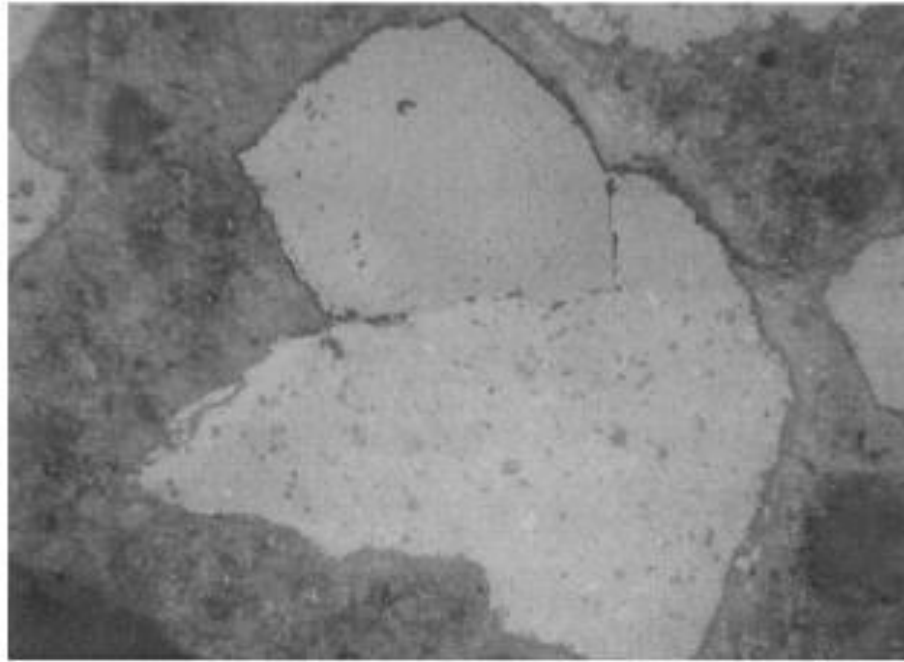


Fig. I.5: Vue d'un microscope optique à réflexion [13, 7]

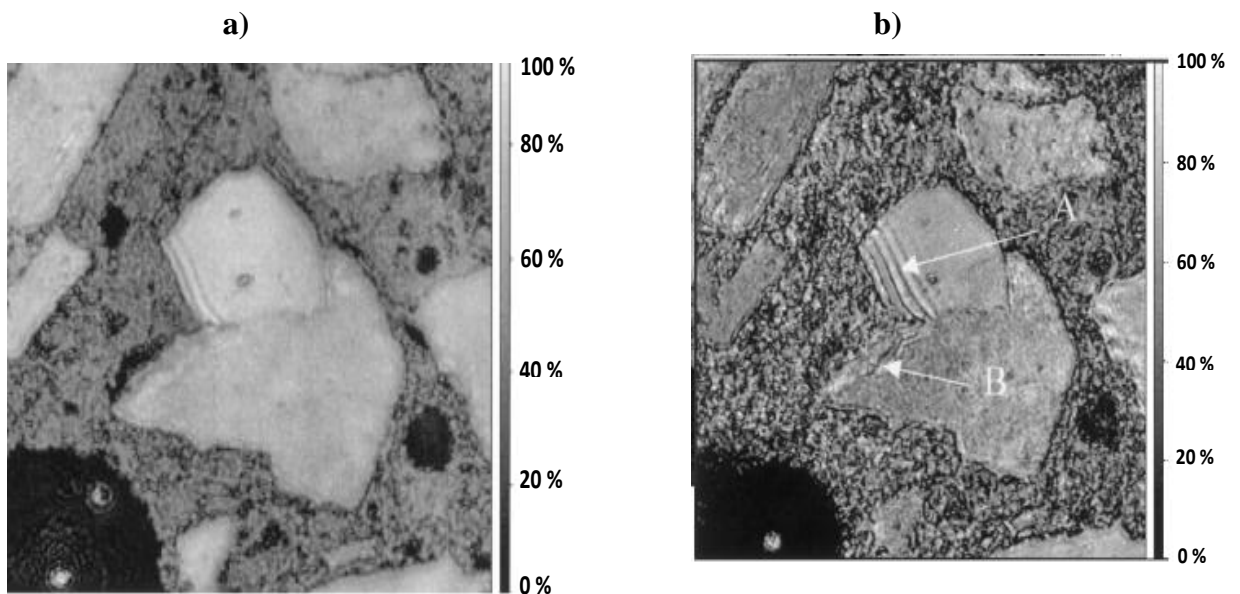



Fig. I.6 : Microscopie acoustique à 400 MHz : a) $z = -10 \mu\text{m}$; b) $z = -100 \mu\text{m}$

(A et B sont des fissures) [13, 7]

Les images obtenues montrent que le microscope optique ne peut pas visualiser les marches de l'agrégat, alors que le microscope acoustique le fait en fonction de la défocalisation de sa lentille.

"Toute science a pour but la prévoyance"



Chapitre II
Simulation du signal
acoustique

II. Simulation du signal acoustique

II.1- Introduction

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, le transducteur piézoélectrique transforme le signal acoustique $V(z)$ venant de l'échantillon, contenant ainsi les informations relatives au matériau étudié. Nous allons dans ce chapitre simuler et traiter le signal analogique transmis par le transducteur sous forme de tension électrique $V(z)$ au système électronique du microscope acoustique.

Pour l'ensemble des matériaux le signal $V(z)$ présente un maximum lorsque la défocalisation est nulle. Il est cependant atténué quand la défocalisation augmente. On remarque aussi que pour les matériaux homogènes le signal $V(z)$ mesuré est une fonction pseudopériodique de période Δz (figure (II-1) [7]).

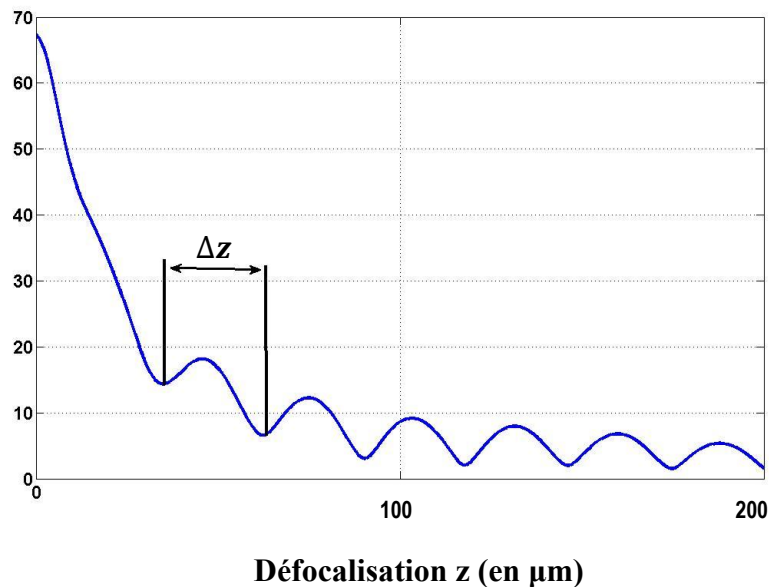


Fig. II.1: Allure d'une signature acoustique $V(z)$

L'étude du signal analogique $V(z)$ fourni par le microscope acoustique montre qu'il est possible de déterminer certaines propriétés physiques du matériau étudié et ce par le biais de la simulation du signal $V(z)$ lui-même [14, 15].

Dans ce qui suit nous allons poser une question : comment utiliser les principaux modèles de simulation de $V(z)$ cités dans la littérature pour déterminer les propriétés physiques du matériau

II.2- Les ondes élastiques

II.2-1. Les ondes longitudinales

Les ondes ultrasonores longitudinales, (encore appelées ondes de compression), sont caractérisées par un déplacement des particules d'un milieu matériel parallèlement à la direction de propagation, c'est-à-dire par une polarisation colinéaire au vecteur d'onde. Le passage d'une onde longitudinale plane entraîne une variation de la distance entre les plans parallèles contenant les particules, si bien que le volume occupé par un nombre donné de particules varie. Ce sont des ondes de volume. Elles se propagent dans les solides, les liquides et les gaz. Cependant, compte tenu des fréquences très élevées utilisées dans le Contrôle Non Destructif, l'atténuation de ces ondes est extrêmement élevée dans les gaz. Ainsi, les ondes longitudinales à haute fréquences ne se propagent réellement que dans les solides et les liquides. Le principe de la détermination de la vitesse longitudinale, consistera à mesurer, pour une fréquence donnée, l'intervalle de temps qui sépare deux échos successifs. Ainsi, connaissant la distance "e" séparant deux interfaces (figure II-2), on peut déduire alors la valeur de la vitesse longitudinale V_L du mode considéré qui s'y propage à partir de la relation suivante :

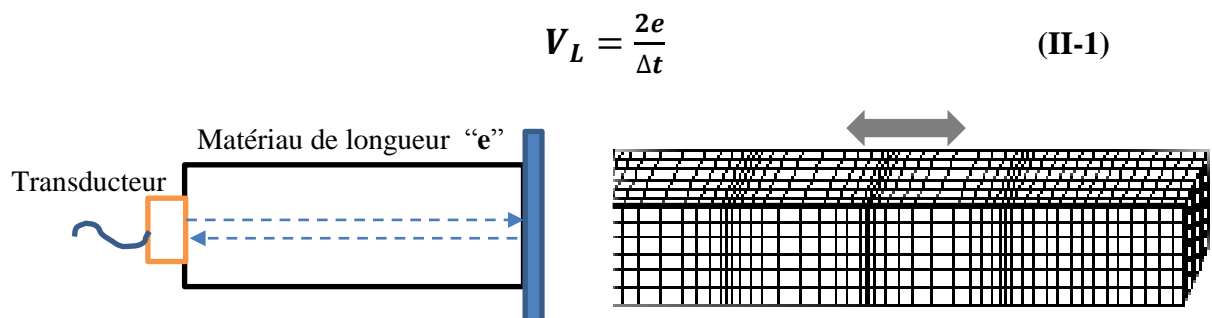


Fig. II.2 : Schéma de principe de la détermination de la vitesse de l'onde longitudinale

II.2-2. Les ondes transversales

Les ondes ultrasonores transversales, appelées également ondes de cisaillement, sont obtenues lorsque les vibrations des particules d'un matériau solide s'effectuent dans un plan normal à la direction de propagation de l'onde. Par conséquent, le glissement des plans parallèles ne donne lieu à aucune variation de volume puisque les distances entre les plans sont conservées (figure II-3). Si ces vibrations se font infiniment dans toutes les directions contenues dans ce plan, l'onde transversale est dite polarisée. Autrement dit, elles sont caractérisées par une polarisation perpendiculaire au vecteur d'onde ou tout simplement, les particules oscillent de part et d'autre de la droite de leur position initiale. Les ondes transversales ne se propagent que dans les solides ou dans les liquides visqueux. On dira que noté la vitesse transversale : V_T

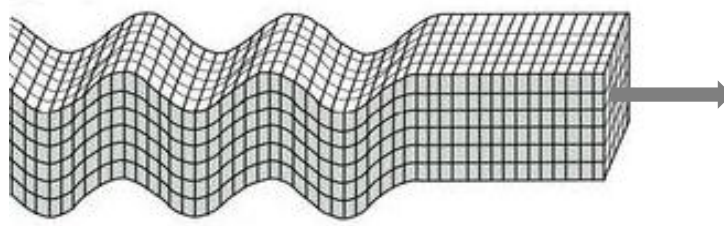


Fig. II.3 : Onde transversale (de cisaillement)

II.2-3. Les ondes de Rayleigh

L'existence d'une onde élastique sur la surface libre plane d'un milieu semi-infini a été découverte par Lord Rayleigh en 1885 [16]. Ce type d'onde est connu sous le nom d'onde de Rayleigh. Ce mode d'ondes acoustiques de surface est constitué par la superposition des ondes longitudinale et transversale se propageant le long de la surface libre avec une vitesse de phase commune. Selon la nature de l'interface, vide/solide ou liquide/solide, les ondes qui s'y propagent sont appelées ondes de Rayleigh ou ondes de Rayleigh généralisées (figure II-4). Les ondes de Rayleigh ont connu un intérêt considérable grâce à leur utilité pour la détection des défauts de surface dans le contrôle par ultrasons non destructif des matériaux. De plus, elles sont employées dans la construction des lignes à retard électromécaniques utilisées pour les radars et les systèmes de télécommunication [17].

