

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE MENTOURI CONSTANTINE
FACULTE DES SCIENCES
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

N° d'ordre :.....

N° de série :.....

THESE

Présentée pour l'obtention du diplôme de

DOCTORAT D'ETAT EN PHYSIQUE

Option : SCIENCE DES MATERIAUX

THEME

**ETUDE DES VITESSES DES ONDES DE SURFACE ET
DE L'ATTENUATION DU MODE DE RAYLEIGH
VIA UN CAPTEUR FONCTIONNANT EN CHAMP NOIR**

Par

BOUHEDJA SAMIA

Soutenue le : / /

Devant le jury :

<u>Président</u>	: C. KENZAI	Professeur	Université de Constantine
<u>Rapporteur</u>	: Z. HADJOUR	Professeur	Université de Annaba
<u>Examineur</u>	: A. DOGHMANE	Professeur	Université de Annaba
	M.S. AIDA	Professeur	Université de Constantine
	A. MEDDOUR	Professeur	Université de Guelma
	M. BENSLAMA	Professeur	Université de Constantine

A mon **P**ère et à ma **M**ère

A mes **E**nfants

A mes **F**rères et **S**œurs

A tous mes **C**hers

Je dédie cette thèse.

BOUHEDJA SAMIA

REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé au laboratoire des Semi-Conducteurs de l'Université de Annaba.

Mes premiers remerciements et mon entière reconnaissance sont adressés au Professeur Z. HADJOUR, pour l'encadrement de cette thèse. Son savoir, son expérience, sa compétence et ses conseils m'ont été d'une grande utilité dans le bon déroulement de mon travail de recherche. Outre ses qualités professionnelles, celles humaines, ont permis d'établir de bonnes traditions de travail.

Mes remerciements vont également à Monsieur A. Doghmane, Professeur à l'université de Annaba, pour son aide permanente, ses encouragements et ses suggestions bénéfiques qui ont beaucoup contribué pour mener à bien ce travail.

J'adresse mes profonds remerciements et mon entière gratitude aux membres de Jury qui m'ont fait l'honneur de lire cette thèse et d'y apporter les fruits de leurs riches expériences et de leur savoir. Il s'agit de Mme C. KENZAI, Professeur à l'université de Constantine qui a accepté avec une grande sympathie de présider ce Jury, de Monsieur M. S. Aida, Professeur à l'université de Constantine, de Monsieur A. Meddour, Professeur à l'université de Guelma et enfin de Monsieur M. BENSLAMA Professeur au département de l'électronique de l'université de Constantine qui m'a initié dans le domaine des biocapteurs.

Je n'oublierai pas de remercier également tous les membres de l'équipe du laboratoire des semi-conducteurs à l'université de Annaba et en particulier F. et I. Hadjoub , M. Doghmane qui ont apporté leur sympathie. Je tiens à remercier ma cousine K. Benchiheb pour son aide efficace lors de la rédaction du mémoire.

Enfin, je ne saurais oublier le soutien moral et les encouragements de tous mes amis et collègues et en particulier mes amies de l'unité de recherche à la faculté de médecine de Constantine.

LISTE DES SYMBOLES

a	arête du cube
C_{ijkl}	composante du tenseur des rigidités élastiques
D	diamètre moyen des grains
d	distance
E	module de Young
d_f	distance focale
f	fréquence de travail
G	module de cisaillement
K	module de compressibilité
k_{lsaw}	composante du nombre d'onde des ondes de fuites de surface
k	vecteur d'onde dans le liquide de couplage
k_z	vecteur d'onde dans la direction de défocalisation z
k_R	vecteur d'onde dans la direction de l'onde de Rayleigh
N	ouverture numérique
p	pression exercée
$P(\theta)$	fonction pupille de la lentille
$P^*(\theta)$	fonction pupille de l'ensemble lentille-transducteur
R	amplitude des onde réfléchies

$R(\theta)$	coefficient de réflexion
T	amplitude des ondes transmises
u	déplacement longitudinal
u/a	déformation longitudinale
$U(\theta)$	amplitude de l'onde plane générée par le transducteur
V	vitesse de propagation de l'onde dans le milieu
V_T	vitesse caractéristique de l'onde transversale
V_L	vitesse caractéristique de l'onde longitudinale
$V_I(z)$	réponse de la lentille
V_R	vitesse de l'onde de fuite de RAYLEIGH
V'_R	vitesse apparente de l'onde de RAYLEIGH
V'_L	vitesse longitudinale apparente
V'_T	vitesse transversale apparente
$V_I(\theta)$	signature caractéristique de l'échantillon
$V(z)$	signal de sortie ou signature acoustique
V_{liq}	vitesse de l'onde ultrasonore dans le liquide
V_{isaw}	vitesse de phase
v/a	déformation latérale
w/a	déformation de cisaillement
Z	impédance acoustique
z	distance de défocalisation
Z_L	impédance acoustique longitudinale dans le solide
Z_T	impédance acoustique transversale dans le solide
Z_{liq}	impédance acoustique dans le liquide
Z_{sol}	impédance dans le solide

Symboles Grecques

α	atténuation totale de l'onde
α_a	coefficient d'absorption
α_d	coefficient de diffusion
α_{liq}	atténuation dans le liquide
α_N	atténuation normalisée
α_R	atténuation de l'onde de RAYLEIGH
β	angle caractéristique du matériau
$\Delta_{V/V}$	dilatation
Δ_Z	période des oscillations
Δ_Z'	période apparente
$\Delta\Phi$	différence de phase
$\Delta\Phi'$	différence de phase en champ noir
Φ	phase de l'onde
ν	coefficient de poisson
θ	angle d'incidence
θ'	angle occulté
θ_c	angle d'excitation critique
θ_L	angle critique d'excitation du mode longitudinale
θ_{lens}	demi angle d'ouverture de la lentille
θ'_{max}	angle a occultation maximale
θ_R	angle de Rayleigh
θ_T	angle critique d'excitation du mode transversale
ρ	densité
ρ_{liq}	densité du liquide
ρ_{sol}	densité du solide
ϵ_{ij}	composants du tenseur de déformations
σ_{ij}	composants du tenseur de contraintes
γ	angle de cisaillement
λ	longueur d'onde acoustique
λ_r	longueur d'onde de Rayleigh

LISTE DES FIGURES

Chapitre 1

1-1	Schéma d'un solide traversé par une onde longitudinale	05
1-2	Schéma d'un solide traversé par une onde transversale	06
1-3	Schéma d'un solide traversé par une onde de Rayleigh	07
1-4	Illustration schématique des rayons incident, réfléchi et transmis à travers l'interface liquide-solide	12
1-5	Coefficient de réflexion $R(\theta)$ de la structure eau / Si_3N_4	16
1-6	Illustration des déformations	20

Chapitre 2

2-1	Diagramme schématique du microscope acoustique laser à balayage	24
2-2	Représentation schématique du tip NFSAM	27
2-3	Représentation schématique du pinhole NFSAM	28
2-4	Banc de mesure du microscope acoustique à balayage fonctionnant en mode de réflexion	29
2-5	Configuration schématique du capteur acoustique	32
2-6	Schéma des trajets acoustiques dans un microscope acoustique à balayage	39
2-7	Variation de la signature acoustique en fonction de la distance de défocalisation z pour la structure eau / quartz	42
2-8	Différentes étapes de détermination des vitesses de propagation des modes	43
2-9	Image acoustique obtenue de l'interface Si/Mo d'un thyristor	44
2-10	Image acoustique du composite carbone epoxy à 3 distances de défocalisations	45
2-11	Image acoustique de l'acier	46
2-12	Images superposées d'un circuit intégré prises à 3 distances de défocalisation	47
2-13	Image du tissu pulmonaire humain	47

Chapitre 3

3-1	Configuration géométrique du SAM en champ noir	50
3-2	Système à transmission en champ noir	51
3-3	Système à réflexion en champ noir	52
3-4	Diagramme schématique d'un système en réflexion à lentilles annulaires	53
3-5	Configuration schématique de l'ensemble lentille transducteur fonctionnant en mode de réflexion	54
3-6	Schéma des rayons acoustiques dans le système des lentilles annulaires	56
3-7	Variation de l'amplitude (---) et de la phase (—) du coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence pour la structure eau/ heavy flint : (a) non filtré, (b) filtré	59

3-8	Structure eau/heavy flint à différentes occultations: (a) Evolution des signatures acoustiques en fonction de la défocalisation, (b) Spectres FFT en fonction du nombre de raies	60
3-9	Evolution des Signatures acoustiques en fonction de la distance de défocalisation (a) et des spectres FFT en fonction du nombre de raies(b) pour la structure eau/béryllium à différents angles occultés	61
3-10	Effet du diamètre du stop en fonction de la vitesse de Rayleigh des matériaux	63
3-11	Variation de la différence entre l'angle de Rayleigh et l'angle seuil d'occultation (θ) en fonction de la vitesse de Rayleigh	63
3-12	Variation de la période (Δz à $\theta' = 0^\circ$ et $\Delta z'$ à $\theta'_{\max} = \theta_R - \beta_R$) en fonction de la vitesse de Rayleigh : ($\blacksquare, \blacktriangle$) méthode spectrale, (—) méthode analytique	64
3-13	Variation de la vitesse de Rayleigh en champ noir en fonction de l'angle occulté : (—) méthode analytique et ($\mathbf{n}, \mathbf{p}, \mathbf{l}, \mathbf{s}$) méthode spectrale	65
3-14	Variation de la vitesse de Rayleigh en fonction de : (\mathbf{n}) l'angle d'excitation critique de Rayleigh, (\mathbf{l}) l'angle d'occultation limite	66
3-15	Evolution du glissement apparent de la vitesse de Rayleigh en fonction de l'angle occulté obtenu par : ($\blacksquare, \blacktriangle, \blacklozenge, \circ$) méthode spectrale et (—) méthode analytique. 1. (Hf) ; 3.(SiO ₂) ; 5.(Si) ;7.(AlN) ;9.(Be)	67
3-16	Spectres de FFT des courbes de V(z) pour $\theta_{\text{lens}} = 10^\circ$ de l'interface a) Hg/Si ₃ N ₄ , b) H ₂ O/ Si ₃ N ₄	68
3-17	Les signatures acoustiques V(z) (a) et leur spectre de FFT correspondant (b) en champ noir pour eau / heavy flint	69
3-18	Les signatures acoustiques V(z) (a) et leur spectre de FFT correspondant (b) en champ noir pour eau /silicium	70
3-19	Variation de la vitesse longitudinale en champ noir : (—) méthode analytique et ($\mathbf{n}, \mathbf{p}, \mathbf{l}, \mathbf{s}$) méthode spectrale	71
3-20	Variation de la vitesse longitudinale en fonction de : (\mathbf{l}) l'angle d'excitation critique longitudinal, (\mathbf{n}) l'angle d'occultation limite	72
3-21	Variation de la vitesse transversale dans un champ noir : (—) méthode analytique et ($\mathbf{n}, \mathbf{p}, \mathbf{l}, \mathbf{s}$) méthode spectrale	73
3-22	Variation de la vitesse transversale en fonction de : (\mathbf{l}) l'angle d'excitation critique transversal, (\mathbf{p}) l'angle d'occultation limite	73
3-23	Variation du module de cisaillement en fonction de l'angle occulté : (—) méthode analytique et ($\mathbf{n}, \mathbf{p}, \mathbf{l}, \mathbf{s}$) méthode spectrale	75
3-24	Variation du module de Young en fonction de l'angle occulté : (—) méthode analytique et ($\mathbf{n}, \mathbf{p}, \mathbf{l}, \mathbf{s}$) méthode spectrale	76

Chapitre 4

4-1	Chemin des rayons dans un SAM en réflexion	81
4-2	Signatures acoustiques en fonction de la distance de défocalisation sans occultation (—) et à occultation limite (- - - -)	83
4-3	Allure de la courbe de la signature acoustique à l'occultation limite	84
4-4	Signatures acoustiques en fonction de la profondeur à l'occultation limite	85
4-5	Variation de l'atténuation α en fonction de la profondeur	86
4-6	Schéma des trajets acoustiques, réfléchis par une surface plane, dans un microscope acoustique à balayage	87
4-7	Variation de l'atténuation exponentielle en fonction de la vitesse de Rayleigh Hf (1), Al (2), Dr (3), quartz (4), SiO ₂ (5), Si (6), Si ₃ N ₄ (7), AlN (8), SiC (9), Be (10)	90
4-8	Variation de l'atténuation de l'onde de Rayleigh en fonction de la vitesse Hf (1), Al (2), Dr (3), quartz (4), SiO ₂ (5), Si (6), Si ₃ N ₄ (7), AlN (8), SiC (9), Be (10)	90
4-9	Dépendance du coefficient d'atténuation normalisée - vitesse de Rayleigh Hf (1), Al (2), Dr (3), quartz (4), SiO ₂ (5), Si (6), Si ₃ N ₄ (7), AlN (8), SiC (9), Be (10)	91
4-10	Variation du coefficient d'atténuation du mode de Rayleigh en fonction de la fréquence	92
4-11	Variation de la pente $\Delta\alpha/\Delta f$ en fonction de la vitesse de Rayleigh	93



TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE	01
Chapitre 1 ELASTICITE DANS LES MATERIAUX	
1-1 ONDES ELASTIQUES	05
1-1-1 ONDES LONGITUDINALES	05

1-1-2	ONDES TRANSVERSALES	06
1-1-3	ONDES LATERALES	06
1-1-4	ONDES DE SURFACE	07
1-1-4-1	Ondes de Rayleigh	07
a-	Interface vide / solide	08
b-	Interface liquide /solide	09
1-1-4-2	Ondes de Stoneley	10
1-2	PARAMETRES ELASTIQUES	10
1-2-1	RELATION ENTRE CONTRAINTES ET DEFORMATIONS	10
1-2-2	LOIS DE SNELL-DESCARTES	11
1-2-3	ANGLES CRITIQUES	13
1-2-4	IMPEDANCE ACOUSTIQUE	14
1-2-5	COEFFICIENT DE REFLEXION	15
1-3	CONSTANTES ELASTIQUES	17
1-3-1	MODULE DE YOUNG	17
1-3-2	MODULE DE CISAILLEMENT	17
1-3-3	MODULE DE POISSON	18
1-3-4	MODULE DE COMPRESSIBILITE	19
1-4	MESURE DES CONSTANTES ELASTIQUES	20
1-4-1	ECHOGRAPHIE CONVENTIONNELLE	21
1-4-2	MICROECHOGRAPHIE HAUTE FREQUENCE	21
1-4-3	REFLECTOMETRIE	21

Chapitre 2 MICROSCOPIE ACOUSTIQUE PRINCIPES ET APPLICATIONS

2-1	DIFFERENTS TYPES DE MICROSCOPES ACOUSTIQUES	23
2-1-1	MICROSCOPE ACOUSTIQUE A BALAYAGE LASER (SLAM)	23
2-1-1-1	Description	23
2-1-1-2	Applications	25
a-	Evaluation non destructive	25
b-	Technologie des matériaux	25
c-	Contrôle biomédical	25
2-1-2	MICROSCOPE ACOUSTIQUE A BALAYAGE EN CHAMP PROCHE	27