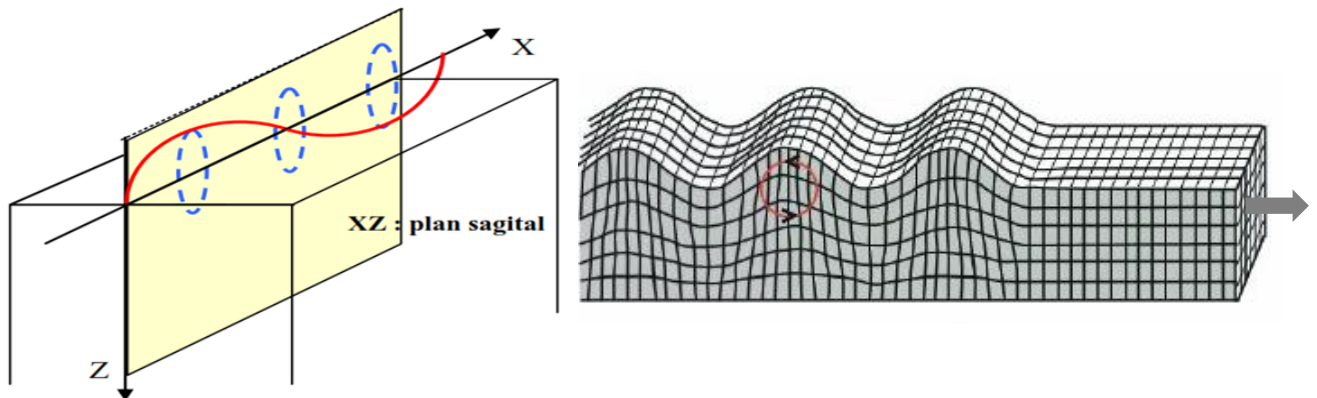


Fig .II.4 : Ondes de Rayleigh

La vitesse des ondes de Rayleigh V_R est un paramètre intrinsèque du matériau. Elle peut être calculée pour chaque matériau en utilisant la loi de Victorov (II-2) [7]:

$$V_R = 0.718 - \left(V_T/V_L \right)^2 / 0.75 - \left(V_T/V_L \right)^2 \quad (\text{II-2})$$

où V_T et V_L sont respectivement les vitesses des ondes acoustiques transversales et longitudinales dans le matériau solide.

II.3- Les paramètres élastiques

II.3-1. Relation entre les paramètres élastiques et les vitesses de propagation:

L'évaluation de la vitesse de propagation des ondes longitudinales et transversales permet de déterminer les propriétés élastiques du milieu dans lequel ce type d'onde se propage. La vitesse de l'onde longitudinale V_L , peut être exprimée en fonction du module de compressibilité K , du module de cisaillement G , et de la densité du milieu ρ , par la relation suivante [14]:

$$V_L = \sqrt{\left(K + \frac{4}{3}G \right) / \rho} \quad (\text{II-3})$$

D'autre part, la vitesse de l'onde transversale V_T , dépend seulement du module de cisaillement et de la densité du milieu. Son expression est donnée par la relation suivante [14]:

$$V_T = \sqrt{G/\rho} \quad (\text{II-4})$$

Les relations entre les vitesses longitudinale et transversale et les propriétés élastiques sont citées dans la théorie de l'élasticité comme suit [18] :

Le module de Young :

$$E = \rho V_T^2 \frac{3V_L^2 - 4V_T^2}{V_L^2 - V_T^2} \quad (\text{II-5})$$

Le module de cisaillement :

$$G = \rho V_T^2 \quad (\text{II-6})$$

Le module de compressibilité :

$$K = \rho \frac{3V_L^2 - 4V_T^2}{3} \quad (\text{II-7})$$

Le coefficient de Poissons σ :

$$\sigma = V_L^2 - 2V_T^2 / 2(V_L^2 - V_T^2) \quad (\text{II-8})$$

La connaissance de ces constantes élastiques définissent les propriétés élastiques du matériau, dites aussi des fois propriétés mécaniques.

II.4- Acoustique géométrique

La simulation de $V(z)$ est basée sur les concepts théoriques de l'optique géométrique et sur le calcul du coefficient de réflexion [7, 15]. Si l'on fait une approche géométrique, d'où le nom acoustique géométrique, nous pouvons aboutir à l'expression de la périodicité de $V(z)$ en partant du principe d'interférence des raies acoustiques arrivant au transducteur. Grâce à cette expression nous pouvons ensuite déterminer les constantes élastiques du matériau étudié.

En effet, et selon la figure (II-4), le signal $V(z)$ est considéré comme le résultat de l'interférence entre les rayons réfléchis des raies principales (1) et (2).

La raie (1) arrive avec sous incidence normale avec une vitesse V_0 sur la surface de l'échantillon puis se réfléchit sur le même cheminement. En revanche la raie (2) arrivant à la même vitesse V_0 sur la surface de l'échantillon est d'une incidence particulière θ_R . Cet angle est l'angle de critique de Rayleigh. Une onde de surface (onde de Rayleigh) est alors générée. Elle parcourt ensuite une certaine distance le long de la surface du réflecteur et se réfléchit après sous le même angle θ_R symétriquement par rapport à l'axe de la lentille (figure II-5).

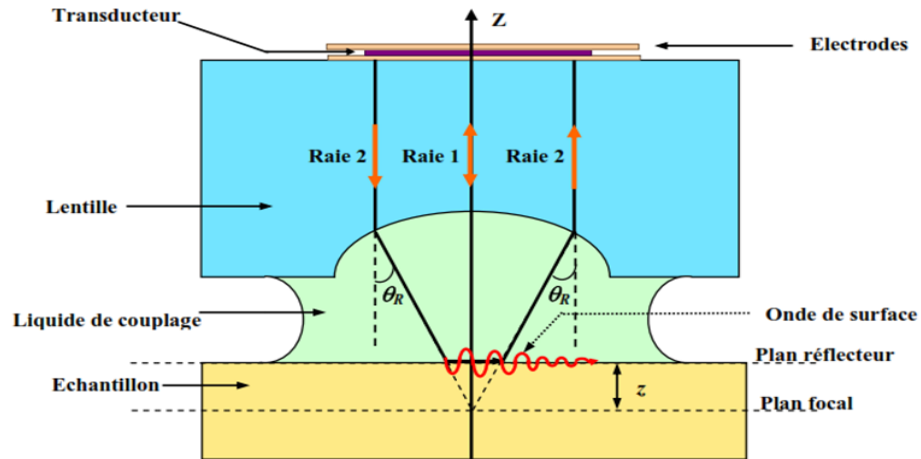


Fig .II.5 : Réflexion des rayons acoustiques par un matériau [7]

Quand la surface du réflecteur coïncide avec le plan focal, le déphasage entre les deux raies (1) et (2) est nul au niveau du transducteur ($\varphi_1 = \varphi_2$). Aussi, pouvons-nous considérer cet état comme étant l'origine des phases.

Pour un rayon 1 (figure II-6-a) qui se réfléchit sur une surface se situant à une défocalisation z , la phase φ_1 est déterminée par [7]:

$$\varphi_1 = \omega \Delta t = \omega \frac{2z}{V_0} = 2k_0 z \quad (\text{II-9})$$

Pour le rayon 2 (figure II-6-b), la phase est [7]:

$$\varphi_2 = 2\omega \frac{z}{V_0 \cos \theta_R} - 2\omega \frac{z \tan \theta_R}{V_R} = \frac{2k_0 z}{\cos \theta_R} - 2k_R z \tan \theta_R \quad (\text{II-10})$$

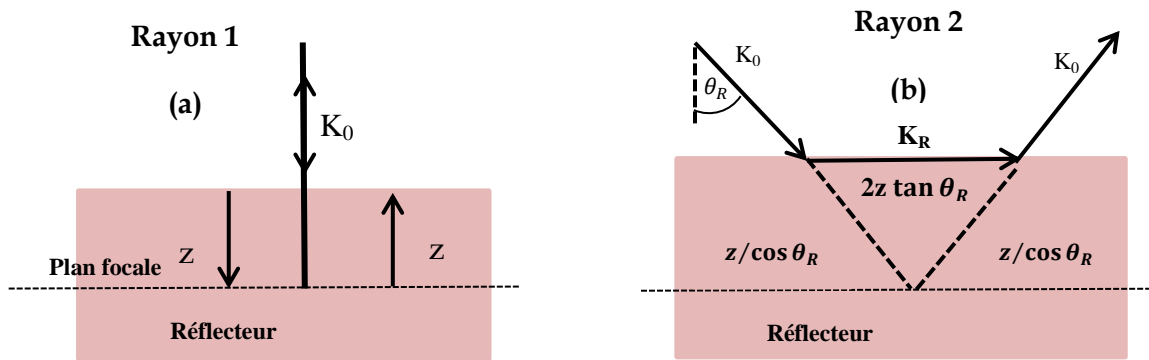


Fig.II.6 : Schéma des chemins parcourus par les raies acoustiques

En appliquant la loi de Snell-Descartes à l'onde de surface, soit [7, 8]:

$$\frac{k_R}{\sin \theta_R} = \frac{k_0}{\sin \frac{\pi}{2}} \quad (\text{II-11})$$

on aboutit à :

$$\varphi_2 = 2k_0 z \cos \theta_R \quad (\text{II-12})$$

La différence de phase entre les deux rayons 1 et 2 est alors :

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = 2k_0 z (1 - \cos \theta_R) \quad (\text{II-13})$$

L'interférence sera constructive, si les deux rayons réfléchis sont en phase. Le signal $V(z)$ est alors maximal. L'interférence sera destructive, si les deux rayons réfléchis sont en opposition de phase. Le signal $V(z)$ est alors nul.

Si le déphasage $\Delta\varphi$ change de 2π , cela correspondra, d'une part, à un changement Δz dans la défocalisation selon l'équation (II-13), et d'autre part, à un changement périodique du signal $V(z)$. La grandeur Δz est donc la pseudo-période de $V(z)$ et est définie par [15]:

$$\Delta z = \frac{\pi}{k_0(1 - \cos \theta_R)} = \frac{V_0}{2f(1 - \cos \theta_R)} \quad (\text{II-14})$$

La valeur de la grandeur Δz nous permet de calculer la valeur la vitesse de Rayleigh V_R . En effet, en appliquant la loi de Snell-Descartes et en utilisant la relation (II-14), on aboutit à [15]:

$$V_R = \frac{V_0}{\sqrt{1 - \left(1 - \frac{V_0}{2f\Delta z}\right)^2}} \quad (\text{II-15})$$

La connaissance de la valeur de la vitesse de Rayleigh est d'une grande importance dans le calcul des constantes élastiques des matériaux.

II.5- Acoustique Physique

Par analogie à l'optique physique, l'acoustique physique traite de la théorie des champs acoustiques et de leurs interactions avec un milieu solide.

Introduction

Dans notre étude de ce chapitre, nous présentons le modèle théorique du champ acoustique réfléchi par l'échantillon et reçu par le transducteur. Ce modèle se base essentiellement sur l'application des concepts de l'optique de Fourier. La modélisation de $V(z)$ a été proposé tout d'abord par Atalar (1978) puis simplifié par Sheppard et Wilson (1981) [19, 15] ; Ce modèle est plus simple que celui de la théorie des raies proposé par Bertoni (1984) [15]. A cet effet, nous avons opté pour son utilisation dans nos calculs.

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

Désignons les plans 'transducteur', 'lentille' et 'réflecteur' du système acoustique par les notations respectives 1, 2 et 3 (figure II-7). Le plan 3 est initialement positionné au plan focal de la lentille.

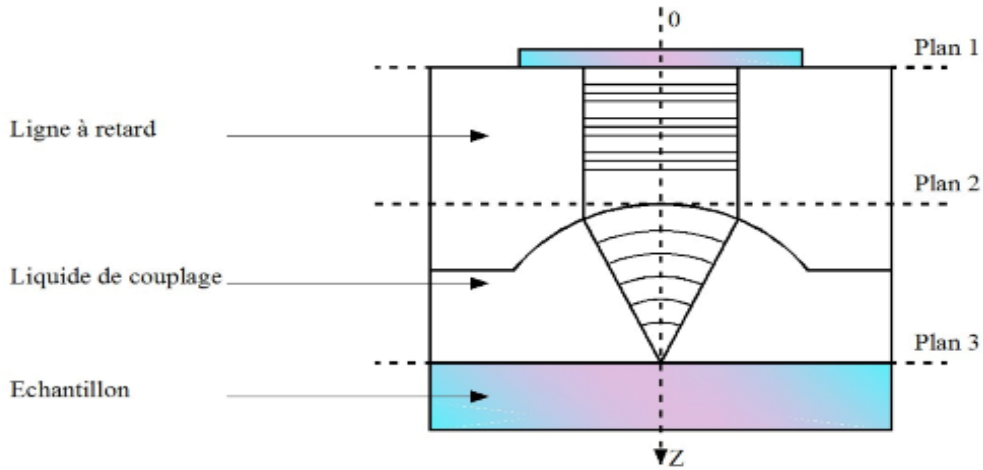


Fig.II.7: Propagation du champ acoustique à travers le système acoustique [18]

Notons par U_1^+ le champ acoustique initial émis par le transducteur (plan 1). Le signe '+' indique que la propagation se fait dans le sens positif de l'axe Oz. Au plan 2, le champ devient U_2^+ dépendant ainsi des caractéristiques géométriques du transducteur, des propriétés physiques de la ligne à retard (saphir) et de sa longueur.

Après le passage à travers la lentille, le champ au plan 3 devient U_3^+ , soit [7]:

$$U_3^+ = U_2^+(\theta) P_2(\theta) (\cos \theta)^{1/2} \quad (\text{II-16})$$

où θ est l'angle d'incidence, P_2 dépendant de θ est un facteur d'instrumentation qui caractérise le passage du champ acoustique de la ligne à retard vers le liquide de couplage. Le terme $(\cos \theta)^{1/2}$ provient du passage des fronts d'onde plans dans la ligne à retard en des fronts d'ondes sphérique dans le liquide de couplage [20].

Après réflexion par l'échantillon (plan 3), le champ acoustique devient [7]:

$$U_3^- = U_3^+(\theta) R(\theta) \quad (\text{II-17})$$

ou encore :

$$U_3^- = U_2^+(\theta) P_2(\theta) (\cos \theta)^{1/2} R(\theta) \quad (\text{II-18})$$

où $R(\theta)$ est le coefficient de réflexion au niveau de la surface du matériau, dit aussi pouvoir réflecteur du matériau. Le signe '-' indique que la propagation se fait dans le sens négatif de l'axe Oz.

Au chemin du retour, le champ acoustique traverse la lentille et arrive au plan 2 et devient [20]:

$$U_2^-(\theta) = U_3^-(\theta) P_3(\theta) (\cos \theta)^{-\frac{1}{2}} \quad (\text{II-19})$$

ou encore :

$$U_2^-(\theta) = U_2^+(\theta) P_2(\theta) P_3(\theta) R(\theta) \quad (\text{II-20})$$

où $P_3(\theta)$ est un facteur qui dépend de θ et des caractéristiques de la lentille. Il caractérise le passage du champ acoustique du liquide de couplage vers la ligne à retard.

Le champ qui arrive finalement au transducteur (plan 1) est alors:

$$U_1^-(\theta) = U_2^-(\theta) U_2^+(\theta) \quad (\text{II-21})$$

ou encore :

$$U_1^-(\theta) = [U_2^+(\theta)]^2 P_2(\theta) P_3(\theta) R(\theta) \quad (\text{II-22})$$

Le produit $P_2(\theta) P_3(\theta)$ peut être noté $P^2(\theta)$, qu'on nomme 'fonction de pupille' [20].

Le plan focal étant la surface du réflecteur ($z = 0$), le signal acoustique $V(\theta)$ est la résultante

$$V(\theta) = \int_S U_1^-(\theta) U_1^+(\theta) dS \quad (\text{II-23})$$

de tous les champs acoustiques reçus par toute la surface S du transducteur, soit :

Si l'on considère que la surface du transducteur est circulaire, il sera alors plus judicieux d'utiliser les coordonnées polaires. Ainsi, l'élément de surface $dS = r.dr.d\varphi$ et $r = f.\sin(\theta)$; f est la distance focale de la lentille [15, 20]; (à ne pas confondre avec la fréquence). Dans ce cas, l'expression (II-23) s'écrit :

$$V(\theta) = 2\pi f \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} P^2(\theta) R(\theta) \sin \theta \cos \theta d\theta \quad (\text{II-24})$$

Si l'échantillon est déplacé vers la lentille d'une distance z , donc à une défocalisation négative, alors le champ acoustique réfléchi serait en avance de $2kz \cos(\theta)$ par rapport à celui réfléchi

par la surface de l'échantillon, quand ce dernier est placée au plan focal (figure II-7). Dans ce cas, l'expression de $V(z)$ s'écrit [15, 20]:

$$V(z) = \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} P^2(\theta) R(\theta) \exp(2jk_0 z \cos \theta) \sin \theta \cos \theta d\theta \quad (\text{II-25})$$

où le facteur $2\pi f$ dans l'expression (II-24) est contenu dans la fonction $P^2(\theta)$

Sachant que la fonction $P(\theta)$ s'annule pour des angles d'incidences supérieures au demi-angle d'ouverture θ_{max} de la lentille, et que la lentille présente une symétrie par rapport à son axe, normale à l'échantillon, l'expression de $V(z)$ se réduit à [19, 21, 15, 14] :

$$V(z) = \int_{-\infty}^{+\infty} P^2(\theta) R(\theta) \exp(2jk_0 z \cos \theta) \sin \theta \cos \theta d\theta \quad (\text{II-26})$$

Cette expression est celle que nous allons utiliser pour nos calculs dans le chapitre III.

II.6- Etude et exploitation du la signature acoustique $V(z)$

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. L'information est récupérée par un dioptre sphérique d'ouverture θ_{max} , qui intègre l'énergie. la connaissance des coefficients de réflexion et de transmission en fonction de l'incidence, s'avère donc nécessaire pour déterminer et analyser les différents modes réfléchis ou transmise à l'interface liquide/solide et solide/solide. Il faut connaître, pour cela, l'amplitude, la direction de propagation et la polarisation de l'onde incidente, ainsi que les propriétés élastiques des matériaux [22]. La fonction de pupille étant donnée, il est tout à fait évident que l'étude de $V(z)$ repose sur celle de la fonction de réflexion $R(\theta)$ [7]. De nombreuses études théoriques de la réflexion d'une onde acoustique par un matériau solide ont été faites [6, 15]. Il a été montré que la fonction de réflexion $R(\theta)$ est en général une fonction complexe qui dépend, d'une part, de l'angle d'incidence, et d'autre part, des propriétés physiques du matériau solide et du milieu de couplage.

En microscopie acoustique, on utilise comme milieu de couplage un liquide (eau, mercure,...). Dans notre étude, les matériaux solides caractérisés sont des matériaux massifs. La réflexion se passe ainsi à l'interface liquide-solide. L'onde acoustique incidente venant du liquide de couplage arrive à la surface du solide sous une incidence θ_0 . Une partie de l'onde incidente est

transmise au solide, tandis que l'autre est réfléchi vers le liquide. Les conditions aux limites à l'interface solide-liquide nous permettent de déterminer le coefficient de réflexion et le coefficient de transmission.

Dans tout ce qui suit, pour référencer une grandeur physique quelconque propre à un milieu donné, nous affectons à cette grandeur l'indice 0 s'il s'agit du milieu liquide et les indices l et s pour le milieu solide; l indique que la grandeur est relative à l'onde longitudinale et s indique qu'elle est relative à l'onde transversale. 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 $\exp(j \omega t)$ qui leur est commun pour ne pas encombrer en plus le développement mathématique.

Supposons que la propagation est dans le plan Oxz , où l'origine O est prise à l'interface liquide – solide (figure II-9). L'axe Ox est parallèle 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 positive de Oz , par contre, l'onde réfléchi se propage dans le sens négative (figure II- 9).

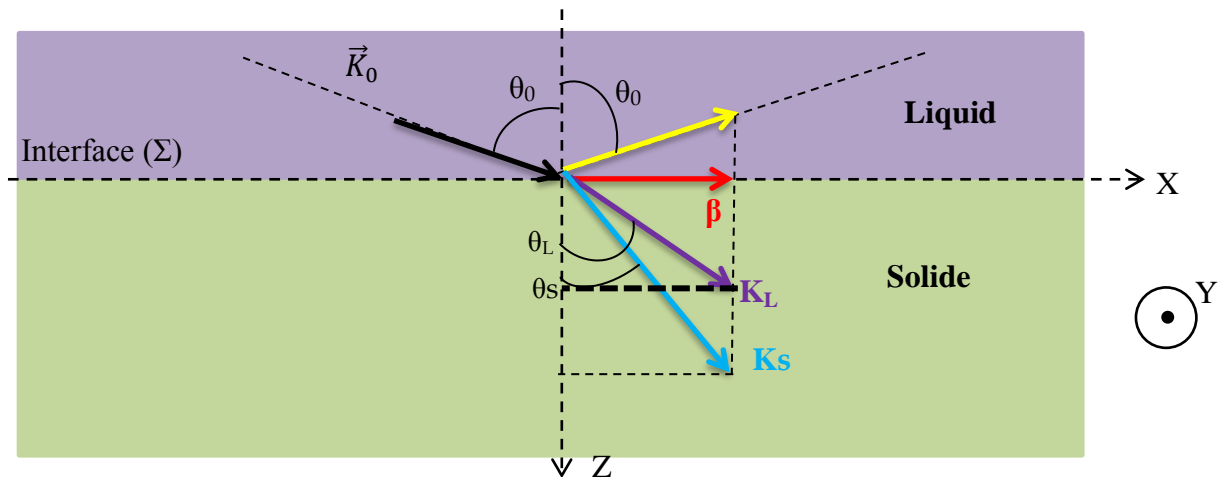


Fig.II.8:Réflexion et transmission d'une onde acoustique à l'interface liquide – solide

Les ondes qui se propagent dans le liquide (onde incidente et onde réfléchi) sont longitudinales. Le champ acoustique qui en résulte est un champ scalaire exprimé par [7] :

$$\Phi_0 = \varphi_i \exp j(\beta x + \eta_0 z) + \varphi_r \exp j(\beta x - \eta_0 z) \quad (\text{II-27})$$

Où β et η sont respectivement les composantes selon les Ox et Oz du vecteur d'onde \vec{K}_0 ; φ une amplitude constante.