2-1-2-1	Tip NFSAM	27
2-1-2-2	Pinhole NFSAM	27
2-2	MICROSCOPE ACOUSTIQUE A BALAYAGE (SAM)	28
2-2-1	CAPTEUR ACOUSTIQUE	29
2-2-1-1	Transducteur	30
2-2-1-2	Ligne à retard	30
2-2-1-3	Lentille acoustique	30
2-2-1-4	Fluide de couplage	31
2-2-2	PARTIE ELECTRONIQUE	31
2-2-3	SYSTEME DE BALAYAGE MECANIQUE	31
2-2-4	SYSTEME D'INFORMATIQUE	31
2-3	TECHNIQUES DE MICROCARACTERISATION	32
2-3-1	IMAGERIE	32
2-3-1-1	Imagerie de surface	33
2-3-1-2	Imagerie de volume	33
a-	Dégradation de la résolution	34
b-	Absorption et diffusion	34
c-	Réflexion à l'interface liquide-solide	34
d-	Aberration	35
2-3-2	MICROANALYSE	35
2-3-2-1	Signatures acoustiques $V(z)$	35
2-3-2-2	Technique de $V(f)$	36
2-4	MODELISATION DES SIGNATURES ACOUSTIQUES	36
2-4-1	MODELE DE SHEPARD ET WILSON	36
2-4-2	MODELE DE PARMON ET BERTONI	38
2-4-3	ANALYSE D'UNE COURBE DE $V(z)$	41
2-4-4	DETERMINATION DES VITESSES	42
2-5	APPLICATIONS DU MICROSCOPE ACOUSTIQUE A BALAYAGE	44
2-5-1	SEMI-CONDUCTEURS	44
2-5-2	MATERIAUX COMPOSITES	45
2-5-3	METALLURGIE	45
2-5-4	CIRCUITS INTEGRES	46
2-5-5	BIOLOGIE	47

Chapitre 3 MICRO-CARACTERISATION ACOUSTIQUE DES MATERIAUX

EN CHAMP NOIR

3-1	DIFFERENTS SYSTEMES DE CHAMP NOIR	49
3-1-1	SYSTEME EN TRANSMISSION AVEC STOP ABSORBANT	50
3-1-2	SYSTEME EN TRANSMISSION A TRANSDUCTEUR SPHERIQUE	50
3-1-3	SYSTEME EN REFLEXION A TRANSDUCTEURS SPHERIQUES	51
3-1-4	SAM EN REFLEXION A LENTILLES ANNULAIRES	52
3-1-5	SAM EN REFLEXION A LENTILLES A ECLAIRAGE VARIABLE	53
3-2	METHODOLOGIES	54
3-2-1	METHODE ANALYTIQUE	55
3-2-2	METHODE SPECTRALE	56
3-3	PRESENTATION DES MATERIAUX ET CONDITIONS DE SIMULATION	57
3-4	ANALYSE QUANTITATIVE DES SIGNATURES ACOUSTIQUES	58
3-4-1	FILTRAGE DU COEFFICIENT DE REFLEXION	58
3-4-2	COMPORTEMENT DES SIGNATURES ACOUSTIQUES	60
3-4-3	DISCUSSION ET INTERPRETATION	62
3-4-3-1	Angle occulté limite	62
3-4-3-2	Evolution de la période apparente	64
3-5	INFLUENCE DE L'INTENSITE DU CHAMP NOIR SUR LES VITESSES	65
3-5-1	GLISSEMENT DE LA VITESSE APPARENTE DE RAYLEIGH	65
3-5-2	VITESSE LONGITUDINALE	68
3-5-3	VITESSE TRANSVERSALE	72
3-6	INFLUENCE DE L'INTENSITE DU CHAMP NOIR SUR LES CONSTANTES ELASTIQUES	74
3-7	CONCLUSION	77

Chapitre 4 INVESTIGATION DE L'ATTENUATION DE L'ONDE DE RAYLEIGH VIA DES LENTILLES ANNULAIRES

4-1	ATTENUATION DES ONDES DE SURFACE	78
4 -1-1	ABSORPTION	79
4 -1-2	DIFFUSION	79
4-2	DIFFERENTES METHODES DE CALCUL DE L'ATTENUATION	80
4 -2 -1	MESURE DIRECTE DE L'ATTENUATION	80
4 -2-2	MESURES UTILISANT LES LENTILLES ANNULAIRES	81
4-3	METHODOLOGIE	82
4-4	OPTIMISATION DE LA PROFONDEUR DE PENETRATION	85
4-5	DERIVATION DE LA RELATION D'ATTENUATION	86
4-6	INFLUENCE DE LA VITESSE DE RAYLEIGH SUR L'ATTENUATION	89
4-7	INFLUENCE DE LA FREQUENCE SUR L'ATTENUATION	92
4-8	CONCLUSION	94
	CONCLUSION GENERALE	95
	BIBLIOGRAPHIE	97

INTRODUCTION GENERALE

La microscopie acoustique [1-3] est basée principalement sur l'interaction onde élastique – matière. C'est une technique utilisée dans les micro-caractérisations non destructives car les ultrasons ont l'avantage de pouvoir se propager dans la plupart des matériaux sans les endommager [4-6]. Leurs conditions de propagation sont reliées aux propriétés mécaniques des matériaux [7-8]. De ce fait, elle reste une méthode d'investigation particulièrement bien adaptée à la détection des microstructures en surface et à l'intérieur des objets.

Le principe consiste à soumettre l'échantillon à des vibrations mécaniques qui créent au sein de celui-ci des tensions dont la relaxation libère de l'énergie sous forme d'une onde de contrainte. Toute déformation entraîne des perturbations qui se traduisent par un déplacement ou vibration d'atomes se propageant sous forme de plusieurs modes selon la nature et la structure de l'échantillon. La fréquence des ondes

ultrasonores permettant l'extraction des propriétés mécaniques des matériaux, varie de quelques MHz à quelques GHz.

Le microscope acoustique à balayage (*SAM : Scanning Acoustic Microscope*) [9,10], qui constitue la dernière génération de l'avancée technologique est le moyen le plus approprié pour l'utilisation aussi bien en qualitative (imagerie) qu'en quantitative (micro-analyse) [11-14]. Cet instrument utilise un disque transducteur et une lentille sphérique afin de produire un jet d'ondes incident. En modifiant la forme de l'un de ses constituants, nous pouvons réaliser un système fonctionnant en champ noir dans lequel une partie d'ondes est supprimée. Ce système reste sensible uniquement au champ d'ondes diffracté par l'objet.

Des transducteurs annulaires ont été conçus pour l'étude des matériaux anisotropes [15] et aussi pour la suppression des ondes de Rayleigh [16], d'autres à multizones d'éclairage avec alignement exact avec la focale de la lentille, conçus pour pouvoir estimer expérimentalement l'impédance acoustique de l'échantillon ainsi que les angles critiques [17]. Des lentilles à faibles angles d'ouverture ont été développées pour obtenir une meilleure efficacité et une mesure quantitative de la vitesse des ondes longitudinales [18].

Les images acoustiques obtenues permettent de visualiser la structure des échantillons grâce aux différences de propriétés mécaniques détectées avec une résolution pouvant atteindre le micron [19]. Cette analyse qualitative est complétée par la réalisation des signatures acoustiques dont la transformée de Fourier rapide permet de déterminer la période des oscillations et par conséquent de mesurer les vitesses des différents modes [20-22].

Dans le système de champ noir utilisé, il s'agit de supprimer la partie centrale de la lentille d'où l'utilisation des microscopes acoustiques à lentilles annulaires où l'énergie incidente sur la partie centrale du transducteur est bloquée par utilisation d'un stop circulaire absorbant placé au centre d'une lentille à large angle d'ouverture. Ce type de lentilles a été utilisé surtout d'une façon qualitative dans l'imagerie en champ noir dont le mérite, dans l'examen des objets à haute transmission et à faible diffraction [23-24], est remarquable. Par contre leur application en contrôle quantitatif reste encore très peu connue. Cependant des études sur l'absorption de l'onde de Rayleigh ont été reportées [25, 26] et également sur la détermination des variations apparentes des vitesses longitudinale et celle de Rayleigh [27].

Dans un matériau, les ondes ultrasonores subissent une atténuation plus ou moins prononcée selon leurs propriétés caractéristiques. Ainsi, les ondes acoustiques qui se propagent à la surface d'un milieu semi-

infini s'atténuent à cause de l'amortissement par la microstructure, les dislocations, les défauts, les contraintes résiduelles ainsi qu'à la diffusion due au joints de grains ou au dépoli de la surface [28-30]. Cette atténuation se manifeste par l'allure de la courbe oscillatoire de la signature acoustique.

Après une introduction générale, nous rappelons les notions de base sur l'élasticité des matériaux, en définissant les ondes élastiques et les paramètres caractéristiques de propagation ainsi que les méthodes dynamiques permettant la mesure des constantes élastiques.

Dans le second chapitre, nous décrivons quelques types de microscopes acoustiques, en rappelant les parties composantes du microscope acoustique à balayage (SAM). Nous définissons ensuite les techniques de microcaractérisation en présentant les modèles de base permettant la détermination des vitesses. Le dernier paragraphe est consacré aux différents domaines d'application de cette technique de microscopie acoustique.

Dans le troisième chapitre, nous utilisons un système de champ noir obtenu par utilisation des lentilles à large ouverture dont le centre a été occulté par un stop circulaire absorbant afin de mener une étude quantitative, complète et détaillée. Après évaluation du comportement des signatures acoustiques de plusieurs matériaux, nous nous sommes intéressés à la quantification de l'angle occulté limite. Ensuite, nous avons étudié l'influence de l'intensité du champ noir sur les vitesses longitudinale et transversale. Enfin, le dernier paragraphe de ce chapitre a été consacré à l'étude de l'évolution apparente des constantes élastiques en champ noir.

Dans le dernier chapitre, après une description de la méthodologie appliquée, nous donnerons les étapes de calcul de l'expression du facteur d'atténuation de l'onde de Rayleigh. La méthode a été ensuite appliquée à plusieurs matériaux possédant différents paramètres élastiques. Enfin aussi bien l'influence de la vitesse de Rayleigh des matériaux que celle de la fréquence de travail sur l'absorption ont été étudiées et quantifiées. Nous déterminons l'atténuation de l'onde de Rayleigh à partir de la décroissance exponentielle des courbes d'interférence de $V(z)$ obtenues en utilisant des lentilles annulaires. Nous étudions la variation de l'atténuation d'un matériau à un autre en fonction de la fréquence.

Chapitre 1

ELASTICITE DANS LES MATERIAUX

La rupture des conditions d'équilibre d'un milieu crée une perturbation ultrasonore de faible amplitude qui se propage en ondes linéaires élastiques. Ce sont donc des ondes de la matière qui n'existent que dans les milieux fluides ou solides contrairement aux ondes électromagnétiques qui se propagent aussi dans le vide. Parmi les ondes élastiques, les ultrasons occupant une bonne partie, se propagent par vibration de la matière, autrement dit par déplacement des particules [1,2] et ont des fréquences comprises dans la gamme [1MHz- quelques GHz]. La description de ces ondes acoustiques fait intervenir les paramètres fondamentaux de la matière : vitesse, fréquence, vecteur d'onde, élasticité, viscosité, structure (matériau massif, couche mince, empilement de couches) etc...

1-1 ONDES ELASTIQUES

Une onde élastique se propage par vibration ou ébranlement des particules de la matière. Le mouvement des particules en oscillation se transmet donc de proche en proche. Si on considère les vibrations élastiques d'un cristal constitué d'une grille d'atomes, la propagation d'une onde le long d'une direction entraîne un mouvement en phase des plans entiers d'atomes avec des déplacements parallèles ou perpendiculaires à la direction du vecteur d'onde [3-5]. Ainsi les ondes ultrasonores peuvent être de différents types suivant le mode vibratoire des particules de la matière, elles peuvent être de nature de surface, de volume, ou latérales. Par conséquent, il existe une grande variété d'ondes élastiques qui diffèrent selon le mode de propagation [6,7].

1-1-1 ONDES LONGITUDINALES

Les ondes ultrasonores longitudinales encore appelées ondes de compression, sont caractérisées par un déplacement des particules parallèle à la direction de propagation c'est-à-dire par une polarisation colinéaire au vecteur d'onde (fig. 1-1). 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 normalement 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 ne se propagent réellement que dans les solides et les liquides.

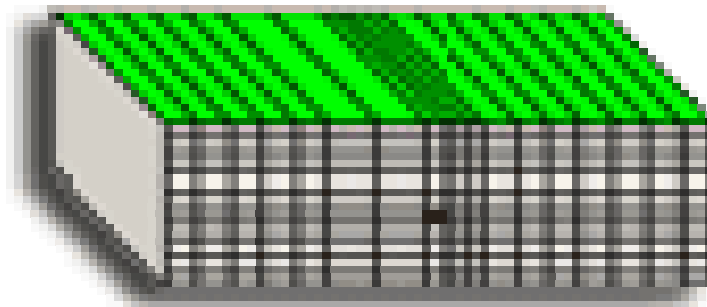


Figure 1-1 : Schéma d'un solide traversé par une onde longitudinale [8]

1-1-2 ONDES TRANSVERSALES

Les ondes ultrasonores transversales appelées aussi ondes de cisaillement sont obtenues lorsque les vibrations des particules se font dans un plan normal à la direction de propagation de l'onde (fig. 1-2). Par conséquent le glissement des plans parallèles ne donne lieu à aucune variation de volume puisque les distances entre les plans sont conservées. 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.

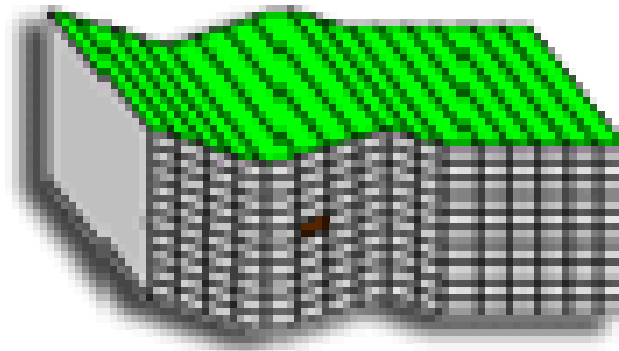


Figure 1-2 : Schéma d'un solide traversé par une onde transversale [8]

1-1-3 ONDES LATÉRALES

En plus de ces modes de surfaces, il existe d'autres types d'ondes qui se propagent à travers une interface entre deux milieux, mais dont les amplitudes ne sont pas exponentiellement inéhomogène [9]. Cependant, ces ondes sont connues sous le nom d'ondes latérales, se propagent avec des vitesses égales à celles des vitesses en volume dans le milieu, ainsi, représentent des ondes de volume dans le milieu de n'importe quel côté de l'interface avec des vitesses longitudinales V_L ou transversales V_T .

1-1-4 ONDES DE SURFACE

A la frontière plane d'un milieu semi-infini, on trouve des ondes de surface dont l'amplitude varie exponentiellement avec la distance normale à partir de la surface (ou l'interface) le long de laquelle leur propagation se fait. Les ondes de surface n'affectent que les particules d'un matériau qui se trouve à proximité immédiate de sa surface de séparation avec l'air ou avec un autre milieu. Elles se propagent,

généralement, sur une épaisseur correspondante à une longueur d'onde [10]. Dans un matériau donné, les vitesses de propagation des ondes de surface sont toujours inférieures à celles des ondes de volume. Cela est dû au fait que les particules qui se trouvent à la surface libre ne subissent les forces de cohésion élastiques que d'un seul côté, alors que les ondes de volume affectent des particules qui sont entourées de tous les côtés dans le milieu. Ces ondes de surface sont très complexes et les vibrations des particules peuvent être diverses.