L'onde transmise (réfractée) dans le solide est la résultante d'une onde longitudinale et une onde transversale (figure II-9). 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 :

$$\Phi = \varphi_t \exp j(\beta x + \eta_l z) , \quad \bar{\Psi} = \bar{\psi}_t \exp j(\beta x + \eta_s z) \quad (\text{II-28})$$

φ_t Et ψ_t sont des amplitudes constantes.

La valeur de β est la même dans le liquide et dans le solide, conformément à la loi de Snell-Descartes pour les ondes acoustiques (figure II.9)

Le champ vectoriel Ψ n'a qu'une seule composante suivant $O y$ et ne dépend que de x et de z [15].

A l'interface liquide – solide ($z = 0$), la continuité des contraintes et des déplacements s'impose. En effet, à cette interface, la particule du milieu ne peut avoir qu'un seul déplacement \vec{u} . La relation de continuité s'écrit ainsi :

$$\vec{u}_0(\mathbf{0}) = \vec{u}(\mathbf{0}) \quad (\text{II-29})$$

où l'indice 0 en \vec{u} indique l'appartenance de la particule au milieu liquide et l'absence de cet indice indique l'appartenance de la particule au milieu solide.

Egalement, les contraintes (force/surface) à l'interface sont celles du cisaillement σ_{xz} (contrainte parallèle au plan xz) et celle de compression σ_{zz} (contrainte perpendiculaire au plan xy), dont les relations de continuité s'expriment respectivement par les relations suivantes :

$$\sigma_{0xz}(\mathbf{0}) = \sigma_{xz}(\mathbf{0}) = 0 \quad \sigma_{0zz}(\mathbf{0}) = \sigma_{zz}(\mathbf{0}) \quad (\text{II-30})$$

S'agissant de déformations élastiques dans le milieu solide, l'équation d'onde dans le solide s'obtient par combinaison de la loi de Hooke et de la loi de Newton. Cette équation s'exprime par [15]:

$$\rho \frac{\partial^2 u_j}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right) \quad (\text{II-31})$$

où λ et μ sont les coefficients de Lamé; les indices i, j, k affectés au déplacement \vec{u} indiquent les composantes de ce vecteur selon les coordonnées x_i, x_j, x_k qui sont dans notre cas x, y, z sans ordre particulier dans cette correspondance.

Le déplacement \vec{u} des particules du solide résulte donc d'une superposition de l'effet du champ scalaire Φ et du champ vectoriel Ψ . Son expression s'écrit ainsi :

$$\vec{u} = \overrightarrow{grad}\Phi + \overrightarrow{rot}\Psi \quad (\text{II-32})$$

Le scalaire Φ décrit la propagation du mode longitudinal avec la vitesse V_L

Le vecteur $\vec{\Psi}$ décrit la propagation de l'onde transversale avec la vitesse V_T

Les composantes des déplacements \vec{u} des particules selon O x et Oz dans le liquide et dans le solide s'écrivent respectivement comme suite :

$$\begin{aligned} u_{0x} &= \frac{\partial \Phi_0}{\partial x}, & u_x &= \frac{\partial \Phi}{\partial x} - \frac{\partial \Psi}{\partial z}, \\ u_{0z} &= \frac{\partial \Phi_0}{\partial z}, & u_z &= \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \frac{\partial \Psi}{\partial x} \end{aligned} \quad (\text{II-33})$$

Le liquide est soumis à une contrainte de compression. La contrainte de cisaillement ne peut y avoir lieu. En revanche, mis à part la contrainte de compression dans le solide, la contrainte de cisaillement existe bien. Toutes ces contraintes s'expriment ainsi par la loi de Hook de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \text{cisaillement dans le liquide} \quad \sigma_{0xz} &= \mathbf{0} \\ \text{cisaillement dans le solide} \quad \sigma_{xz} &= \mu \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) \\ \text{compression dans le liquide} \quad \sigma_{0zz} &= \lambda_0 \left(\frac{\partial u_{0x}}{\partial x} + \frac{\partial u_{0z}}{\partial z} \right) \\ \text{compression dans le solide} \quad \sigma_{zz} &= \lambda \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + 2 \mu \frac{\partial u_z}{\partial z} \end{aligned} \quad (\text{II-34})$$

où λ et μ sont les coefficients de Lamé. En utilisant l'équation de propagation de l'onde (équation II-31) et en appliquant les conditions de continuité des déplacements et des contraintes aux champs acoustiques exprimés par les relations (II-27) et (II-28), nous pouvons en déduire l'expression du coefficient de réflexion $R = \varphi_r / \varphi_i$, et les expressions des coefficients de transmission longitudinale et transversale $T_l = \varphi_t / \varphi_i$ et $T_s = \psi_t / \varphi_i$ [15], soient :

$$R(\theta) = \frac{Z_l \cos^2 2\theta_s + Z_s \sin^2 2\theta_s - Z_0}{Z_l \cos^2 2\theta_s + Z_s \sin^2 2\theta_s + Z_0} \quad (\text{II-35})$$

$$T_l(\theta) = \frac{2Z_l \cos 2\theta_s}{Z_l \cos^2 2\theta_s + Z_s \sin^2 2\theta_s + Z_0} \quad (\text{II-36})$$

$$T_s(\theta) = \frac{-2Z_s \sin 2\theta_s}{Z_l \cos^2 2\theta_s + Z_s \sin^2 2\theta_s + Z_0} \quad (\text{II-37})$$

- $Z_0 = \rho_0 v_0 / \cos\theta_0$ est l'impédance acoustique du liquide.
- $Z_L = \rho v_l / \cos\theta$ est l'impédance acoustique longitudinale du solide.
- $Z_S = \rho v_s / \cos\theta_s$ est l'impédance acoustique transversale du solide.
- $V_L = (\lambda + 2\mu)/\rho$ est la vitesse des modes transversaux se propageant dans le solide.
- $V_S = \mu/\rho$ est la vitesse du mode longitudinal se propageant dans le solide.

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 suivante:

$$R(\theta) = \Gamma \exp(j\xi) \quad (\text{II-38})$$

où Γ est le module de R et ξ sa phase.

En faisant varier l'angle d'incidence θ_0 provenant du liquide de 0° à 50° angle limite permis par la lentille considérée, et en appliquant la relation (II-35) et en utilisant la loi de Snell-Descartes (équations II-11), nous obtenons ainsi déterminer et tracer les variations de Γ et de ξ en fonction de l'angle d'incidence pour un matériau massif homogène et isotrope.

L'allure des courbes de variations de Γ et de ξ en fonction de l'angle d'incidence θ_0 pour les systèmes « eau - matériau massif » est présentée dans la figure II-10. Cette allure présente généralement deux pics distincts. Ces pics correspondent à des angles critiques de modes de propagation dans le solide. Un angle critique d'un mode donnée est l'angle au-delà duquel, le mode n'existe plus. Pour la courbe de Γ : le premier pic, à petit angle d'incidence, indique l'angle critique d'incidence du mode longitudinal et le second pic, à un angle plus élevé, donne l'angle critique d'incidence des modes transversaux. Egalement, la phase ξ du coefficient de réflexion R présente deux pics : le premier correspond à l'angle critique du mode longitudinal et le second à l'angle critique du mode de Rayleigh.

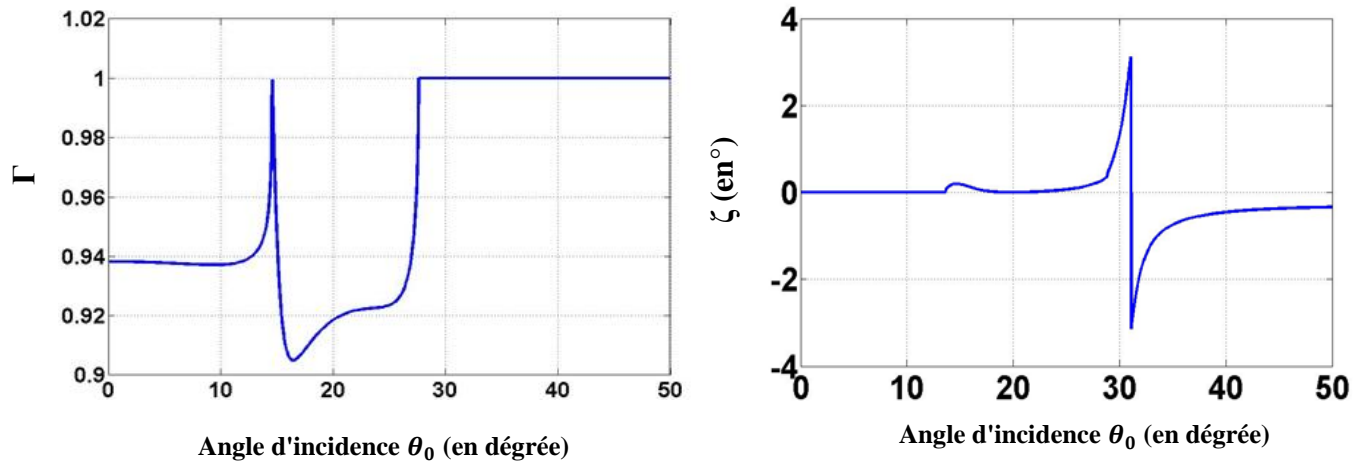


Fig.II.9: Variation du module Γ et de la phase ξ du coefficient de réflexion R en fonction de l'angle d'incidence θ_0 .

La connaissance s'acquiert par l'expérience,

Tout le reste n'est que de l'information.

Albert Einstein



Chapitre III
Résultats et Discussion

III. Résultats et discussion

III.1- Introduction

Dans le chapitre précédent nous avons exposé les modèles théoriques de calcul du signal acoustique $V(z)$, du coefficient de réflexion $R(\theta)$ et des vitesses des modes en volume et de surface pour un substrat massif en contact avec un fluide .

Dans ce chapitre nous présentons les résultats des calculs des grandeurs suscitées .

Tout d'abord, nous calculons le coefficient de réflexion $R(\theta)$ en se basant sur les formulations théorique des champs acoustiques, puis nous calculons la signature $V(z)$ à partir de $R(\theta)$. Dans ce même cadre, nous déterminons les vitesses de tous les modes dans le solide y compris le mode de surface. En revanche, les formulations théoriques des raies ne nous servent qu'à déterminer la vitesse du mode de Rayleigh à partir de $V(z)$. Les déterminations des vitesses des modes générés en volume et en surface nous servent par la suite à calculer les propriétés élastiques du système étudié .

A cet effet, nous avons choisi pour le matériau massif quelques solides fréquents pour lesquels les données visées sont disponibles dans la littérature afin de pouvoir valider les résultats de notre simulation, à savoir l'acier doux, le fer, la silice, l'aluminium et le chrome.

III.2- Etude des matériaux massifs

La génération des modes acoustiques dans un solide à partir d'une onde acoustique incidente provenant d'un liquide en contact, dépend principalement des rapports des vitesses de propagation des différents modes dans les deux milieux pris séparément. En comparant les valeurs des vitesses des modes transversal et longitudinal (annexe 1) pour différents matériaux solides (substrat) avec la vitesse de l'onde acoustique dans le liquide de couplage (l'eau), l'application de la loi de Snell -Descartes nous permet de distinguer deux cas :

- cas où tous les modes de l'onde acoustique peuvent se propager dans le solide. Ceci n'est possible que si la vitesse de l'onde dans le liquide est inférieure à celle du mode transversal dans le solide ($V_0 < V_s$).

Le cas où $V_s < V_1 < V_0$ n'est pas à considérer, car aucun mode dans ce cas n'est généré dans le solide. L'onde incidente est totalement réfléchiée par le solide. Un tel cas est rare (téflon $V_1 = 1390$ m/s vs. $V_{\text{eau}} = 1500$ m/s ; annexe 1). Le téflon par sa propriété de réflecteur absolu

$(R(\theta)=1, \forall \theta)$ est ainsi utilisé comme étalon pour la détermination expérimentale de la fonction de pupille du système acoustique.

Les matériaux que nous avons choisis appartiennent au premier cas, car nous nous intéressons au mode Rayleigh (mode de surface). En effet, le mode de surface n'est géré que dans le premier cas. Nous visons à comparer les résultats des calculs des deux approches de l'acoustique géométrique et de l'acoustique physique pour déterminer la vitesse du mode de surface.

III.3- Etude du cas où la vitesse de l'onde dans le liquide de couplage est inférieure à la vitesse transversale dans le substrat

Quand la vitesse de l'onde acoustique dans le liquide de couplage est la plus faible par rapport à celles dans le solide, le mode de Rayleigh est généré à la surface de séparation entre le liquide et le substrat avec une vitesse de propagation V_R . Cette vitesse peut être déterminée soit à partir de l'angle critique de Rayleigh θ_R en appliquant la loi de Snell-Descartes, soit à partir de la pseudo-période Δz du signal $V(z)$. L'angle critique θ_R correspond à un changement de phase de 2π de la phase du coefficient de réflexion $R(\theta)$.

III.4- Détermination de la vitesse V_R à partir de $R(\theta)$

Nous avons établi un programme de calcul en Mat Lab (annexe 2) 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 (II-35).

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

Eau-Acier :

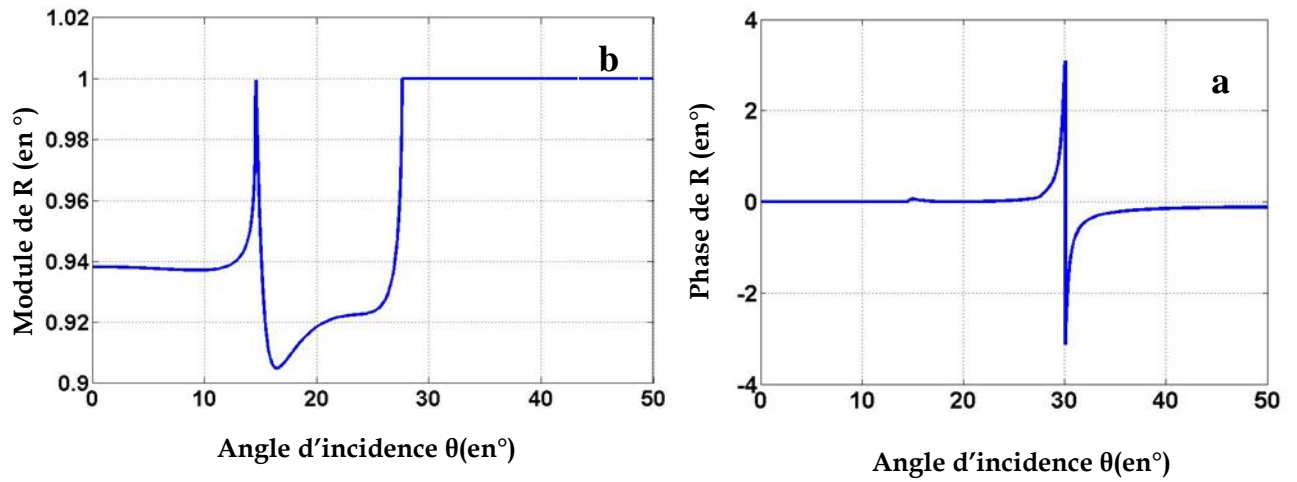


Fig .III.1 : Coefficient de réflexion de système "Eau-Acier : a) phase b) module

- **Eau-acier doux** : $\theta_{lc} = 14.58^\circ$, $\theta_{sc} = 27.63^\circ$ et $\theta_R = 30.04^\circ$

Eau-Chrome :

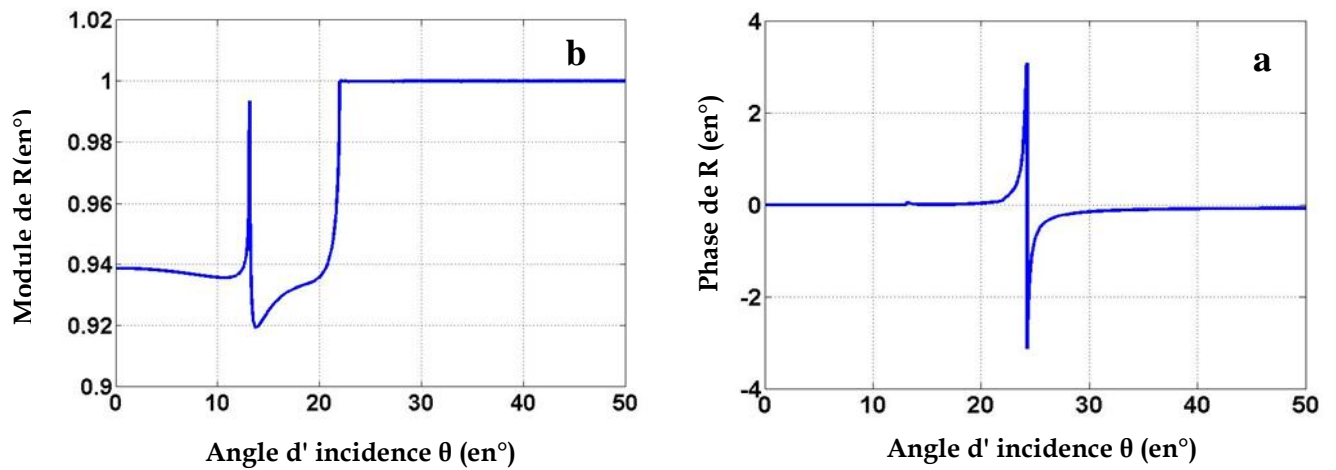


Fig .III.2: Coefficient de réflexion du système "Eau-Chrome": a) Phase b) Module

- **Eau-Chrome** : $\theta_{lc} = 13.12^\circ$, $\theta_{sc} = 22^\circ$, $\theta_R = 24.22^\circ$.

Eau-Aluminium :

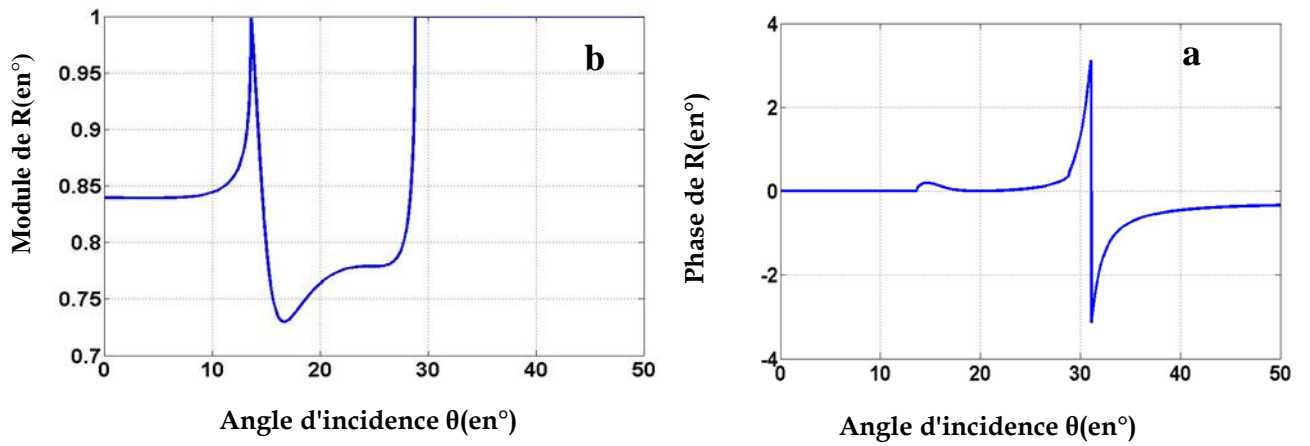


Fig .III.3: Coefficient de réflexion du système "Eau-Aluminium" :a) Phase b) Module

- **Eau-aluminium :** $\theta_{ic}=13.60^\circ$, $\theta_{is}=28.83^\circ$, $\theta_R=31.07^\circ$.

Eau-Fer (mou):

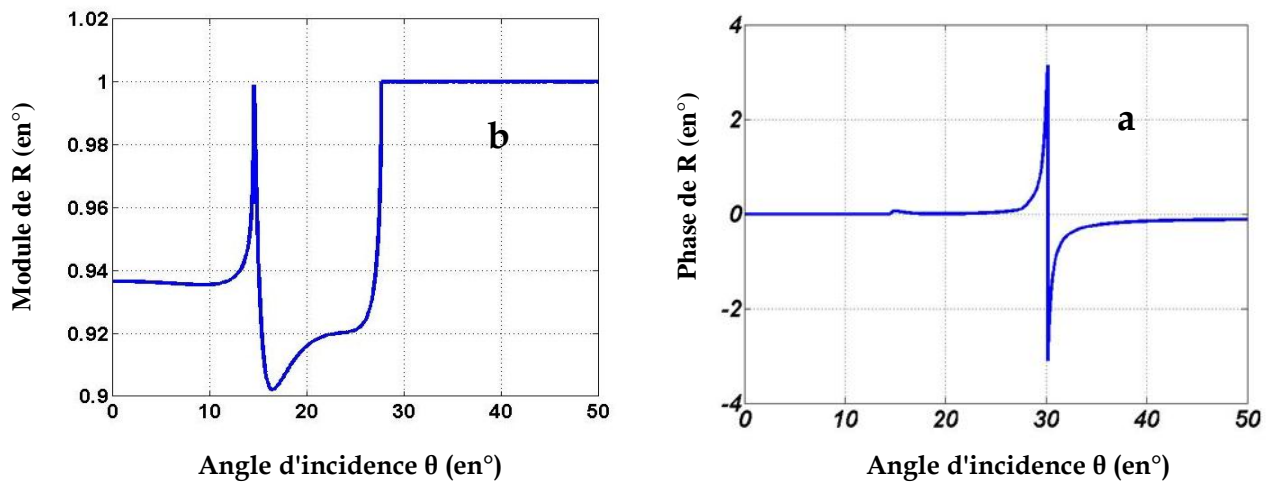


Fig .III.4: Coefficient de réflexion du système "Eau-Fer (mou)" : a) Phase b) Module

- **Eau-Fer (mou):** $\theta_{ic}= 14.56^\circ$, $\theta_{sc}=27.73^\circ$, $\theta_R=30.15^\circ$.