1-1-4-1 Ondes de Rayleigh

L'existence d'une onde sur la surface libre plane d'un milieu semi-infini a été découverte par Lord Rayleigh [11] en 1885, 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 (fig. 1-3). 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.

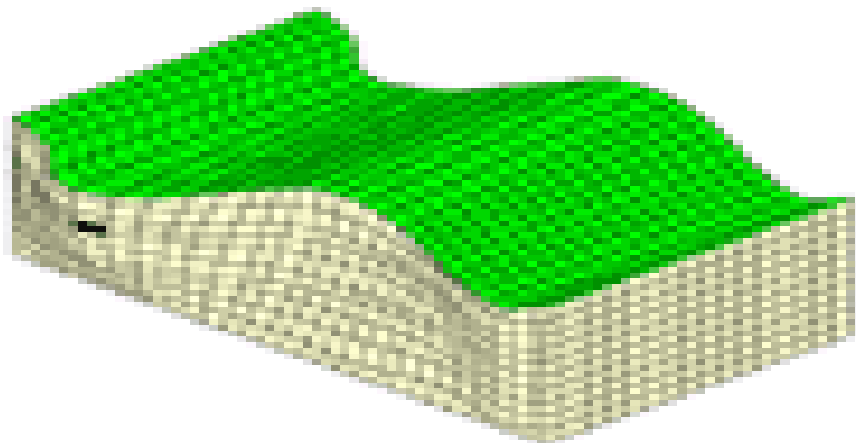


Figure 1-3: Schéma d'un solide traversé par une onde de Rayleigh [8]

Les ondes de Rayleigh ont reçu un intérêt considérable grâce à leur utilité pour la détection des défauts de surface dans le testing ultrasonique non destructif des matériaux. En plus, elles ont été employées dans la construction des lignes à retard électromécaniques utilisées pour les radars et les systèmes de télécommunication.

a- Interface vide / solide

L'onde de Rayleigh est particulièrement typique à l'acoustique, car elle dépend de la capacité du milieu à supporter les contraintes longitudinale et transversale. Elle se propage à la surface d'un solide semi-infini, limité par le vide pour lequel le mouvement des particules est elliptique. Son amplitude décroît exponentiellement en pénétrant dans le solide [12]. Autrement dit, l'amplitude de déplacement dans un matériau, due au passage de ce type d'onde, est plus grande à la surface libre puis décroît exponentiellement en s'éloignant de cette surface (fig. 1-3) de telle sorte que l'énergie mécanique transportée par l'onde est concentrée dans une région de l'ordre de la longueur d'onde en profondeur au dessous de l'interface vide/solide. Il est à noter que l'onde de surface, se trouvant à une distance loin de son point de génération, domine toutes les autres ondes de volume [9] puisque son intensité s'étale comme l'inverse de la profondeur de pénétration, contrairement à l'onde de volume qui s'étale comme le carré de l'inverse de la profondeur de la pénétration.

En tenant compte des conditions aux limites et en utilisant les lois de Snell-Descartes et de Hooke (section 1-2), on peut trouver la valeur de la vitesse caractéristique de l'onde de Rayleigh, V_R à partir de la résolution de l'équation séculaire obtenue [11] :

$$\xi^3 - 8\xi^2 + 8\xi[3 - 2(V_T/V_L)^2] - 16[1 - (V_T/V_L)^2] = 0 \quad (1-1)$$

avec $\xi = (V_R/V_T)^2$ et V_L et V_T sont respectivement les vitesses longitudinale et transversale dans le matériau. La valeur de la vitesse de Rayleigh qui doit être réelle et positive [4,13], dépend beaucoup plus de V_T que du rapport (V_T/V_L) . Comme le rapport (V_R/V_T) peut être considéré comme fonction du coefficient de Poisson (section 1-3), on peut écrire :

$$[\xi^3 / 8(1 - \xi) + \xi = 1 / (1 - \nu)] \quad (1-2)$$

où ν représente le coefficient de Poisson. Cette situation vérifie la condition suivante:

$$0 < V_R < V_T < V_L \quad (1-3)$$

Pour les valeurs permises du coefficient de Poisson, ν , allant de 0 à 0.5, pour lesquelles (V_R/V_T) varie de $2^{1/2}$ à 0, la vitesse de Rayleigh varie de 87 à 95 pour cent de la vitesse transversale. Une solution approchée [14], en fonction du coefficient ν est donnée par :

$$V_R = V_T (1.144118 - 0.25771\nu + 0.12661\nu^2)^{-1} \quad (1-4)$$

Les ondes de Rayleigh correspondante sont des ondes planes. A partir de l'étude de paramètres de ces ondes dans l'intervalle permis du coefficient de Poisson [12] on déduit que la profondeur de pénétration est de l'ordre de 0.6 de la longueur d'onde de Rayleigh dans le matériau, λ_R ; cette profondeur correspond à la possibilité de pénétration de l'onde de Rayleigh dans le solide. Ainsi, on peut conclure que les informations obtenues peuvent être caractéristiques d'une profondeur de λ_R au dessous de la surface du solide.

b- Interface liquide /solide

La non propagation des ondes acoustiques dans l'air nécessite le remplacement de ce dernier par un liquide. Dans ce cas les ondes se propageant dans une structure liquide/solide, sont des ondes de Rayleigh généralisées. Ces ondes re-émettent de l'énergie dans le liquide, générant ainsi des ondes se propageant à l'angle critique de Rayleigh, θ_R , définie par la loi de Snell (section 1-2). Puisque les ondes de Rayleigh sont des ondes de surfaces, elles peuvent réagir avec le liquide sur de grandes distances. Ainsi, le couplage des ondes acoustiques dans le liquide peut être plus fort que dans le cas des ondes de volume dans un solide. Par conséquent, les ondes de fuite de Rayleigh jouent un rôle très important dans le contraste de la microscopie acoustique des solides, une technique qui nécessite l'utilisation d'un liquide de couplage (chapitre 2).

La valeur de la vitesse de l'onde de fuite de Rayleigh (V'_R) peut être déterminée par application des conditions aux limites à l'interface liquide/solide. En utilisant l'approximation de Viktorov [15] qui nous donne une expression approchée de la vitesse de Rayleigh en fonction des vitesses longitudinales et transversales :

$$V_R = V_T (0.718 - (V_T/V_L)^2)/(0.750 - (V_T/V_L)^2) \quad (1-5)$$

On peut établir une équation séculaire de la forme :

$$V_R \leq V'_R \leq V_T \leq V_L \quad (1-6)$$

1-1-4-2 Ondes de Stoneley

Sur une interface plane, entre deux milieux élastiques semi-infini, il existe des ondes de type de Rayleigh généralisées comme l'a montré stoneley en 1924, elles sont souvent connues comme ondes de Stoneley. Les ondes de Rayleigh généralisées apparaissent toujours sur l'interface liquide-solide, cependant elles peuvent ne pas exister sur l'interface entre deux solides comme dans le cas des ondes de Stoneley. Donc

elles n'existent que sous certaines conditions, par exemple la vitesse de l'onde transversale dans la couche mince doit être inférieure à la vitesse de l'onde transversale dans le substrat.

1-2 PARAMETRES ELASTIQUES

La notion de rigidité est d'origine mécanique et c'est d'abord par leurs propriétés élastiques que les matériaux ont été sélectionnés, étudiés et utilisés par l'homme. Les corps réels sont susceptibles de se déformer, c'est-à-dire de changer leurs forme et dimensions. Les déformations des corps sont le résultat de l'action des forces extérieures. Par définition, un corps est élastique s'il retrouve son état initial lorsque les forces extérieures sont supprimées. Ce retour à l'état de départ est l'œuvre des contraintes internes. Les contraintes et les déformations s'annulent simultanément au repos. Un matériau ne peut être élastique que dans un domaine limité, au-delà duquel il subit une déformation plastique [16].

1-2-1 RELATION ENTRE CONTRAINTES ET DEFORMATIONS

L'état élastique d'un solide peut être caractérisé d'une part par les déformations qui résultent des modifications des positions relatives des particules, soumises à des déplacements sous l'action des forces extérieures et d'autre part, par les contraintes qui apparaissent dans un solide déformé sous la forme de tensions élastiques qui tendent à le ramener dans son état de repos et assurent l'équilibre de la matière. Ces contraintes se transmettent de proche en proche par les forces de liaison entre atomes [5,17].

Les relations qui existent entre contrainte et déformation pour un milieu donné et à l'intérieur de la limite élastique, peuvent différer selon l'intensité des déformations.

Dans l'approximation des petits déplacements, les composantes du tenseur d'ordre deux de déformations et de contraintes sont respectivement ϵ_{ij} et σ_{ij} . La loi de proportionnalité entre contraintes et déformations énoncée par Hooke pour les déformations assez faibles est linéaire et s'écrit :

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl}\epsilon_{kl} \quad (1-7)$$

où les coefficients C_{ijkl} sont les composantes d'un tenseur de rang quatre appelé tenseur des rigidités élastiques. Le nombre de constantes indépendantes caractérisant un solide dépend des propriétés de symétrie de ce dernier [18]. Dans le cas le plus général des matériaux il existe vingt et une constantes élastiques C_{ijkl} indépendantes.

1-2-2 LOIS DE SNELL-DESCARTES

En optique, les ondes électromagnétiques se propagent en ligne droite. les directions de propagation des ondes planes sont données par la loi de Snell et l'amplitude de ces ondes par les équations de Fresnel.

Lorsque un faisceau incident rencontre une interface entre deux milieux caractérisés par des vitesses de propagation respectives V_1 et V_2 , une partie de son énergie est transmise, l'autre est réfléchi. Les faisceaux incident (d'angle θ_i), réfléchi (d'angle θ_r) et transmis (ou réfracté d'angle θ_t) ont des directions déterminées par les lois de Snell-Descartes : (i) les faisceaux réfléchi et réfracté sont contenus dans le plan d'incidence formé par le faisceau incident et (ii) les angles de réfraction sont déterminés par la relation :

$$\sin\theta_i / V_1 = \sin\theta_r / V_1 = \sin\theta_t / V_2 \quad (1-8)$$

Des relations analogues existent aussi pour les ondes acoustiques dans les solides. Par conséquent, l'élasticité et l'optique sont deux disciplines qui se complètent.

Lors du passage des ondes élastiques à travers une interface liquide- solide, la réfraction se fait sur deux directions : La première, par rapport à l'interface, représente la direction de l'onde longitudinale et la seconde celle de l'onde transversale. Donc il y'a possibilité de changement de mode vibratoire. Dans le cas d'une interface entre deux milieux ayant des propriétés acoustiques différentes, la vitesse de la particule et la contrainte doivent être continues en tout point de la frontière [5]. Par exemple, dans le cas de l'interface liquide / solide (fig. 1- 4), les lois de Snell-Descartes s'écrivent :

$$\sin\theta/V_{liq} = \sin\theta_L/V_L = \sin\theta_T/V_T \quad (1-9)$$

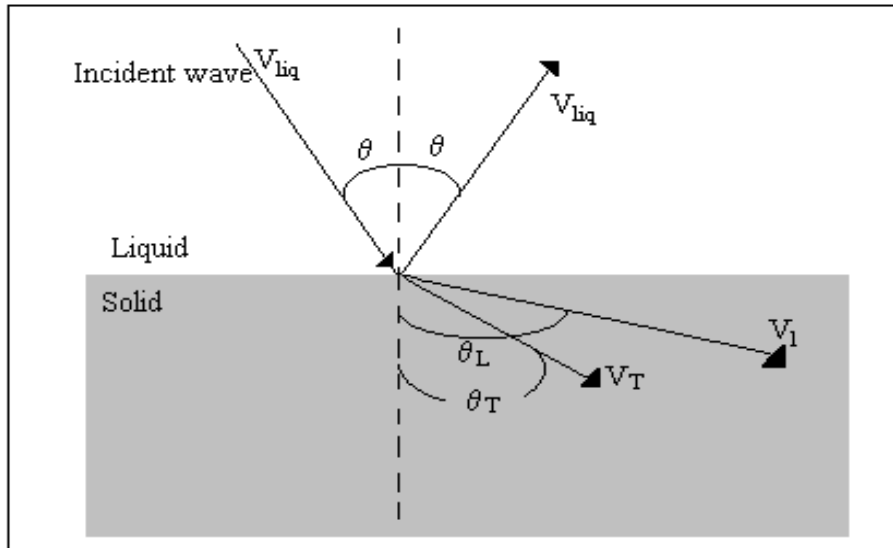


Figure 1-4 : Illustration schématique des rayons incident, réfléchi et transmis à travers l'interface liquide-solide

1-2-3 ANGLES CRITIQUES

En se referant à la figure (1-4), on constate que lorsque l'angle d'incidence, θ , est faible, l'onde incidente subit une conversion de mode à l'interface liquide-solide qui résulte de la propagation simultanée des ondes longitudinale et transversale dans le solide. Mais lorsque θ augmente, la direction de l'angle longitudinale réfractée se rapproche du plan de l'interface liquide-solide, θ_L tend vers 90° . Au premier angle d'incidence critique, $\theta_L = 90^\circ$, ainsi l'onde longitudinale réfractée disparaît, laissant seulement l'onde transversale réfractée se propageant dans le solide. Par contre lorsque θ croit au-delà de la première valeur critique, la direction de l'onde transversale réfractée se rapproche plus du plan de l'interface liquide-solide, θ_T tend vers 90° . A ce second angle d'incidence critique, $\theta_T = 90^\circ$, l'onde transversale réfractée disparaît, ainsi l'onde incidente est seulement réfléchi avec un angle égal à celui d'incidence. Cette méthodologie peut être appliquée à toute interface (liquide-solide, solide-liquide, solide-solide). Par conséquent, l'incidence d'une onde ultrasonore sur une interface liquide / solide introduit deux angles critiques [19,20], l'un pour l'onde longitudinale dans le solide, θ_L , et l'autre pour les ondes transverses, θ_T . Ces angles correspondent respectivement aux angles d'incidences à partir desquels il n'y a plus d'ondes réfractées longitudinalement et transversalement ; ils sont définis par :

$$\theta_L = \arcsin (V_{liq}/V_L) \quad (1-10)$$

$$\theta_T = \arcsin (V_{\text{liq}}/V_T) \quad (1-11)$$

Ces angles sont appelés angles de réflexion totale car lorsque l'incidence devient supérieure à l'un d'eux, la réflexion est totale pour le type d'ondes considérées. Donc au-delà de θ_L et θ_T le faisceau réfléchi sera déplacé d'une manière analogue au faisceau optique.

Il est à noter que l'interaction de la composante tangentielle avec les autres composantes réfléchies (ou réfractées) induit un déplacement latéral du faisceau réfléchi. Ce phénomène important est à la base de la génération des ondes de fuite de surface à une interface liquide/solide très utilisée en microscopie acoustique.

1-2-4 IMPEDANCE ACOUSTIQUE

Lors de la propagation des ondes ultrasonores, les particules subissent un déplacement vibratoire sinusoïdal autour de leur position de repos. Par conséquent leur densité varie en faisant apparaître des régions plus dense et d'autres moins dense qu'à l'état de repos. Le rapport de ces suppressions et dépressions par la célérité acoustique définit la notion d'impédance.

Lorsqu'une onde acoustique est incidente sur une surface plane avec un angle θ par rapport à la normale, chaque rayon réfracté obéit à la loi de Snell : $\sin\theta/V = \text{constante}$. Dans ce cas l'impédance Z sera exprimée [11] par :

$$Z = \rho V / \cos\theta \quad (1-12)$$

où ρ représente la densité et V est la vitesse de propagation de l'onde dans ce milieu.

En incidence normale cette impédance devient :

$$Z = \rho V \quad (1-13)$$

Sa valeur est d'autant plus importante que le milieu est solide. Elle s'exprime en rayl, avec $1 \text{ rayl} = 1 \text{ kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Les impédances acoustiques de l'interface liquide/solide sont définies par les relations suivantes :

$$Z_{liq} = \rho_{liq} V_{liq} / \cos\theta \quad (1-14)$$

$$Z_{sol} = Z_L \cos^2 2\theta_T + Z_T \sin^2 2\theta_T \quad (1-15)$$

où Z_{liq} est l'impédance acoustique dans le liquide, Z_{sol} est l'impédance dans le solide, V_{liq} est la vitesse des ondes dans le liquide qui a une densité ρ_{liq} , θ_T est l'angle critique correspondant à l'excitation du mode transversal. Z_L et Z_T sont respectivement les impédances acoustiques longitudinale et transversale dans le solide exprimées par :

$$Z_L = \rho_{sol} V_L / \cos \theta_L \quad (1-16)$$

$$Z_T = \rho_{sol} V_T / \cos \theta_T \quad (1-17)$$

où V_L et V_T sont respectivement la vitesse des ondes longitudinale et transverse dans le solide qui a une densité et θ_L est l'angle critique correspondant à l'excitation du mode transversal. La différence des impédances acoustiques de part et d'autre de l'interface liquide/solide provoque une baisse de l'énergie des rayons qui devrait entrer dans le solide. Par conséquent il faut assurer une bonne adaptation des impédances acoustiques des deux milieux.

1-2-5 COEFFICIENT DE REFLEXION

Le rapport de l'intensité du faisceau réfléchi à celle du faisceau incident représente le coefficient de réflexion, $R(\theta)$. Il s'exprime, dans le cas d'une interface liquide / solide, par :

$$R(\theta) = \frac{(Z_{sol} - Z_{liq})}{(Z_{sol} + Z_{liq})} \quad (1-18)$$

en remplaçant Z_{liq} et Z_{sol} respectivement par les relations (1-14) et (1-15) on obtient :

$$R(\theta) = \frac{(Z_L \cos^2 2q_T + Z_T \sin^2 2q_T - r_{liq} V_{liq} / \cos q)}{(Z_L \cos^2 2q_T + Z_T \sin^2 2q_T + r_{liq} V_{liq} / \cos q)} \quad (1-19)$$

Le coefficient de réflexion est donc une fonction complexe qui montre des fluctuations à la fois au niveau de l'amplitude et de la phase. Son étude dépend des conditions aux limites à l'interface liquide- solide

(impédance Z , densité ρ , angle d'incidence θ , et les vitesses des différents modes de propagation). Notons que la réflexion totale représentée par une amplitude égale à l'unité s'obtient à partir de l'angle critique correspondant aux ondes transversales. La figure (1-5) illustre schématiquement la variation du coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence de Si_3N_4 . On remarque que l'amplitude varie brusquement au niveau de l'angle critique longitudinal pour atteindre l'unité ($\theta_L = 8,13^\circ$). A partir de l'angle critique correspondant aux ondes transversales ($\theta_T = 14^\circ$), elle est égale à l'unité. Il n'y aura plus d'énergie qui se propage dans l'échantillon. La phase varie un peu à l'angle critique longitudinal. Par contre, une très forte variation ($\approx 2\pi$) marque l'angle correspondant aux ondes de Rayleigh ($\theta_R = 15,25^\circ$). Notons que l'allure générale des variations de $R(\theta)$ est fortement influencée non seulement par les propriétés élastiques des matériaux mais également de leurs anisotropie [2,3]. De plus, dans le cas de structures complexes comme les monocouches, des modes supplémentaires peuvent s'y propager. Ces modes sont généralement caractérisés par des brusques variations de phase.

Lorsqu'une onde est incidente sur une interface, les conditions de continuité du déplacement, à travers l'interface, et de la force d'attraction doivent être vérifiées. Ainsi, si l'amplitude d'une onde en incidence normale est égale à l'unité et les amplitudes des ondes réfléchi et transmise sont respectivement R et T , les deux conditions de continuité doivent être vérifiées pour :

- continuité de la force : $R + T = 1$ (1-20)

- continuité de la vitesse : $(1 - R) / Z_{\text{liq}} = T / Z_{\text{sol}}$ (1-21)

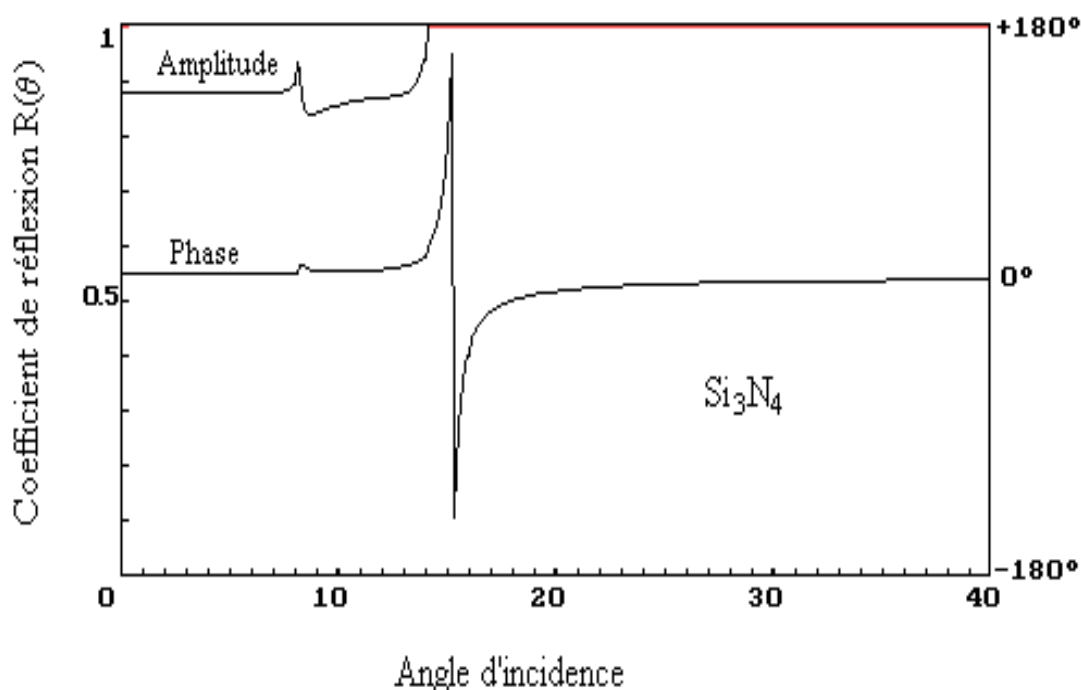


Figure 1-5 : Coefficient de réflexion $R(\theta)$ de la structure eau / Si_3N_4

1-3 CONSTANTES ELASTIQUES

Ces constantes, connues dans la littérature sous le nom de modules sont généralement définies comme le rapport du changement de la pression et du changement fractionnel des dimensions [4]. Le module élastique exprime l'aptitude du matériau à se déformer élastiquement sous l'effet d'une contrainte : plus le module est faible et plus l'allongement est grand.

1-3-1 MODULE DE YOUNG

Ce coefficient caractérise la raideur de la matière. A contrainte égale, un matériau ayant un module d'élasticité élevé subira une déformation plus faible qu'un matériau ayant un module d'élasticité petit. Il existe plusieurs moyens pour calculer le module de Young, E, appelé aussi module d'élasticité longitudinale, en allant du plus simple qui consiste à réaliser un essai de traction, enregistrer la courbe contrainte, $\sigma = f(\text{déformation}, \epsilon)$ et calculer la pente de la courbe dans sa partie linéaire :

$$E = \sigma / \epsilon \quad (1-22)$$

jusqu'à la mesure de la vitesse du son dans le matériau [21]. La vitesse des vibrations longitudinales V_L dépend du module de Young et de la densité ρ :

$$V_L = (E/\rho)^{1/2} \quad (1-23)$$

1-3-2 MODULE DE CISAILLEMENT

Le cisaillement ou glissement a lieu lorsque les forces extérieures provoquent un déplacement de deux sections planes parallèles, l'une par rapport à l'autre, la distance entre elles demeurant inchangée. Si le matériau est sollicité non plus en tension - compression, mais en cisaillement, le coefficient de proportionnalité entre l'effet et la déformation est désigné par G, « module de cisaillement ». Par conséquent, G est une mesure de la résistance de cisaillement d'un matériau (dans sa limite élastique) par unité de contrainte. La figure (1-6b) montre qu'un cube d'arête a, cisailé latéralement sur une longueur w, subit une déformation de cisaillement mesurée par l'angle de cisaillement $\gamma = w/a$ déduit de l'approximation des petits angles. Le module de cisaillement G est défini par :

$$G = \sigma / \gamma \quad (1-24)$$

En général, les modules de Young et de cisaillement sont exprimés en GigaPascal. Leurs valeurs, pour différents types de matériaux sont reportées dans le tableau 1-1.

Matériau	E (GPa)	G (GPa)
Métaux	30-130	10-150
oxydes	140-380	50-150
plastiques	28-40	10-15
verres	60-75	25-35
céramiques	350-450	100-200

Tableau 1-1 : Valeurs des modules de Young et de cisaillement

1-3-3 MODULE DE POISSON

La figure (1-6a) montre qu'au cours de l'essai, la section du cube sous contrainte diminue généralement. Elle présente une déformation longitudinale définie par u / a où a est l'arête du cube et une déformation latérale égale à $-v/a$. Le module de Poisson est une grandeur adimensionnelle qui permet de caractériser la contraction de la matière perpendiculairement à la direction de l'effort appliqué. Il est défini par l'opposé du rapport de la déformation latérale (contraction vers l'intérieur du cube) à la déformation longitudinale [22, 23]. La valeur du coefficient de Poisson est comprise entre 0 et 0,5.

1-3-4 MODULE DE COMPRESSIBILITE

La figure (1-6c) montre qu'une pression positive induit une réduction de volume Δv . Donc l'opposé de la dilatation définie par $\Delta v/v$ est proportionnelle à la pression. Le module de compressibilité, K , d'un matériau est défini par :

$$K = -v (p / \Delta v) \quad (1-25)$$

où v est le volume du matériau et p la pression exercée uniformément dans les directions, à température constante, durant la compression. Ce module peut être mesuré directement en exerçant une pression connue et en mesurant le changement de volume. La compressibilité des solides est petite, les liquides sont toujours incompressibles quand aux gaz, ils sont très compressibles.

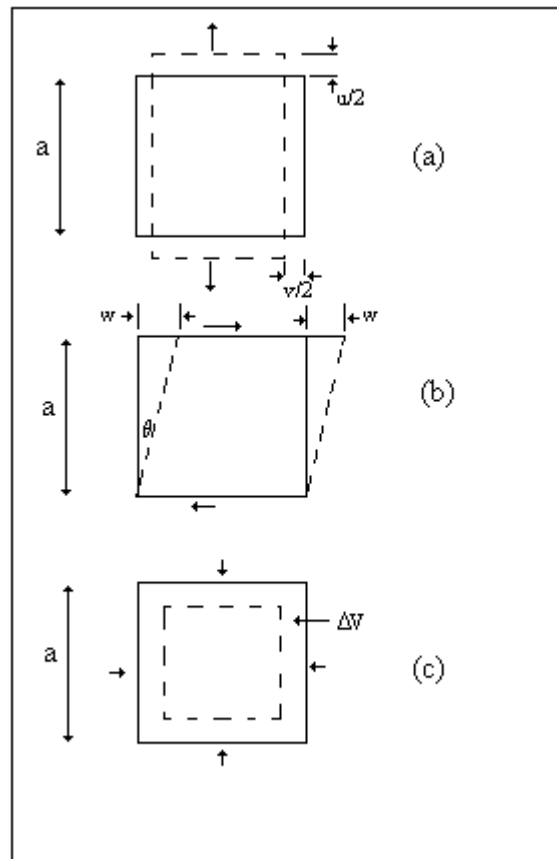


Figure 1-6 : Illustration des déformations

Notons que les quatre modules élastiques E , G , K , et ν permettent de donner les résultats d'élasticité du matériau, et sont reliés entre eux, dans le cas d'un matériau isotrope, par les relations suivantes :

$$\nu = E/2G - 1 \quad (1-26)$$

et
$$K = 3(3/E - 1/G) \quad (1-27)$$

1-4 MESURE DES CONSTANTES ELASTIQUES

Comme alternative aux méthodes statiques, utilisées pour l'étude des propriétés élastiques des matériaux, qui en général s'avèrent destructives et incapables de déterminer tous les modules élastiques, les techniques dynamiques se présentent comme non seulement un complément mais aussi un moyen capital dans la micro-caractérisation non destructive. Ces méthodes, basées généralement sur la propagation dans la matière des ondes élastiques, consistent à soumettre des échantillons à des vibrations longitudinales et transversales. Les vitesses longitudinale, V_L , et transversale, V_T , dans un matériau homogène et isotrope de densité ρ , sont reliées aux constantes élastiques par les relations suivantes [24, 25] :

$$E = \frac{\rho V_T^2 (3V_L^2 - 4V_T^2)}{(V_L^2 - V_T^2)} \quad (1-28)$$

$$G = \rho V_T^2 \quad (1-29)$$

En plus de la microscopie acoustique qui sera étudiée en détail dans le chapitre 2, il existe plusieurs techniques dynamiques qui permettent la détermination de ces vitesses, nous rappelons quelques unes dans les paragraphes suivants :

1-4-1 ECHOGRAPHIE CONVENTIONNELLE

Pour une fréquence fixe, elle consiste à mesurer l'intervalle de temps Δt qui sépare deux échos. Ainsi, connaissant la distance d séparant deux interfaces, on peut déduire la valeur de la vitesse V du mode considéré qui s'y propage à partir de la formule :

$$V = 2d / \Delta t \quad (1-30)$$

Cette technique qui aux basses fréquences (< 20 MHz) reste bien adaptée pour l'examen de la topographie des échantillons, s'avère inadéquate dans le cas des couches minces et lorsque les matériaux mis en contact ont des caractéristiques acoustiques semblables [26, 27].

1-4-2 MICROECHOGRAPHIE HAUTE FREQUENCE

Utilisée en haute fréquence (quelques GHz), elle possède le même principe physique que celui de la technique classique. Elle permet de mesurer, dans un intervalle de fréquences Δf considéré, les paramètres de réflexion et de transmission ainsi que les vitesses des faisceaux réfléchis et transmis en fonction de la fréquence [28, 29]. Cette technique trouve son application dans la détermination des constantes élastiques, dans la caractérisation des ondes de surface et des cracks de cévures de surface, et dans les couches minces.

1-4-3 REFLECTOMETRIE

Cette technique a l'avantage de déterminer la vitesse du mode longitudinal se propageant sur un échantillon ayant différentes formes géométriques et un petit volume [30] avec une précision de l'ordre de 3 à 5%.