Eau-Silice :

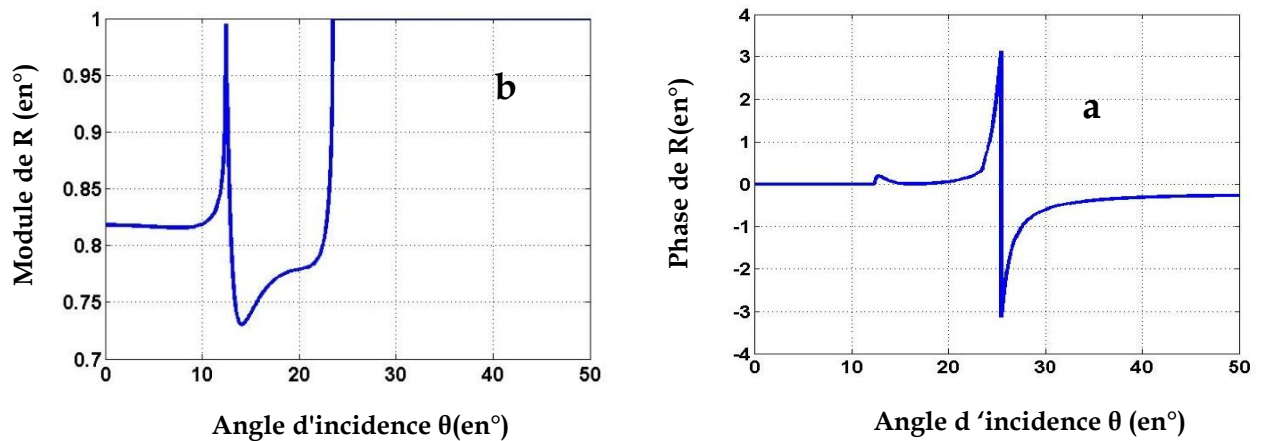


Fig. III.5 Coefficient de réflexion du système "Eau-Silice" : a) Phase b) Module

- **Eau-Silice** : $\theta_{lc}=12.40^\circ$, $\theta_{sc}=23.49^\circ$, $\theta_R=25.47^\circ$.

Les courbes de phase ou de 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 'standards' 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) [7], (voir l'annexe 2).

III.4-1. 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_{tc} (angle critique transversal), Au-delà de l'angle critique transversal θ_{cs} , l'onde est totalement réfléchi ($R(\theta)=1$) (figures III-1 à III-5).

****Pour $\theta < \theta_{lc} = \arcsin v_0/v_l$:**

L'onde longitudinale qui se propage dans le fluide engendre dans le matériau, par réfraction, une onde longitudinale et onde transversale. On observe alors une onde longitudinale rasante se propageant à la surface lorsque l'angle d'incidence devient égal à l'angle critique θ_{cl} . La transmission est quasi nulle lorsque l'angle d'incidence θ tend à égaler la valeur de l'angle critique transversale θ_{tc} .

**** Pour $\theta_1 < \theta < \theta_s = \arcsin v_0/v_s$:**

Il n'existe que l'onde transversale qui se propage dans le matériau. Lorsque l'angle d'incidence θ devient critique θ_{sc} , l'onde transversale est rasante et se propage alors à la surface. Il ne s'agit pas de l'onde de Rayleigh.

****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.

III.4-2. Analyse de la phase

La phase de $R(\theta)$ contient deux pics, l'un très petit correspond à l'angle critique longitudinal θ_{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 montée des pics relatif à θ_R , du fait que les vitesses V_s et V_R sont très proches (généralement $V_R \sim 0.92V_s$).

****Pour $\theta = \theta_R = \arcsin V_0/V_R$:**

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 :

$$\theta_{lc} < \theta_{sc} < \theta_R.$$

Pour les cinq matériaux étudiés, nous déterminons l'angle critique de Rayleigh à partir de la courbe de la phase de la fonction de réflexion $R(\theta)$, puis nous calculons la vitesse de Rayleigh selon l'équation II-35 du chapitre II.

Les résultats obtenus sont groupés dans le tableau III-1. La composition de nos résultats avec les données disponibles dans la littérature témoigne d'une très bonne concordance, ce qui constitue en une première étape une validation de notre programme de calcul.

Les données nécessaires pour l'exécution de notre programme sont résumées dans le tableau III-2.

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

Systeme	Eau-Acier	Eau-Chrome	Eau-Silice	Eau-Fer	Eau-Aluminium
$\theta_R(\text{en}^\circ)$	30,04	24.22	25.47	30.15	31.07
V_R (m/s)	3455	4329	4018	3442	3299
V_R [litt.]	2996	3655	3409	2986	2906
$\frac{\Delta V_R}{V_R \text{ litt}}$ (en %)	0.15	0.18	0.17	0.15	0.13

Tableau III-2 : Paramètres acoustiques des matériaux massifs étudiés

Matériaux	Eau	Acier	Chrome	Silice	Fer (mou)	Aluminium
Densité (Kg/m ³)	1000	7900	7194	2150	7690	2700
V_S (m/s)	1500	3235	4005	3764	3224	3111
V_L (m/s)	0	5960	6608	6968	5957	3674

Les mesures de V_R pour les matériaux massifs faites par les deux approches suscitées donneront une préférence à l'utilisation de la signature acoustique $V(z)$, si l'on se réfère aux données de la littérature.

III.5- Détermination de la vitesse V_R à partir de $V(z)$

Dans le paragraphe précédent, nous avons déterminé la vitesse du mode de Rayleigh à partir de l'approche physique des champs acoustiques. Dans ce paragraphe, nous allons déterminer cette vitesse en utilisant l'approche géométrique.

Cette approche se base sur le calcul des retards des rayons acoustiques et également sur la connaissance de la pseudo-périodicité de la courbe $V(z)$. Pour tracer $V(z)$ (équation II-25 du chapitre II), nous avons utilisé la fonction de pupille donnée par Sheppard et Wilson [23, 24], soit $P^2(\theta) = \exp(-7\theta^2)$ 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 $P(\theta)$ joue un rôle déterminant dans l'atténuation du signal acoustique, mais n'influe guère sur la pseudo-périodicité de $V(z)$.

Les résultats des calculs de la signature acoustique $V(z)$ pour chacun des six systèmes considérés sont présentés dans la figure III-6. Les courbes obtenues montrent que toutes les signatures $V(z)$

sont pseudopériodiques. La pseudo-période Δz (dite démesurement période) varie d'un matériau à un autre [7].

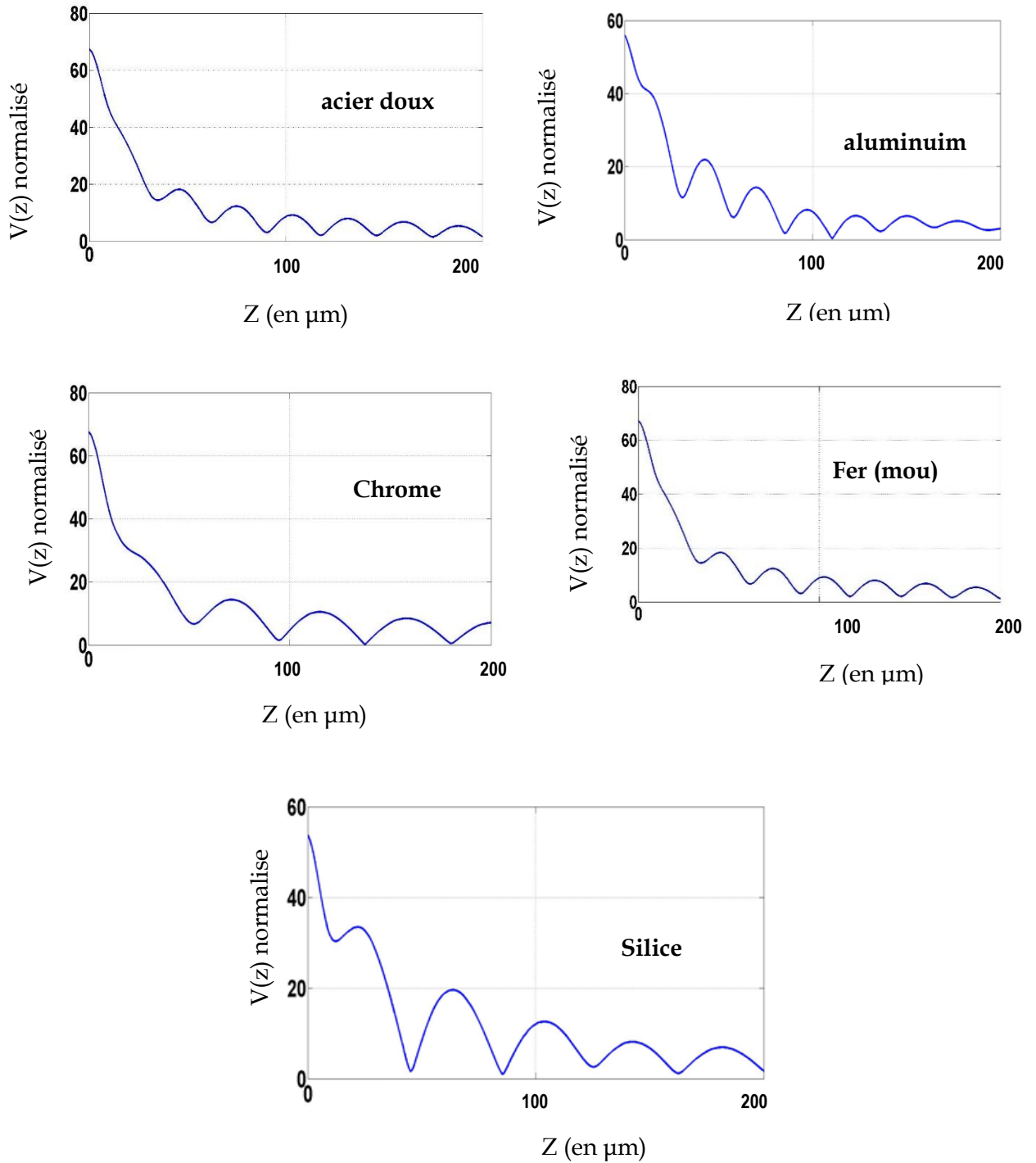


Fig. III.6: Signature acoustique $V(z)$ de quelques solides massifs

A partir de l'équation (II-15) (chapitre II), nous pouvons calculer la vitesse de Rayleigh pour chaque matériau étudié après avoir déterminé la pseudo-période Δz du graphe $V(z)$. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau (III- 3). Les vitesses de Rayleigh ainsi obtenues concordent parfaitement avec celles calculées à partir de la phase de $R(\theta)$.

Tableau III-2 : Vitesses de Rayleigh des matériaux étudiés déterminées à partir de $V(z)$

Système	Eau-Acier	Eau-Chrome	Eau-Silice	Eau-Fer	Eau-Aluminium
Δz (μm)	2.79	4.26	3.85	2.77	2.66
V_R (m/s)	2996	3656	3488	2986	2906
$\Delta V_R/V_{R \text{ litt}}$ (en%)	0.00	0.01	0.02	0.00	0.00
$\Delta V_R/V_{R \text{ litt}}$ (en%) du tableau III-2	0.15	0.15	0.13	0.15	0.13

Les mesures de V_R faites par les deux approches suscitées donneront une préférence à l'utilisation de la signature acoustique $V(z)$, si l'on se réfère aux données de la littérature.