Chapitre 2

MICROSCOPIE ACOUSTIQUE PRINCIPES ET APPLICATIONS

La microscopie acoustique est une méthode de contrôle non destructif qui utilise les ultrasons, dans une gamme de fréquence allant du MégaHertz au GigaHertz, permettant d'extraire les propriétés mécaniques des matériaux [1-3]. Les avantages de cette technique résident essentiellement dans la quantification des constantes élastiques des matériaux de façon locale. De plus la possibilité de pénétrer les matériaux optiquement opaques [4], elle permet de caractériser des matériaux en volume. Elle s'est développée récemment comme technique de microcactérisation des propriétés élastiques des matériaux aussi bien pour la cartographie par imagerie (microscopie acoustique à balayage), que pour les mesures locales par l'étude et l'analyse du signal de sortie. Elle peut être appliquée à tout type de matériaux : massifs, couches minces, conducteurs isolants, semi-conducteurs, cellules vivantes etc [5-7]. Généralement, les matériaux permettent la propagation des ultrasons, mais les défauts de leurs structures s'opposent à celle-ci et réfléchissent le faisceau ultrasonore [8-11]. Ainsi, il est possible d'étudier soit la composante réfléchi soit la composante transmise mais affaiblie.

2-1 LES DIFFERENTS TYPES DE MICROSCOPES ACOUSTIQUES

Les microscopes à balayage électroniques, les microscopes optiques, les microscopes à balayage à effet tunnel et les microscopes à force atomique sont des outils d'imagerie. Ils ont montré et nous ont appris beaucoup à propos de la structure des matériaux dans différents domaines et applications. Ils mesurent les changements de l'indice de réfraction ou la topographie des surfaces des matériaux. Les microscopes acoustiques ont été conçus pour étudier la structure d'un échantillon en particulier au dessous de la surface. Les premières techniques de microscopie acoustiques furent celles du S.A.M (Scanning Acoustic Microscope) [12] et celle du S.L.A.M. (Scanning Laser Acoustic Microscope) [13,14]. Depuis d'autres techniques de l'imagerie en champ proche ont été réalisées telles que les microscopes à force atomique et ceux à effet tunnel qui étudient l'imagerie de surface et les variations des propriétés mécaniques des surfaces avec résolution atomique [15, 16].

2-1-1 MICROSCOPE ACOUSTIQUE A BALAYAGE LASER (SLAM)

2-1-1-1 Description

Le microscope acoustique à balayage laser (SLAM : Scanning Laser Acoustic Microscope) fonctionne en introduisant une onde plane continue d'ultrasons à des fréquences de plusieurs centaines de méga Hertz à l'intérieur de la surface d'un objet microscopique [13, 14]. L'onde ultrasonore se propage dans l'eau et traverse l'objet (fig. 2-1). Des variations structurales internes atténuent différemment cette onde et la diffuse. Il résulte donc à la sortie de l'objet un modèle d'onde non uniforme qui correspond aux propriétés acoustiques localisées. Ce modèle est reproduit par un détecteur plat qui est à la base d'un bloc plastique métallisé formant un miroir optique. Le coverslip est placé à proximité immédiate par rapport à l'échantillon et il est associé acoustiquement avec le fluide. Le système de fonctionnement inclut donc un miroir sur le coverslip et un bord tranchant détecteur.

La caractéristique de ce système comme fonction de l'angle d'incidence détermine l'ouverture numérique N . Cette dernière, définie par le sinus du demi angle au sommet du cône de rayons reçus par le système, est dirigée par le spectre angulaire du son diffracté par l'échantillon et détecté par le coverslip. Le miroir devient légèrement déformé par la pression de l'ultrason à chaque point. Un faisceau laser est convergé sur la surface du coverslip et mesure point par point la perturbation. Le signal laser réfléchi est

converti en un signal vidéo et l'image acoustique apparaît sur l'écran du tube cathodique (TC). Les concepts clés associés au fonctionnement du SLAM tels que le scanner optique, le temps réel de l'imagerie, la sonde du faisceau laser et la télévision de contrôle scannée doivent être pris en considération pour analyser la performance du SLAM. Ils refferment les lois classiques de la diffraction appliquées à la lumière et au son et utilisent les instruments mathématiques déjà utilisés par Rayleigh, Abbe, Michelson, Kirchoff et Fresnel.

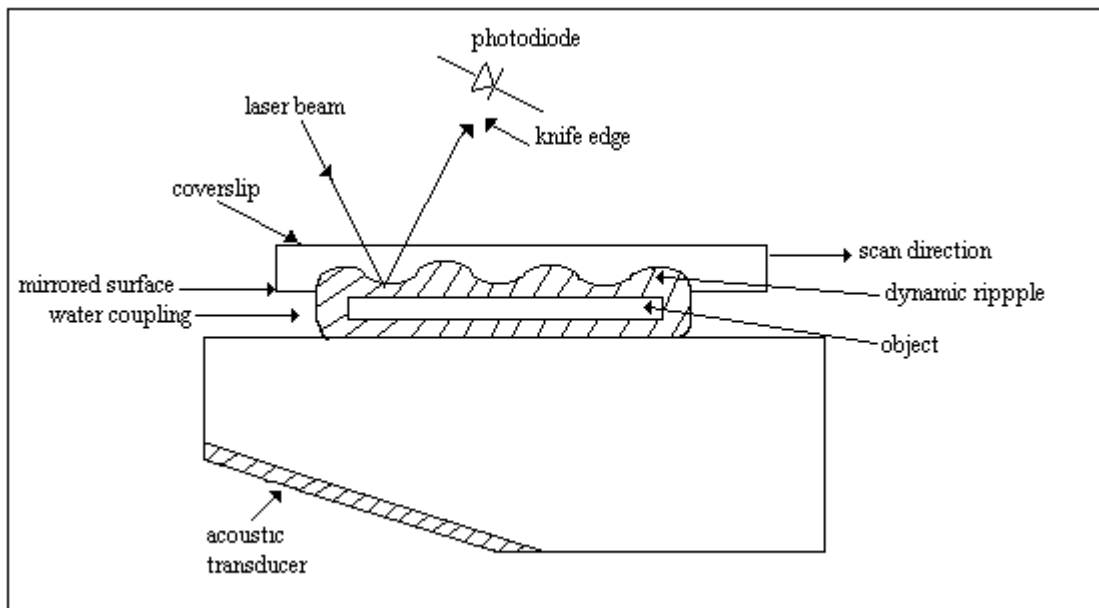


Figure 2-1 : Diagramme schématique du microscope acoustique laser à balayage

La résolution du SLAM est décrite par la relation :

$$\zeta = (\lambda/2) / N \quad (2-1)$$

où λ est la longueur d'onde acoustique et N est l'ouverture numérique. Par exemple à une fréquence de 100 MHz, avec une vitesse du son dans l'eau de 1500 m/s et une ouverture numérique de 0.37, on trouve une résolution numérique de 20 μm . Par contre la sensibilité du SLAM est liée au déplacement minimal détecté en surface. En pratique, un déplacement de 10^{-11} m est lié à une sensibilité de 70 dB.

2-1-1-2 Applications

a- Evaluation non destructive

Son application la plus importante en industrie est l'évaluation des processus de liaison, de jonction et de soudage qui sont extrêmement importants pour la fabrication des composants. Plusieurs matériaux tels que le métal, la céramique, l'alliage et le polymère pourraient être concernés. Notons que des techniques spéciales ont été appliquées valablement pour l'étude des formes complexes afin de surmonter les difficultés que rencontre le SLAM pour scanner de tels échantillons.

b- Technologie des matériaux

Une autre application industrielle du SLAM est la détection non destructive du vide, des inclusions, des cracks et de la contamination des différents matériaux. Le SLAM fournit les moyens pour voir la structure des grains, des bords et les impuretés dans les métaux tels que l'acier, le cuivre, l'aluminium et le titane. Il a été utilisé avec succès dans le contrôle non destructif des échantillons céramiques.

c- Contrôle biomédical

Le SLAM fournit une nouvelle capacité pour visualiser les caractéristiques d'un tissu vivant. Il peut différencier entre les caractéristiques élastiques, viscoélastiques ainsi que la densité de la structure microscopique des tissus in vivo. Quelques études utilisant le SLAM renferment le développement embryologique des souris et des poulets, la physiologie et la pharmacologie des cœurs dans la culture des organes, le tissu rénal mammifère, l'adénocarcinome métastatique du foie humain, le tissu malade ou anormal, la dentition et les composants de l'émail. Aussi le SLAM est utilisé pour mesurer la vitesse acoustique en fonction de la concentration de la matière grasse pour par exemple le muscle squelettique.

2-1-2 MICROSCOPE ACOUSTIQUE A BALAYAGE EN CHAMP PROCHE

La transmission par microscopie acoustique à balayage en champ proche (NFSAM : Near – Field Scanning Acoustic Microscope) est similaire à celle du SLAM sauf que le champ sonore est détecté par une pointe ou un pinhole qui est plus petit que la longueur d'onde. La réflexion du NFSAM est la même que celle du SAM ; le son pourrait être incident à travers une pointe ou un pinhole et la variation du signal réfléchi à partir d'un échantillon est utilisée pour représenter la variation dans les propriétés mécaniques

de l'échantillon. Pour les deux modes la transmission et la réflexion, le rapport signal-bruit du NFSAM est complètement faible car les pointes ou les pinholes sont très petits par rapport à la longueur d'onde.

Très simplement, le son rendu à partir du pinhole pourrait se propager comme étant un faisceau collimaté pour une distance approximativement égale au diamètre de la pinhole et ainsi définir le champ proche. Au-delà de cette distance, le faisceau pourrait s'étaler et se désintégrer rapidement (intensité). Les échantillons doivent être placés dans le champ proche afin qu'ils puissent être représentés.

Les images obtenues par le NFSAM représentent les variations des propriétés mécaniques de l'échantillon avec une résolution spatiale égale à la taille du pinhole ou de la pointe. La résolution en microscopie acoustique à balayage en champ proche est déterminée par les dimensions physiques d'une pointe ou du pinhole et leur distance à partir de l'échantillon. On distingue deux types de systèmes :

2-1-2-1 Tip NFSAM

Dans ce système la sonde se compose d'un cône métallique dont la pointe reçoit le signal et détermine la résolution [17]. La base de ce cône est courbée pour pouvoir transmettre le son reçu à l'intérieur de l'eau en onde plane. Cette dernière est ensuite détectée par un transducteur piézoélectrique plat (fig. 2-2). A une fréquence de 4 MHz, ce système offre une résolution de 75 μm avec une longueur d'onde du son dans l'eau égale à 375 μm . La résolution peut aller jusqu'à moins d'un micron dans des systèmes similaires [18].

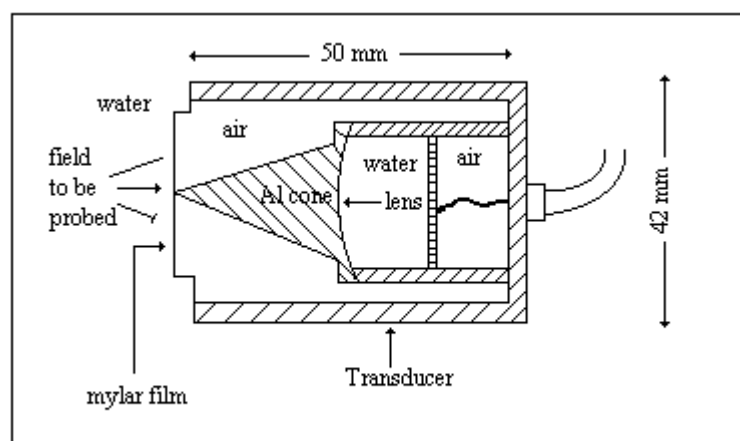


Figure 2-2 : Représentation schématique du tip NFSAM

Des images NFSAM impressionnantes sont obtenues lors du couplage du son à l'intérieur et à l'extérieur des pointes atomiques telles que celles utilisées dans la microscopie à balayage à effet Tunnel (scanning tunneling microscopy STM) et la microscopie à force atomique (atomic-force microscopy AFM)

2-1-2-2 Pinhole NFSAM

La première démonstration de la résolution de la sous longueur d'onde a utilisé une radiation électromagnétique avec une cavité Pinhole [19]. Depuis le SAM a été modifié en insérant une cale avec pinhole sur un plan focale des lentilles pour fabriquer le NFSAM. La figure (2-3) montre la représentation schématique de ce système. La résolution de cet instrument est de $\lambda/10$ pour une fréquence de travail égale à 3 MHz. Le NFSAM est encore en période d'enfance comparé aux deux autres instruments le SLAM et le SAM.

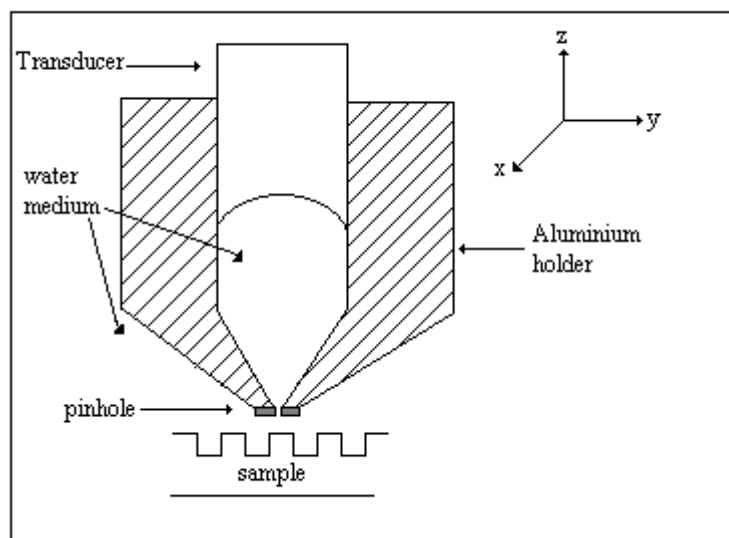


Figure 2-3 : Représentation schématique du pinhole NFSAM

2-2 MICROSCOPE ACOUSTIQUE A BALAYAGE (SAM)

La microscopie acoustique à balayage (SAM : Scanning Acoustic Microscope), l'une des dernières générations des techniques microscopiques, se présente comme non seulement un complément mais aussi

un moyen essentiel dans la micro-caractérisation non destructive. Selon les cas, le microscope acoustique utilisé à cet effet peut opérer en transmission ou en réflexion. En transmission les images sont obtenues par balayage simultané d'un transducteur émetteur et d'un transducteur récepteur. Mai en réflexion, elles sont obtenues par le balayage d'un seul transducteur émetteur et récepteur à la fois. Le microscope acoustique en mode de réflexion est l'instrument le plus utilisé, à travers le monde, par les chercheurs académiques et les industriels.

Le microscope acoustique continue à être un moyen potentiel précis et non destructif de microcaractérisation quantitative et qualitative. Son principe de fonctionnement est basé sur l'émission des ondes ultrasonores par un générateur et la réception de ces mêmes ondes réfléchies, après avoir balayé l'échantillon. Le SAM est constitué d'un grand ensemble d'équipements périphériques (fig. 2-4) :

- Le capteur acoustique,
- une partie électronique haute fréquence,
- un système de balayage mécanique,
- un système d'informatique pour l'acquisition, le traçage et le stockage des données.

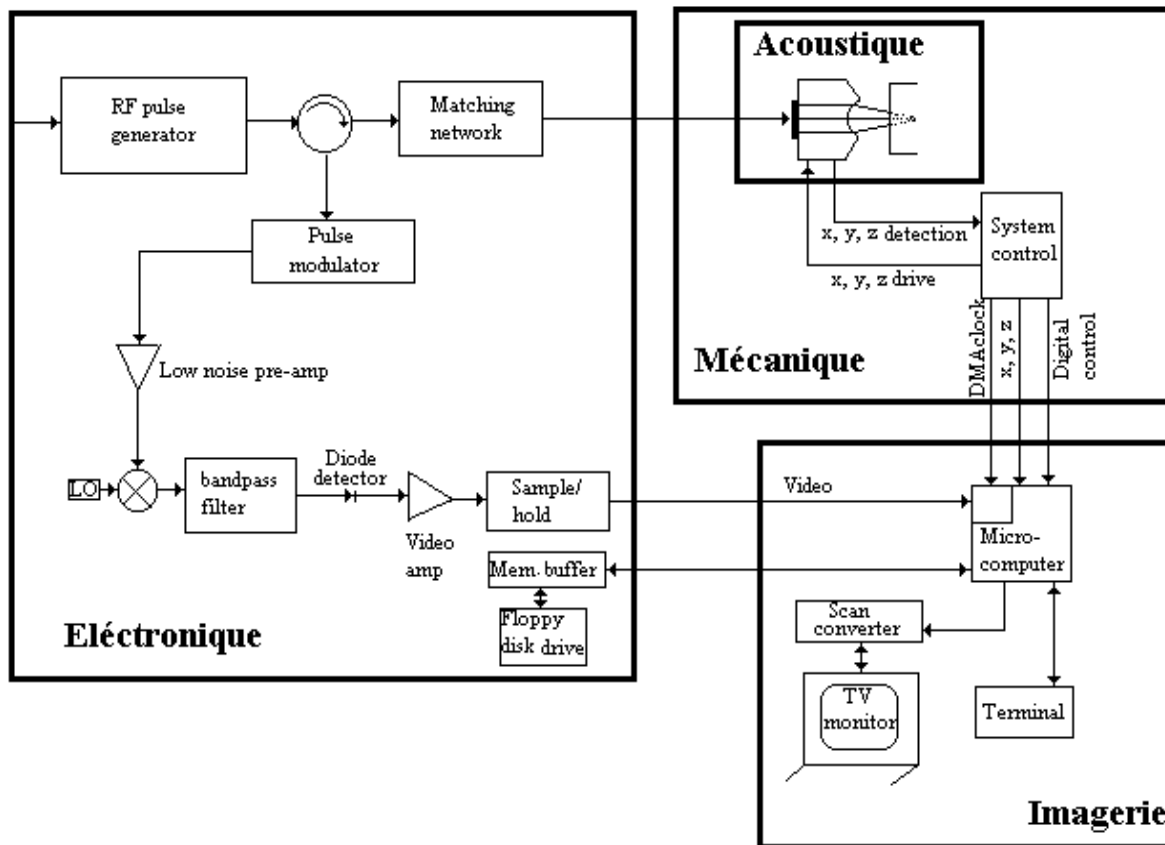


Figure 2-4 : Banc de mesure du microscope acoustique à balayage fonctionnant en mode de réflexion

2-2-1 CAPTEUR ACOUSTIQUE

Cette partie constitue l'élément essentiel du microscope puisqu'elle comprend les éléments nécessaires pour la mise en œuvre de l'appareil lui-même (fig. 2-5).

2-2-1-1 Transducteur

Le transducteur permet la conversion d'un signal électrique en une onde acoustique de même fréquence. Le générateur d'ultrasons est constitué d'une couche (ZnO ou LiNbO_3) prise en sandwich entre deux électrodes, souvent en aluminium et en or. La fréquence de résonance est contrôlée par l'épaisseur de la couche dont les paramètres géométriques comme le diamètre ou l'orientation cristallographique sont parfaitement optimisés pour avoir un bon rendement dans la conversion [20].

2-2-1-2 Ligne à retard

Deux paramètres interviennent dans le choix du milieu de propagation de l'onde générée par le transducteur, connu comme ligne à retard : (i) la vitesse de propagation et (ii) l'atténuation. Les propriétés remarquables du saphir (vitesse de l'ordre de 11100 m/s et atténuation faible de 0,5 dB/cm à hautes fréquences) le qualifie d'idéal comme matériau constituant ce milieu. Ce barreau dont la longueur est limitée par la divergence du faisceau acoustique (longueur de Fresnel) possède une extrémité plane et polie sur laquelle se trouve une électrode du transducteur.

2-2-1-3 Lentille acoustique

A l'extrémité inférieure du barreau de saphir, une cavité d'un diamètre allant de 30 μm à quelques millimètres selon la distance focale choisie est creusée et polie, formant ainsi la lentille. C'est un dioptre sphérique constitué de deux milieux (saphir et fluide) dont les indices sont différents. Cependant, pour des applications spécifiques, la lentille acoustique peut être conçue de telle sorte à inclure ou exclure la génération de certains modes [21, 22] et également taillée sphériquement ou cylindriquement selon l'isotropie ou l'anisotropie du matériau à étudier.

Le faisceau d'ondes ultrasonores est focalisé, à travers le liquide, par la lentille acoustique en une très petite tâche, dans le plan de l'objet. La dimension de la tâche focale dépend de la longueur d'onde, de l'ouverture de la lentille et de la profondeur à laquelle de focalisation du faisceau. Le transducteur, la ligne de saphir et la lentille constituent le capteur du microscope acoustique.

2-2-1-4 Fluide de couplage

Les ondes ultrasonores ne se propagent pas dans l'air. Leur arrivée jusqu'à l'objet nécessite l'utilisation du liquide de couplage choisi selon ses qualités acoustiques [23, 24] : eau [12], métaux liquides [25] et certains gaz peuvent être aussi utilisés. En ce qui concerne ces derniers, un environnement particulier doit être utilisé (enceintes, pression) [26, 27]. C'est la raison pour laquelle que l'eau et le mercure sont les plus utilisés dans différents travaux. Ce liquide de couplage joue un grand rôle dans la résolution, la pénétration et la nature des objets à observer.

2-2-2 PARTIE ELECTRONIQUE

La partie électronique de commande assure l'émission et la réception du signal renvoyé par le capteur. Un analyseur large bande possède une partie qui génère des impulsions électriques d'énergie contrôlée et une autre partie qui reçoit et amplifie les impulsions ultrasonores qui sont ensuite disponibles à la sortie haute

fréquence (HF). Un circulateur permet de séparer le signal réfléchi du signal incident. Les composantes parasites sont ensuite éliminées par un filtre. Pour être détecté, le signal est redressé par une diode Schottky.

2-2-3 SYSTEME DE BALAYAGE MECANIQUE

L'image acoustique est obtenue par un balayage mécanique, par rapport à la lentille, de l'échantillon suivant deux directions orthogonales X et Y perpendiculairement à l'axe acoustique z. L'exploitation planar est faite point par point le long d'une ligne, puis ligne par ligne. Par contre, en profondeur, le mouvement s'effectue selon l'axe de la lentille et permet de focaliser le faisceau en un point donné à la surface de l'échantillon.

2-2-4 SYSTEME D'INFORMATIQUE

Cette partie gère l'acquisition, l'initialisation et la visualisation de l'image. Les informations recueillies après le balayage mécanique, c'est à dire à la sortie du capteur, sont au fur et à mesure digitalisés puis stockés. Cette acquisition de l'information est synchronisée avec le déplacement de l'échantillon. L'image est enfin formée en balayant l'écran du moniteur avec un faisceau d'électrons en synchronisme avec le mouvement du faisceau acoustique dans le plan de l'objet

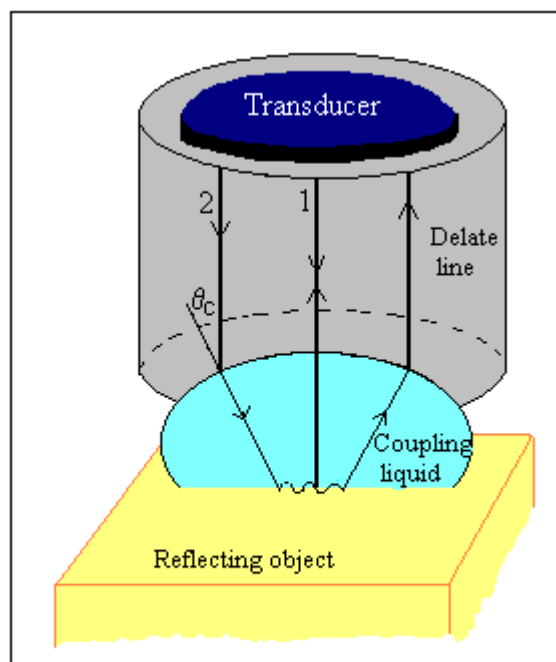


Figure 2-5 : Configuration schématique du capteur acoustique

2-3 TECHNIQUES DE MICROCARACTERISATION

L'étude des structures des matériaux et de leurs fabrications a nécessité l'utilisation de plusieurs techniques au cours de ces dernières années. Parmi ces techniques modernes de contrôle de qualité des matériaux, nous citons la microscopie acoustique qui se présente comme non seulement un complément mais aussi un moyen essentiel dans la micro-caractérisation non destructive. Cette méthode utilisant les ondes ultrasonores, peut être utilisée en imagerie (microcaractérisation qualitative) et en microanalyse (microcaractérisation quantitative).

2-3-1 IMAGERIE

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

2-3-1-1 Imagerie de surface

Cette application importante de l'imagerie acoustique consiste à focaliser le faisceau acoustique incident sur la surface et toutes les structures localisées à moins d'une longueur d'onde acoustique de l'interface liquide/solide. Elle résulte de l'interférence entre les ondes incidentes se propageant vers le point focal (ondes longitudinales) et les ondes de surface (généralement les ondes de Rayleigh) se propageant à l'interface. Dans ce cas, la fréquence de travail peut dépasser quelques GHz et par conséquent de bonnes résolutions peuvent être atteintes.

Cette imagerie est très sensible à l'état de surface (topographie) de l'échantillon. Pour étudier les propriétés élastiques intrinsèques, un polissage parfait de l'échantillon sera nécessaire. On peut constater que (i) ce n'est pas à la focale que les contrastes sont les meilleurs mais à une faible défocalisation. (ii) lorsque les coefficients de réflexion des solides monocristallins d'impédances proches sont à peu près égaux en incidence normale, les images d'échantillons polycristallins ou inhomogènes présentent des contrastes importants.

2-3-1-2 Imagerie de volume

Cette imagerie permet de visualiser des structures à l'intérieur de matériaux même s'ils sont opaques aux ondes lumineuses et aux faisceaux électroniques. Elle permet de donner des informations sur les structures internes des matériaux, de détecter des défauts et des inhomogénéités situées à plusieurs longueurs d'onde de la surface mais elle présente des problèmes tels la baisse de résolution, l'absorption et la diffusion dans le matériau, la réflexion à la surface de l'objet ainsi que les phénomènes d'aberration :

a- Dégradation de la résolution

La résolution latérale en profondeur est généralement plus faible que celle mesurée en surface. Deux points sont séparables d'après le critère de Rayleigh s'ils sont distants de ζ , avec :

$$\zeta = 1.22 \lambda / 2 n \sin\theta_{\text{Max}} \quad (2-2)$$

où θ_{Max} est le demi angle d'ouverture de la lentille et λ est la longueur d'onde dans le liquide de couplage. En profondeur, la longueur d'onde (donc ζ) sera plus importante puisque la vitesse dans un solide est plus grande que dans le liquide. Notons qu'à cause de l'atténuation des ondes acoustiques dans le liquide de couplage, pour des applications de volume, la fréquence de travail doit être faible et varie de 100 MHz à 500 MHz, ce qui donne une résolution comprise entre 50 μm et 10 μm selon la nature du matériau.

b- Absorption et diffusion

L'absorption et la diffusion limitent les possibilités d'imagerie en profondeur (chapitre 4). Par microéchographie, en faisceau parallèle, il est possible de mesurer l'absorption. Il est donc possible de connaître la profondeur maximale en fonction de la fréquence. Par contre, la diffusion dépend de la taille des éléments diffuseurs par rapport à la longueur d'onde ainsi que de leur géométrie. C'est un phénomène complexe qui influe sur les vitesses transversale, longitudinale et de surface.

c- Réflexion à l'interface liquide-solide

La réflexion d'un certain nombre de rayons par la surface implique une baisse de l'énergie qui devrait entrer dans le solide. Cette baisse est due à la différence des impédances acoustiques de part et d'autre de l'interface liquide/solide (par exemple l'impédance de l'eau est $1.5 \times 10^5 \text{ gcm}^{-2}\text{s}^{-1}$ alors que celle du silicium est $22 \times 10^5 \text{ gcm}^{-2}\text{s}^{-1}$). Il existe une solution pour diminuer les pertes dues à la réflexion : prendre un liquide de couplage ayant une impédance plus proche de celle des solides. Le mercure par exemple caractérisé par $Z = 19.7 \times 10^5 \text{ gcm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Ainsi, le coefficient de réflexion à l'interface sera faible et une grande partie de l'énergie pénètre dans le matériau facilitant l'observation en profondeur.

d- Aberration

Du fait de la biréfringence acoustique naturelle de l'objet, le faisceau convergent initial donne naissance à deux caustiques à l'intérieur du matériau avec apparition de deux foyers aberrants longitudinal et transverse. La répartition de l'énergie s'étale sur l'axe depuis les foyers paraxiaux (pour les faibles incidences) jusqu'à la surface de l'objet. Notons que ces aberrations peuvent être maîtrisées par la réalisation de lentilles asphériques [21].

2-3-2 MICROANALYSE

Il s'agit dans cette technique, de microcaractérisation acoustique, de déplacer l'échantillon se trouvant à la focale vers la lentille suivant l'axe z contrairement à l'imagerie où le balayage se fait suivant les directions x et y. Dans ce cas, l'intérêt est porté à la variation du signal acoustique récupéré par le transducteur après réflexion par un objet se trouvant à une distance de défocalisation z [28].

2-3-2-1 Signatures acoustiques $V(z)$

Par définition, les variations de la tension ou du signal de sortie, V , en fonction de la distance z qui sépare le point focal de la lentille et la surface de l'échantillon sont connues sous le nom de signature acoustique ou encore $V(z)$ qui joue un rôle très important dans le contraste des images. Il a été observé, expérimentalement que le contraste varie avec la distance lentille-objet. Il est maximale à la focale ($z = 0 \mu\text{m}$) et varie au fur et à mesure que l'échantillon s'approche de la lentille ($z \neq 0 \mu\text{m}$). Cela explique bien la variation de l'intensité du signal de sortie qui présente une allure oscillatoire. La période des interférences constructives et destructives de l'amplitude du signal $V(z)$ permet de déterminer les vitesses de propagation des ondes de surface pour une fréquence de travail donnée. Notons que pour les matériaux massifs, la vitesse de Rayleigh est indépendante de cette fréquence. Ce comportement change dans le cas

d'une couche déposée sur un substrat. Par conséquent, la technique de $V(z)$ est très sensible à la variation des épaisseurs des couches minces.

2-3-2-2 Technique de $V(f)$

Cette méthode de $V(f)$ consiste à enregistrer le signal de sortie V en fonction de la fréquence à une distance de défocalisation, z , maintenue constante. Elle est surtout utilisée dans le cas des structures couches minces qui sont très sensibles à la fréquence de travail. Elle présente le même formalisme mathématique que celui de $V(z)$ puisque fondamentalement elle est basée sur le coefficient de réflexion, la fonction pupille de la lentille $P(\theta)$ ainsi que le retard de phase $2zk_z$ avec k_z le vecteur d'onde dans la direction de défocalisation z [29, 30].