III.6- 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 parmi ces méthodes, la technique des ultrasons donne des résultats précis. De surcroît c'est un moyen d'investigation non destructif.

Vu la bonne description théorique du comportement d'un solide vis une onde acoustique, 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 calculer ces constantes à partir des vitesses des modes de propagation longitudinal et transversal dans le solide (équations (II-5, II-6 et II-8 ; chapitre II). La seconde méthode consiste à calculer les constantes élastiques à partir du mode de Rayleigh (mode de surface). La vitesse de Rayleigh V_R est déterminée à partir du graphe de la phase du $R(\theta)$. Nous utilisons ensuite la relation de Victorov (équation II-2 ; chapitre II) pour connaître le rapport V_s / V_L pour ensuite calculer E et G.

Les valeurs des constantes élastiques pour les cinq matériaux choisis sont résumées dans le tableau (III.4) Les constantes élastiques des matériaux nus calculées sont très proches de ceux déterminés expérimentalement [8], ce qui montre que le calcul par simulation donne des bonnes résultats.

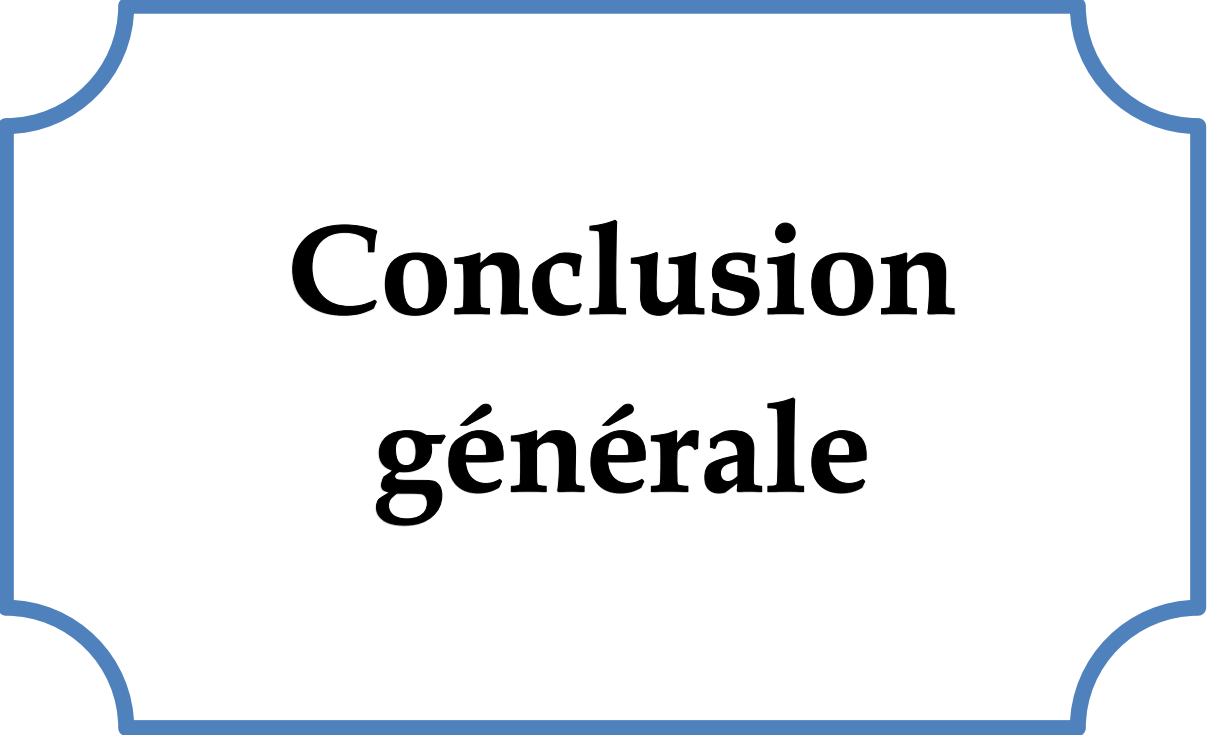
Tableau III-3: Calcul des constantes élastiques(E, G, ν) des matériaux étudiés

Matériaux	Module de Young E, GPa			Module de cisaillement G, GPa			Coefficient de poissons ν		
	Nos calculs	Expérience [25]	Erreur relative %	Nos calculs	Expérience [25]	Erreur relative %	Nos calculs	Expérience [25]	Erreur relative %
Eau-Acier	213	210	1	82	84	2	0.29	0.33	12
Eau-Chrome	279	289	3	115	115	0	0.20	0.21	4
Eau-Silice	79	80	1	30	--	--	0.29	0,20 - 0,45	--
Eau-fer	206	196	5	80	--	--	0.29	0,21 - 0,259	-
Eau-Aluminium	70	69	1	26	26	0	0.34	0.33	2

* Méthode: calcul en utilisant V_L et V_T à partir des données de Briggs [15], (tableau de l'annexe 1)

"J'ai appris que la voie du progrès n'était ni rapide ni facile"

Marie Curie



**Conclusion
générale**

IV. Conclusion générale

Dans le travail de mémoire de master présenté, nous avons abordé, par rapport au cursus de formation, une nouvelle thématique celle de la physique des ultrasons et ses applications.

Nous avons assimilé les principes physiques et compris les différentes applications des ultrasons dans beaucoup de domaine de la science et de la technologie.

Nous avons abordé une thématique du CND, celle des ultrasons, qui est appliquée dans l'industrie, mais commence petit à petit à prendre de l'élan dans la communauté universitaire.

Nous avons compris les principes de l'acoustique physique et de l'acoustique géométrique. Ces principes sont à la base du fonctionnement du microscope acoustique.

La relation entre l'élasticité du matériau et la propagation d'ondes acoustiques a été assimilée.

Nous avons assimilé et programmer par MatLab la signature acoustiques du microscope acoustique.

Nous avons compris comment exploiter le signal acoustique du microscope acoustique pour en tirer les informations utiles, nécessaire pour déterminer les constantes élastique du matériau massif analysé.

Les applications faites sur les cinq matériaux : l'acier doux, le fer (mou), le chrome, l'aluminium et la silice (saphir), montre que les constantes élastiques calculées à partir de la signature acoustiques corroborent ceux cités dans la littérature.

Le mode de Rayleigh est le mode déterminant qui intervient dans la de la signature acoustique. Ce mode a été déterminé par deux approches différentes. La première en traitant le coefficient de réflexion et la seconde à partir de la signature acoustique. Les vitesses de Rayleigh obtenus par ces deux méthodes sont concordantes à une erreur de l'ordre de 0,2% au maximum.

Les mesures de V_R faites par les deux approches suscitées donneront une préférence à l'utilisation de la signature acoustique $V(z)$, si l'on se réfère aux données de la littérature.

Les constantes élastiques (module de Young, module de cisaillement, coefficient de Poisson), calculées à partir de la signature acoustiques pour les cinq matériaux, concordent très bien avec les valeurs expérimentales citées dans la littérature.



Bibliographie

V. Bibliographie

- [1] B. RAMDANE, "Contribution à la modélisation tridimensionnelle de la technique thermoinductive," Alger , 2009, p. 19.
- [2] A. RAID, "Contrôle Non Destructif : Ressuage, Magnétoscopie, Radiographie (RX et γ)," Alger, 2017-2018, pp. 09-10.
- [3] ".hielscher," [Online]. Available: <https://www.hielscher.com/fr/technolo.htm>.
- [4] C. Q. R.A.Lemons, "Acoustic Microscopy: scanning version R.A.Lemons, C.F. Quate," .APPL .phys, 1974, pp. 163-165.
- [5] C. R.A Lemons, "Acoustic Microscopy," London, Academic press, 1979, pp. 1-92.
- [6] E. D. Daniel Royer, Elastic Waves in Solid (generation ,acousto-optic interaction, Application) I, Springer.
- [7] A. Benblghit, *Etude par simulation des propriétés élastiques de certains matériaux massifs et revêtus par microscopie acoustique à réflexion*, laghouat, 2002.
- [8] S. NAWAL, "Optimisation des paramètres élastiques d'un système multicouches supraconducteur par des techniques acoustiques," pp. 45-46, 2010.
- [9] B.A.Auld, "Acoustic fields and waves in solids," vol. 1 et 2, 1973.
- [10] H. Matthews, "surface wave filters," in *Janvier 1977*, Wiley-interscience, pp. 47-51.
- [11] N. Q. G. J. J. Attal, "Acoustic microscopy: Recent progress in imaging through opaque materials," Microx.Semicond.Mater.Conf.Oxford, 1981, pp. 441-446.
- [12] G.S.Kino, "Acoustic waves," Prentice-Hall, new Jersey,, 1987.
- [13] L. Robert, "Characterization of TiN and carbon-doped chromium thin film coatings by acoustic microscopy," in *Surface and Coatings Technology*,, 1999, pp. 327-334.
- [14] Boudour.A, "Etude par microacoustique des différents modes de propagation dans les structures monocouches et multicouches.," Annaba, Thèse de doctorat d'état, université Badji-Mokhtar, 1999, p. 127.
- [15] G. A. D. BRIGGS, *Acoustic Microscopy*, OXFORD UNIVERSITY PRESS.
- [16] J. Kleppe, "Engineering applications of acoustics, Scientific Engineering Instruments," Nevada, Inc. Sparks, 1989.

- [17] N. HARHAD, "SIMULATION DU PRINCIPE DE LA MICROSCOPIE ACOUSTIQUE AUX BASSES FREQUENCES," Alger, 2006, p. 07.
- [18] B. RAMDANE, "Contribution à la modélisation tridimensionnelle de la technique thermoinductive inductive de contrôle non destructif : Développement d'un outil de conception, d'analyse et d'aide à la décision," France , UNIVERSITE DE NANTES , 2009, p. 20.
- [19] C. J. R. S. e. T. Wilson, "Effects of high angles of convergence on $V(z)$ in the scanning acoustic microscopy.," 1981, pp. 858-859.
- [20] Z. Yu, ". Scanning acoustic microscopy and its applications to material characterization," in *Reviews of Modern Physics*, 1995, pp. 863-891..
- [21] D. B. G. D. Attal, "La microscopie acoustique et ses applications., Alger," *Proceeding des 3ème journées maghrébines des SDM*, pp. 28-34., 1992.
- [22] H. GRIMED, *odélisation et séparation des signaux ultrasonores transmis à travers les différents matériaux*, annaba : UNIVERSITE BADJI MOKHTAR ANNABA, 2012.
- [23] C. J. R. S. e. T. Wilson., "Effects of high angles of convergence on $V(z)$ in the scanning acoustic microscopy.," 1981, pp. 858-859..
- [24] A. Tria, "Traitement spécifique de la signature acoustique et approche du problème inverse.," in *Thèse de doctorat de l'université de Montpellier II*, 1994, p. 136.
- [25] "utc.fr," [Online]. Available:
<http://www/~mecagom4/MECAWEB/EXEMPLE/FICHES/YOUAF1.htm> .