2-4 MODELISATION DES SIGNATURES ACOUSTIQUES

Plusieurs modèles ont été proposés jusqu'à présent pour étudier et donner l'expression de $V(z)$ ainsi que celle de $V(f)$ et aussi d'expliquer leur relation avec les propriétés acoustiques des matériaux.

2-4-1 MODELE DE SHEPARD ET WILSON

Une onde plane est générée par un transducteur, et se propage dans la ligne à retard. Elle est réfractée au niveau de la lentille caractérisée par sa fonction pupille $P_1(\theta)$ avec θ est l'angle d'incidence. Son amplitude s'écrit alors :

$$U_1(\theta) = \cos^{1/2}(\theta) P_1(\theta) \quad (2-3)$$

où $\cos^{1/2}(\theta)$ est un terme de correction.

Ensuite, cette onde est réfléchiée par l'objet avec une fonction de réflexion $R(\theta)$, dont l'amplitude s'écrit :

$$U_2(\theta) = U_1(\theta) R(\theta) \quad (2-4)$$

Cette onde réfléchiée, réfractée par la lentille, arrive au transducteur. Dans la direction lentille-transducteur, la fonction pupille est $P_2(\theta)$. L'expression de l'énergie acoustique dans le transducteur est :

$$U_3(\theta) = P_1(\theta). R(\theta). P_2(\theta) \quad (2-5)$$

En posant $P^*(\theta) = P_1(\theta).P_2(\theta)$, fonction pupille de l'ensemble lentille transducteur, où $P^*(\theta)$ est une fonction complexe à cause de l'aberration de la lentille.

$$U_3(\theta) = P^*(\theta). R(\theta) \quad (2-6)$$

Le signal reçu par le transducteur est obtenu par la sommation sur la surface de celui-ci, avec la coordonnée radiale r :

$$V(\theta) = \int P^*(\theta). R(\theta). 2\pi r \, dr \quad (2-7)$$

En faisant la substitution des valeurs :

$$R = d_f \sin\theta \quad (2-8)$$

$$\text{et } dr = d_f \cos\theta \, d\theta, \text{ où } d_f \text{ est la distance focale.} \quad (2-9)$$

On peut écrire à la focale ($z = 0$) que la réponse du système est décrite par :

$$V(0) = 2\pi d_f^2 \int P^*(\theta). R(\theta). \sin\theta. \cos\theta. d\theta \quad (2-10)$$

Le déplacement de l'objet d'une distance z loin de la focale introduit un déphasage qui dépend de θ . Si le vecteur d'onde dans le liquide de couplage est :

$$k = 2\pi / \lambda_{\text{liq.}} \quad (2-11)$$

La composante du vecteur d'onde selon z est :

$$k_z = k. \cos\theta \quad (2-12)$$

Puisque, aussi bien l'onde incidente que l'onde réfléchie, subissent un changement dans leur parcours d'une distance z , une défocalisation de z par rapport à la focale introduit un déphasage de :

$$2zk_z = 2zk. \cos\theta \quad (2-13)$$

en exprimant le déphasage sous une forme exponentielle complexe, on obtient la forme finale de la réponse $V(z)$ [31] :

$$V(z) = \int P^*(\theta).R(\theta).e^{-i2zk\cos\theta}\sin\theta.\cos\theta.d\theta. \quad (2-14)$$

Cette relation exprime la réponse d'un microscope à un échantillon, se trouvant à une défocalisation z . Elle décrit la variation de l'intensité du signal récupéré, V , en fonction du coefficient de réflexion $R(\theta)$, de la fonction pupille de la lentille $P(\theta)$ et de l'angle entre un vecteur d'onde (k) et l'axe de la lentille.

La période Δz entre deux maxima (ou deux minima) successifs peut être trouvée en calculant la transformée de Fourier de l'expression de $V(z)$ par un changement de variables approprié. Le calcul montre que cette période est décrite par la relation suivante :

$$\Delta z = v_{liq} / 2f(1-\cos\theta_R) \quad (2-15)$$

2-4-2 MODELE DE PARMON ET BERTONI

L'interférence des ondes appartenant au mode de propagation le plus important donne l'allure oscillatoire des courbes de $V(z)$. Cette modélisation permet de prédire l'expression de la période Δz des oscillations de $V(z)$ dans le cas du microscope acoustique à balayage en mode de réflexion focalisé sur une structure plane, en se basant sur le changement de la différence de phase des différents trajectoires de rayons [32].

Nous avons présenté dans la figure (2-6) trois types de rayons, à savoir le rayon axial correspondant généralement au *skimming*, le rayon II ayant un angle d'incidence égal à l'angle d'excitation critique de Rayleigh et enfin le rayon III arbitraire. Les rayons I et II, générés par le transducteur, focalisés par la lentille, réfléchis par l'échantillon, arrivent au transducteur. Par contre, le rayon arbitraire III est réfléchi à un tel angle de manière à manquer le transducteur. Par conséquent, il contribue très peu au signal de sortie.

Le faisceau axial supposé hautement convergent et idéal (on néglige les effets de diffraction dans le liquide de couplage) atteint le transducteur avec une amplitude supposée pratiquement constante. Les ondes de surface de fuite, représentées par le faisceau II, sont excitées à l'angle critique θ_R . Lorsque le matériau se déplace axialement vers la lentille, ce rayon se propage le long de la surface, réémit son

énergie dans le liquide de couplage et seul sa composante symétrique au rayon excité à θ_R sera normalement, reçue par le transducteur qui fait la sommation de toutes les ondes récupérées.

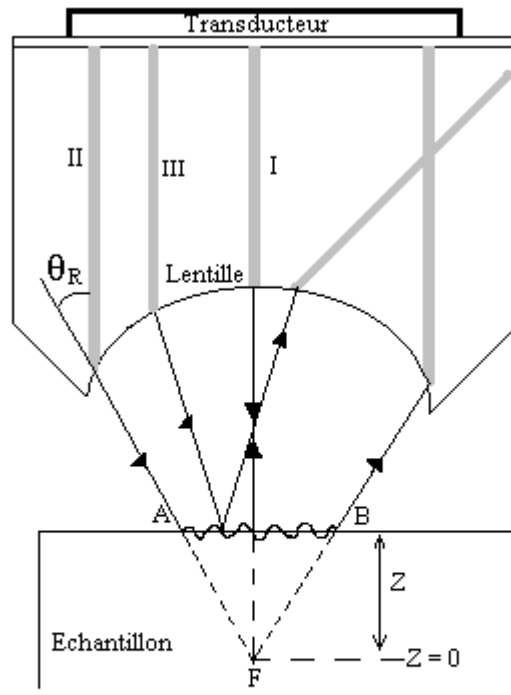


Figure 2-6 : Schéma des trajets acoustiques dans un microscope acoustique à balayage.

En se basant sur la géométrie de la figure (2-6), nous pouvons déterminer les expressions analytiques des différentes phases. Une défocalisation de l'échantillon d'une distance z par rapport à la focale ($z = 0 \mu\text{m}$) introduit un changement de phases pour les deux rayons I et II à cause des réductions dans les chemins parcourus. Par conséquent, une alternance entre les interférences constructives et destructives apparaît.

La phase de l'onde axiale dont le chemin a été réduit de $2z$ est donnée par :

$$\Phi_I = - 2kz \tag{2-16}$$

où k est le nombre d'onde dans le fluide.

La phase de l'onde de Rayleigh est un peu compliquée puisqu'elle se propage avec la vitesse V_c du matériau sur la distance AB alors que son chemin dans le liquide a été réduit de $2 AF$.

La phase Φ_{II} s'écrit donc :

$$\Phi_{II} = -2kz \cos\theta_R + 2k_R z \tan\theta_R - \pi \quad (2-17)$$

avec $k_R = k \sin\theta_R$ (loi de Snell) et la valeur π de la phase correspond à celle du coefficient de réflexion à l'angle de Rayleigh à la focale.

L'expression de la phase de Rayleigh peut être simplifiée comme suit :

$$\Phi_{II} = -2kz \cos\theta_R - \pi, \quad z > 0 \quad (2-18)$$

Au niveau du transducteur, la différence de phases entre les deux rayons I et II s'écrit donc :

$$\Phi_I - \Phi_{II} = -2kz(1 - \cos\theta_R) + \pi \quad (2-19)$$

Notons que cette expression devient beaucoup plus compliqué dans le cas du non planar [33]

En cherchant un déphasage de 2π , on peut écrire :

$$2\pi = 2k \Delta z (1 - \cos\theta_R) \quad (2-20)$$

L'expression de la période des oscillations de $V(z)$ s'écrit donc :

$$\Delta z = 2\pi / 2k(1 - \cos\theta_R) \quad (2-21)$$

ou bien en fonction de la longueur d'onde dans le liquide, λ_{liq} :

$$\Delta z = \lambda_{liq} / 2(1 - \cos\theta_R). \quad (2-22)$$

2-4-3 ANALYSE D'UNE COURBE DE $V(Z)$

Plusieurs ondes de fuites [34] peuvent être associées au phénomène d'interférence dans les courbes de $V(z)$ données par la formule (2-14), telles que les ondes acoustiques de surface, ondes longitudinales des

skimming, les modes harmoniques des ondes de fuites,...etc. En général, seul le mode le plus important apparaît dans les courbes de $V(z)$ et domine tous les autres, par exemple, dans la figure (2-6) la réponse du signal est dû à l'interface d'un paquet étroit d'ondes axiales réfléchies (rayon I) et les ondes de Rayleigh (rayon II) excitées à la surface à un angle d'incidence donnée θ_R .

La figure (2-7) qui montre une courbe typique de la variation de la signature acoustique V en fonction de la distance de défocalisation lentille-objet z , contient deux régions distinctes :

- La région I de $V(z)$ proche de la zone focale ($z = 0$) dépend largement de la lentille et du liquide de couplage [35]
- La région II est caractérisée par la période Δz et par sa décroissance d'amplitude, c'est cette région en particulier qui contient des informations sur les vitesses des ondes de Rayleigh ainsi que les vitesses des ondes acoustiques de surface.

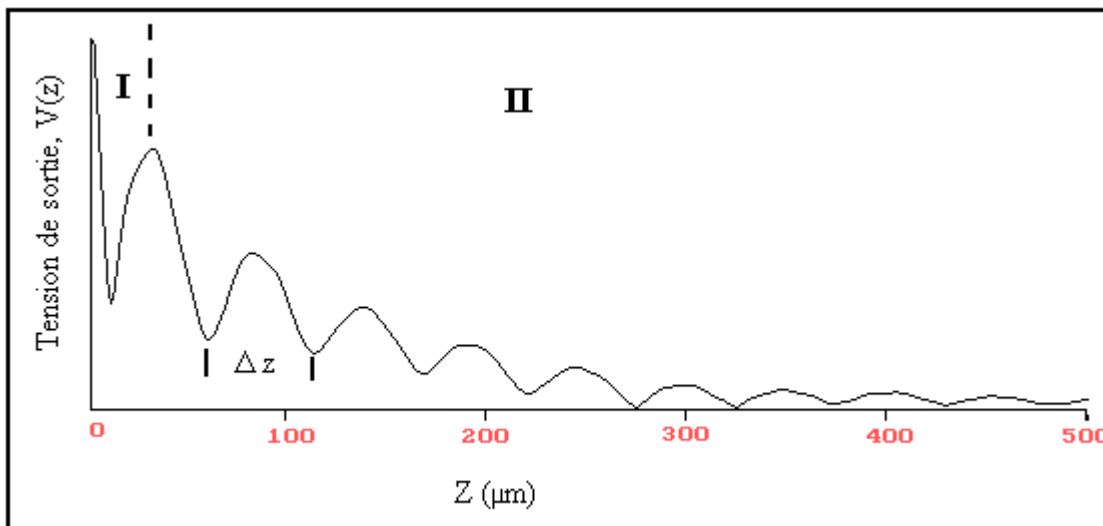


Figure 2-7 : Variation de la signature acoustique en fonction de la distance de défocalisation z pour la structure eau / quartz

2-4-4 DETERMINATION DES VITESSES

Les vitesses sont obtenues via l'analyse de la réponse $V(z)$ par la transformée de Fourier rapide (*FFT* : *Fast Fourier Transform*) qui est une méthode spectrale utilisée pour le traitement des signaux. Cette technique permet la détermination de la période de ces signaux et ainsi la vitesse des différents modes.

La courbe $V(z)$ (fig. 2-8a) obtenue est la somme de deux courbes :

$$V(z) = V_l(z) + V_I(z) \quad (2-23)$$

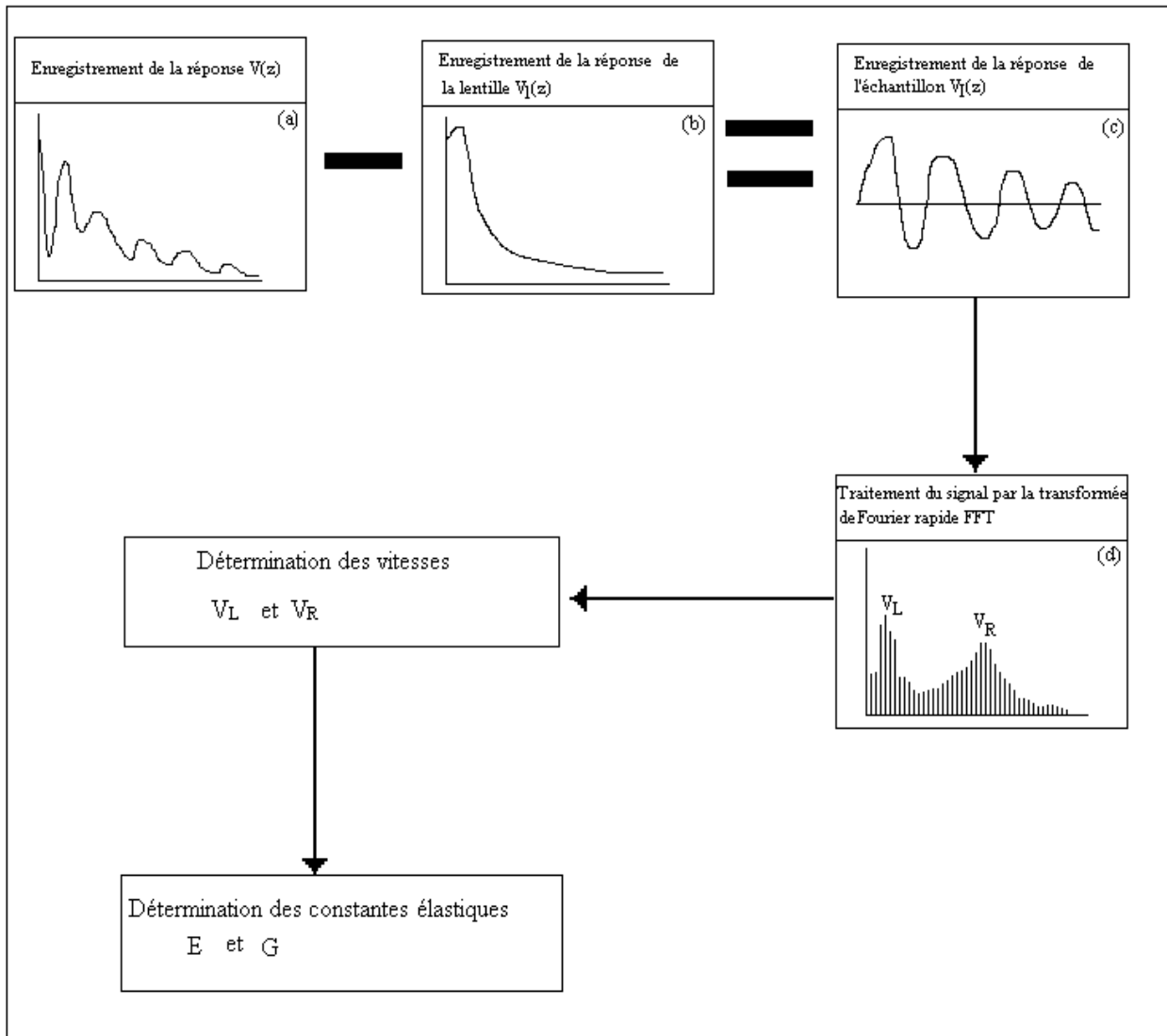
où $V_l(z)$ est la réponse de la lentille (fig. 2-8b) et $V_I(z)$ est la courbe caractéristique de l'échantillon (fig. 2-8c). L'amplitude de la réponse de la lentille $V_l(z)$, est maximale à la focale ($z = 0$), car à ce moment tous les rayons réfléchis par le transducteur reviennent sur le transducteur. Cette courbe correspond à celle d'une diffraction liée à l'ouverture de la lentille. Cette courbe peut être obtenue sur un échantillon parfaitement réfléchissant et dont la fonction $R(\theta)$ ne représentera pas de variation de phase.