Annexe

VI. Annexe 1 : Paramètres acoustiques de quelques matériaux massifs

Matériau	V_L m/s	V_S m/s	V_R m/s	ρ kg/m ³
Métaux				
Aluminium (roulé)	6420	3040	2844	2700
Aluminium	6374	3111	2906	2698
Bearing Babbit	2300	--	--	8700
Beryllium	12890	8880	7844	1846
Bismuth	2200	1100	1026	9803
Brass (70% Cu, 30% Zn)	4372	2100	1964	8005
Cadmium	2780	1500	1390	8647
Chrome	6608	4005	3655	7194
Constantan	5170	2625	2445	8900
Cuivre	4759	2325	2171	8933
Duraluminium	6398	3122	2916	2795
Or	3240	1200	1134	19281
Hafnium	3840	--	--	13276
Inconel	5700	3000	2786	8390
Indium	2560	--	--	7290
Invar (63.8%Fe, 36%Ni, 0.2%C)	4657	2658	2447	8000
Fer (mou)	5957	3224	2986	7690
Fer (moulé)	4994	2809	2591	7220
Plomb	2160	700	663	11343
<i>Plomb durci (94%.Pb-6%Sb)*</i>	2160	810	730	10880
Magnésium	5823	3163	2930	1738
Alliage de Magnésium (M1A)*	5740	3100	2870	1760
Manganèse	4600	--	--	7473
Molybdène	6475	3505	3247	10222
Monel	5350	2720	2533	8820
Nickel (mou)	5608	2929	2722	8907
Nickel (dur)	5814	3078	2857	8907
Nickel pur*	5630	2960	2640	8800
<i>Inconel*</i>	5820	3020	2790	8500
<i>Inconel X-750*</i>	5940	3120	--	8300
<i>Monel*</i>	5350	2720	2460	8830
Niobium	5068	2092	1970	8578
Platine	3260	1730	1605	21450
Argent	3704	1698	1592	10500
Acier doux	5960	3235	2996	7900
Acier durci	5874	3179	2945	--
Acier inoxydable	5980	3297	3048	7800
<i>Acier inoxydable type 302*</i>	5660	3120	3120	7900
<i>Acier inoxydable type 304L*</i>	5640	3070	--	7900
<i>Acier inoxydable type 347*</i>	5740	3100	2800	7910
<i>Acier inoxydable type 410*</i>	5390	2990	2160	7670
<i>Acier inoxydable type 430*</i>	6010	3360	--	7700
Tantale	4159	2036	1901	16670
Thorium	2400	1560	1403	11725
Etain	3380	1594	1491	7285
Titane	6130	3182	2958	4508
Tungstène (recuit)	5221	2887	2668	19254
Tungstène (tiré)	5410	2640	2464	--
Uranium	3370	1940	1784	19050
Vanadium	6023	2774	2600	6090
Zinc (roulé)	4187	1421	2225	7135
Zircaloy	4720	2360	2201	9360
Zirconium	4650	2250	2102	6507

Matériau	V_I m/s	V_s m/s	V_R m/s	ρ kg/m ³
Oxydes et céramiques				
Alumine	10822	6163	5676	3970
Carbure de bore	11000	--	--	2400
Titanate de baryum	4000	--	--	6020
Carbure de silicium	12099	7485	6806	3210
Nitride de silicium	10607	6204	5994	3185
Carbure de titane	8270	5160	4684	5150
Carbure de tungstène	6655	3984	3643	15000
Dioxyde d'uranium	5180	--	--	10960
Oxyde de zinc	6400	2950	2765	5606
Saphir	11150	6036	--	3980
Verres				
Corning 0215 sheet	5660	--	--	2490
Crown	5660	3420	3127	2240
Silex lourd	5260	2960	2731	3600
Pyrex	5640	3280	3013	2230
Quartz fondu	5970	3765	3410	2200
Soda lime	6000	--	--	2500
Silice fondue	6968	3764	3409	2150
Plastiques et caoutchoucs				
Plexiglas	2750	--	--	1190
Bakélite	1590	--	--	1400
Caoutchouc butyle	1700	--	--	1110
Mylar	2540	--	--	1180
Néoprène	1560	--	--	1310
Nylon 66	2620	1100	1035	1140
PMMA	2700	1330	1242	1185
Polycarbonate	2220	--	--	1190
Résine de polyester	2990	--	--	1070
PEBD	1950	540	513	920
Polypropylène	2740	--	--	904
Polystyrène	2400	1150	1075	1050
Chlorure de Polyvinyle	2300	--	--	1350
Acétate de chlorure de polyvinyle	2250	--	--	--
Polyvinyle (<i>formal</i>)	2680	--	--	--
Chlorure de polyvinylidène	2400	--	--	1700
Téflon (PTFE)	1390	700	652	2140
Autres matériaux				
Tibia humain (os)	4000	1970	1839	1900
Carbone vitreux	4260	2680	2429	1470
Epon 828 (mpda)	2829	1230	1156	1210
Sandstone	2920	1840	1677	--
Epoxyde d'argent	1900	980	912	2710
Glace *	3980	--	--	900
Fluides				
Eau	1500	--	--	1000
Méthanol	1088	--	--	796
Ethanol	1127	--	--	790
Acétone	1.158	--	--	791
Tétrachlorure de carbone	930	--	--	1593
Peroxyde d'hydrogène	1545	--	--	1463
Mercure	1449	--	--	13600
Gallium	2870	--	--	6097
Air	0.33145	--	--	1.29
Glycol d'éthylène *	1660	--	--	1110
Glycérine*	1920	--	--	1260

* [Bar-Cohen 96]

VII. Annexe 2: Programmation

VII.1- Calcul du signal acoustique

```
%signal acoustique de matériau massif (ex: Acier doux)
clc, clear;
f=200e+6;%fréquence
teta=linspace(0,50,1001);%l'angle incident
T0=pi/180*teta;
V0=1500;%vitesse de liquide
rou0=1000;%la densité de l'eau
Vl=5960;%la vitesse longitudinale
Vs=3235;%la vitesse transversale
rou=7900;%la densité de solide
Z0=(rou0*V0)./cos(T0);%l'impédance acoustique de liquide
omega= 2*pi*f;%vitesse angulaire
K0=Omega./V0;
Kl=Omega./Vl;
Ks=Omega./Vs;
Ts=asin(K0.*sin(T0)./Ks);%l'angle transversale
Zs=(rou*Vs)./cos(Ts);%l'impédance acoustique transversale
Tl=asin(K0.*sin(T0)./Kl);%l'angle longitudinale
Zl=(rou*Vl)./cos(Tl);%l'impédance acoustique longitudinale
z = (0: 0.01:200)*1e-6;
P = exp(-7.*T0.^2);%fonction de pupille
R=(Zl.*(cos(2*Ts)).^2+Zs.*(sin(2*Ts)).^2.Z0)./(Zl.*(cos(2*Ts)).^2+Zs.*
(sin(2*Ts)).^2)+Z0); %coefficient de réflexion

for m = 1: length(z)
    for n = 1 : length(teta)
        U(n)=R(n)*P(n)*exp (-2*j*K0*z(m)*cos (T0(n)))*sin (T0(n))*cos (T0(n));
        %signature acoustique
    end
    v= sum (U);
    Vz (m) = v;
end

Figure
Plot (teta, abs(R))
Figure
Plot (teta,-180/pi*angle(R))
Figure
Plot (z,abs (Vz))
```

VII.2- Calcul de coefficient de réflexion [ex: Acier doux]

```
clc, clear
f=200e+6;%fréquence
V0=1500;%vitesse de liquide
rou0=1000;%la densité de liquide
Vl=5960;%Vitesse longitudinale
Vs=3235;%vitesse transversale
rou=7900;%la densité de solide
teta=0:0.01:50;%l'angle incidente
T0=pi/180*teta;
Z0=(rou0*V0) ./cos(T0);%l'impédance acoustique de liquide
omega=2*pi*f;% vitesse angulaire
K0=omega./V0;
Kl=omega./Vl;
Ks=omega./Vs;
Ts=asin(K0.*sin(T0) ./Ks);%l'angle critique transversale
Zs=(rou*Vs) ./cos(Ts);%l'impédance acoustique transversale
Tl=asin(K0.*sin(T0) ./Kl);%l'angle critique longitudinale
Zl=(rou*Vl) ./cos(Tl);%l'impédance acoustique longitudinale
R=(Zl.*(cos(2*Ts)).^2+Zs.*(sin(2*Ts)).^2-
Z0) ./ (Zl.*(cos(2*Ts)).^2+Zs.*(sin(2*Ts)).^2+Z0);%coefficient de
réflexion
ModR=abs(R);
Phi=angle(R);
Figure (1);
Plot (T0*180/pi,-Phi)
Figure(2)
plot (T0*180/pi,ModR)
```

"If I have seen further it is by standing on the shoulders of the earlier giants"

Isaac Newton

ملخص :

انطلاقاً من مبادئ الفيزياء الصوتية والهندسة الصوتية يتطرق هذا العمل إلى الدراسة بال محاكاة للثوابت المرنة لبعض المواد المتجانسة مثل: الفولاذ المرن و الحديد و الكروم و الألمنيوم و السيلييس .

ترتكز دراسة محاكاة الإشارة الصوتية على تداخل الأمواج فوق الصوتية بواسطة المجهر الصوتي الذي يعمل على مبدأ انعكاس الأمواج وذلك من خلال عملية الاستكشاف للمادة .

مكننا الاستثمار الجيد لهذه الإشارة الصوتية من تحديد تغيرات معامل الانعكاس الأمواج الصوتية بدلالة زاوية ورود الموجة على سطح العينة، بالإضافة إلى تغيرات هذا المعامل بدلالة سمك العينة وتواتر الموجة الصوتية الواردة.

من خلال تحليل معامل الانعكاس قمنا بتحديد الثوابت المرنة وهي معامل يونغ ومعامل القص ومعامل بواسون للمواد المدروسة.

كلمات مفتاحية : الأمواج فوق الصوتية، المجهر الصوتي، المرونة، موجة رايلي، المراقبة غير الهدامة، معامل الانعكاس.

Résumé:

Basée sur les principes de l'acoustique physique et de l'acoustique géométrique, cette étude porte sur la simulation des constantes élastiques de certains matériaux homogènes, en l'occurrence: l'acier doux, le fer, le chrome, l'aluminium et la silice.

L'étude de la simulation du signal acoustique est basée sur le principe de l'interférence des ondes ultrasonores d'un microscope acoustique à réflexion utilisé pour la caractérisation des matériaux.

L'investigation de ce signal acoustique permet de déterminer la détermination du coefficient de réflexion de l'onde acoustique en fonction de l'angle d'incidence de l'onde sur la surface de l'échantillon, sachant que ce paramètre dépend également de l'épaisseur de l'échantillon et de la fréquence de l'onde sonore.

Grâce à l'analyse du coefficient de réflexion, nous avons déterminé les constantes élastiques des matériaux investis, à savoir : le module Young, le module de cisaillement et le coefficient de Poisson.

Mots clé: Ultrasons, microscope acoustique, élasticité, onde de Rayleigh, CND, coefficient de réflexion.

Abstract

This study focuses on the simulation of the elastic constants of some homogeneous materials, namely: mild steel, iron, chromium, aluminum and silica. This study is based on the principles of the physical acoustics and the geometric acoustics.

The simulation study of the acoustic signal is based on the interference principle of the ultrasonic waves for the reflection acoustic microscope used for the materials characterization.

The acoustic signal investigation makes possible to know the reflection coefficient of the acoustic wave as a function of the incidence wave angle on the sample surface, as so as this coefficient depends on the thickness of the sample and the frequency of the sound wave.

Using the reflection coefficient analysis, we determine the elastic constants of the invested materials, namely: the Young modulus, the shear modulus and the Poisson's ratio.

Keywords: Ultrasounds, Acoustic microscope, elasticity, Rayleigh waves, NDT, reflection coefficient.