Lorsqu'on rapproche l'échantillon, ou on déplace le capteur selon l'axe z , l'amplitude décroît rapidement, seules les composantes normales ou proches atteindront le transducteur.

La figure (2-8) représente les différentes étapes effectuées pour déterminer les vitesses :

- (i) les données de $V(z)$ sont initialement enregistrées et tracées. La courbe obtenue de $V(z)$ est représentée par la figure (fig. 2-8a)
- (ii) obtention de la courbe de $V_I(z)$ (fig. 2-8c) à partir de la soustraction de la réponse de la lentille (fig. 2-8b)
- (iii) l'application d'une analyse de FFT à la courbe de $V(z)$ conduit à la distribution spectrale donnée par la figure (2-8d)
- (iv) à partir de la raie principale, qui correspond à la période caractéristique Δz , dans le spectre de FFT on peut déterminer la vitesse, en utilisant la relation :

$$V = V_{liq} / \{1 - [1 - V_{liq} / 2f\Delta z]^2\}^{1/2} \quad (2-24)$$



2-5 , **Figure 2-8** : Différentes étapes de détermination des vitesses de propagation des modes. **GE**

La ph... s sont nettement meilleurs aux microscopes optiques pour de telles application en raison de leur résolution et leur facilité d'opération : aucune préparation particulière des échantillons n'est nécessaire. Réservée au début des années 70 à l'observation des tissus biologiques, la technique s'est rapidement étendue à d'autres applications surtout dans le domaine des matériaux massifs ou en couches minces pour l'étude des structures complexes en plastique, semi-conducteurs et métaux....

2-5-1 SEMI-CONDUCTEURS

La caractérisation et le contrôle de ce type de matériaux composants ont eu une grande part dans les travaux effectués par les SAMs [36, 37]. La technique de la microscopie acoustique peut visualiser, non

seulement, les surfaces mais aussi les sous-surfaces ce qui permet de détecter les défauts et les inhomogénéités (tel que soudure, changement de phase, joints de grains...). La figure (2-9) représente une image de l'interface d'une couche de silicium déposée sur un substrat de molybdène, à une température de 475°C, d'un thyristor de puissance. Cette image a été obtenue à une fréquence de 130 MHz [28].

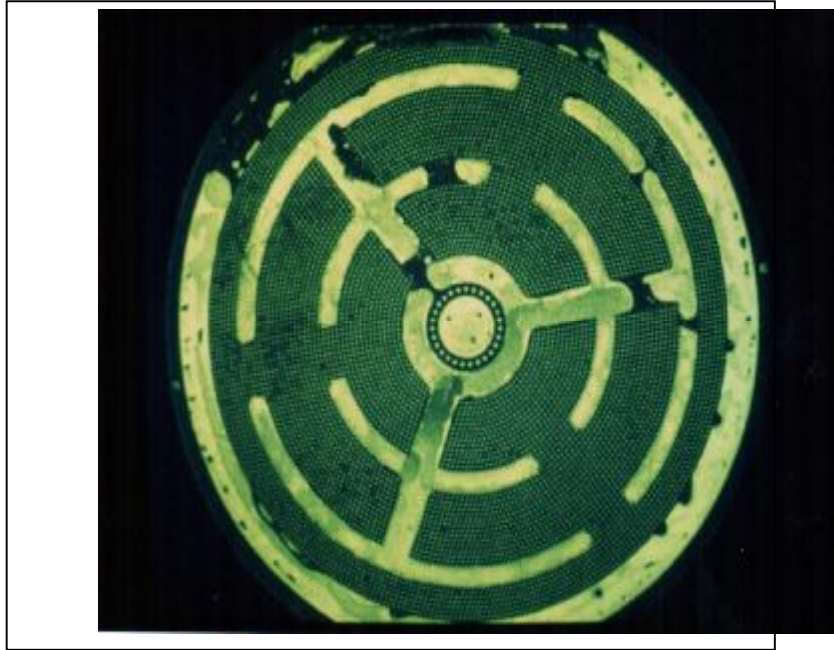


Figure 2-9 : Image acoustique de l'interface Si/Mo d'un thyristor [28]

2-5-2 MATERIAUX COMPOSITES

Les matériaux amorphes ont été largement étudiés par la microscopie acoustique [38,39]. Les images acoustiques des fibres optiques ou des composites carbone-carbone donnent des contrastes meilleures que ceux obtenus en optique. La figure (2-10) montre une image du carbone-epoxy stratifié à 3 MHz. L'image montre des cassures dans les fibres et des discontinuités à différents niveaux de profondeur de l'échantillon. Notons que dans les composites, les constituants ont généralement des propriétés élastiques différentes, par conséquent les microcraks sont facilement visualisés acoustiquement.



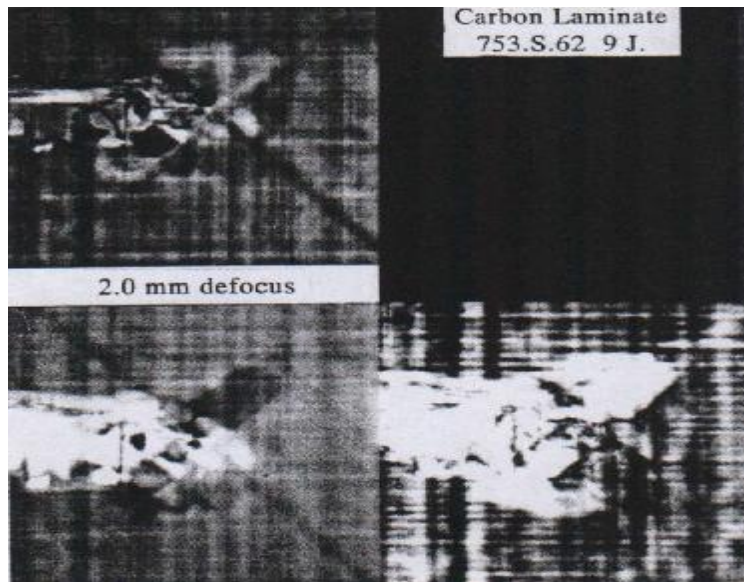


Figure 2-10 : Image acoustique du composite carbone epoxy à trois distances de défocalisation [39]

2-5-3 METALLURGIE

La microscopie acoustique ne nécessite aucune préparation poussée ou aucun traitement de l'échantillon. Une image d'un meilleur contraste est obtenue en tenant compte de l'orientation cristalline. Plusieurs travaux [40-41] ont été effectués sur des applications concernant la caractérisation des structures de grains, la détection des cracks induits durant le processus de fabrication, l'orientation dans les métaux polycristallins, localisation et visualisation des défauts de surface et sous surface, l'étude de l'adhérence des couches minces des métaux, etc... La figure (2-11) est une image acoustique d'un acier, les trous ainsi qu'une grande quantité de porosité sont bien visibles.



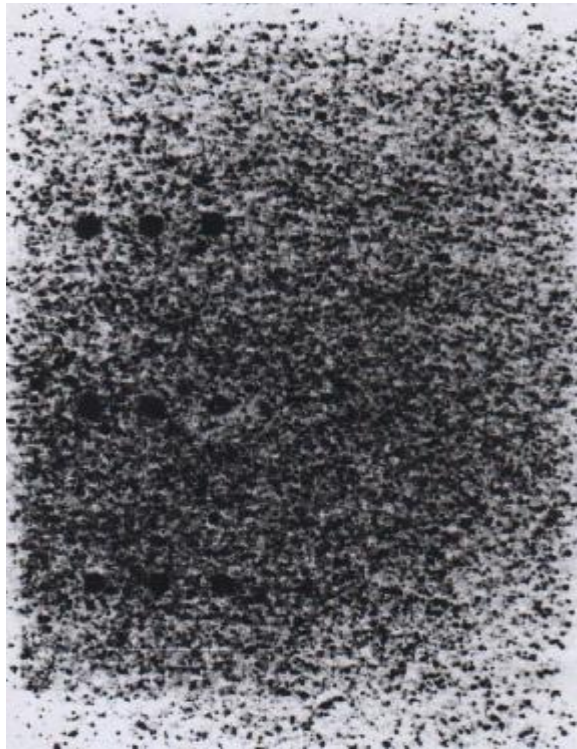


Figure 2-11 : Image acoustique de l'acier [41]

2-5-4 CIRCUITS INTEGRES

Cette technique donne les détails de la structure de ces circuits avec un meilleur contraste que la micrographie optique [42, 43]. Le SAM possède une capacité à produire une image sous surface en montrant clairement les différents niveaux de masque ainsi que les défauts éventuels de la technologie de préparation. La figure (2-12) montre un circuit intégré pris à la fréquence de 1 GHz ; la figure est une superposition de 3 images prises à différentes distances de défocalisation ($z = 0, -2, -4 \mu\text{m}$) et à différents niveaux du circuit avec un bon contraste.

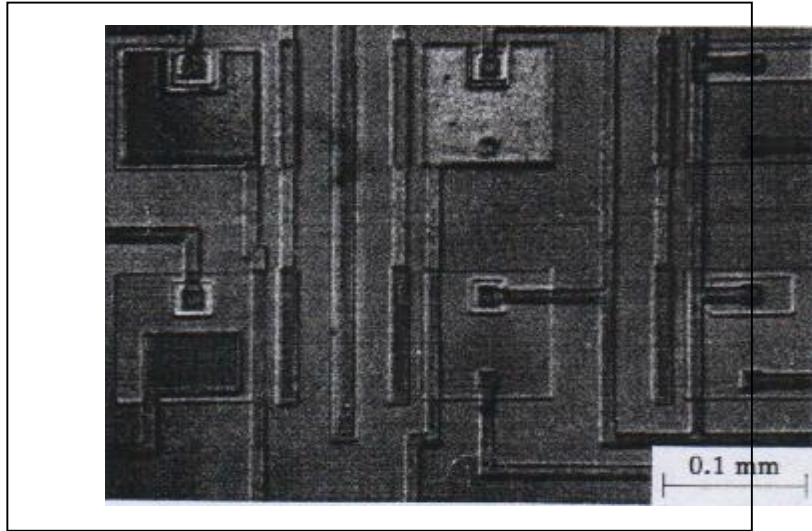


Figure 2-12 : Images superposées, d'un circuit intégré, prises à $z = 0, -2, -4 \mu\text{m}$ [43]

2-5-5 BIOLOGIE

La figure (2-13) montre l'image d'une partie d'un tissu pulmonaire humain pris à une fréquence égale 600 MHz. L'image montre nettement plusieurs éléments du tissu (air, sacs, les capillaires et les cellules...). Elle montre des détails typiques de la variation des propriétés mécaniques du tissu. Lemons présente une gamme de ces exemples [44]. Une bien meilleure résolution peut être obtenue en manipulant le microscope acoustique avec une fréquence plus précise. Plusieurs détails de travaux et recherches sur l'atténuation des ondes dans le tissu ont été reportés [45, 46].



Figure 2-13 : Image du tissu pulmonaire humain [44]

Chapitre 3

MICRO-CARACTERISATION ACOUSTIQUE DES MATERIAUX EN CHAMP NOIR

Une des plus importantes investigations par l'utilisation d'un microscope acoustique à balayage, SAM, est l'évolution des vitesses de propagation des ondes de surface dont leur détermination est d'une considération capitale en particulier dans la fabrication des composants à ondes de surface. Dans ce but, un SAM fonctionnant dans les conditions normales : i) un demi angle d'ouverture de la lentille de 50 à 60°, ii) une fréquence de vibration du capteur de l'ordre de quelques centaines de MHz et iii) l'eau comme liquide de couplage, peut satisfaire plusieurs applications. Cependant pour des utilisations spécifiques, il devient nécessaire d'adopter les caractéristiques du système lentille-transducteur (longueur de la ligne à retard, forme et dimensions de la lentille,...), aussi le liquide de couplage adéquat et la fréquence de travail convenable.

Plusieurs investigations ont été proposées afin d'améliorer l'efficacité de génération des skimming [1], de détecter expérimentalement le mode transversale [2], d'étudier spécifiquement les ondes ultrasonores [3,4] et de caractériser les échantillons anisotropes [5]. De plus pour l'imagerie des objets qui sont hautement transmissifs et faiblement diffractifs, des systèmes fonctionnant en champ noir sont largement conseillés [6,7]. Ce type de système a été consacré initialement et pendant très longtemps aux micro caractérisations qualitatives [8]. Toutefois, d'autres investigations quantitatives ont été également reportées [9].

Dans ce chapitre, nous utilisons un système de champ noir obtenu par utilisation des lentilles à large ouverture dont le centre a été occulté par un stop circulaire absorbant afin de mener une étude qualitative, complète et détaillée. Après évaluation du comportement des signatures acoustiques de plusieurs matériaux, nous nous sommes intéressés à la quantification de l'angle occulté limite. Ensuite, nous avons étudié l'influence de l'intensité du champ noir sur les vitesses longitudinale et transversale. Enfin, le dernier paragraphe de ce chapitre a été consacré à l'étude de l'évolution apparente des constantes élastiques en champ noir.

3-1 DIFFERENTS SYSTEMES DE CHAMP NOIR

En microscopie acoustique, plusieurs systèmes ont été réalisés pour obtenir le champ noir. Le premier fut proposé en 1975 par l'équipe de R. A. Lemons and C. F. Quate [10]. Il s'agit simplement d'un arrangement non colinéaire de deux transducteurs d'un SAM fonctionnant en mode de transmission. En conséquence, seulement une partie des composantes des hautes fréquences spatiales est détectée ainsi le système est essentiellement sensible aux effets de bords. De plus, l'alignement de l'axe principale de la configuration est difficile en haute résolution du fait que l'étalement du spot à la focale ne dépasse pas 1 μm . Ces inconvénients ont été surmontés par l'apparition d'autres systèmes utilisant des arrangements colinéaires ou des SAM fonctionnant en mode de réflexion.

3-1-1 SYSTEME EN TRANSMISSION AVEC STOP ABSORBANT

Il s'agit [7] de remplacer dans un microscope acoustique fonctionnant en mode de transmission une lentille pour un transducteur plan et placer un stop absorbant au centre de la lentille du deuxième (fig. 3-1). Cependant le transducteur placé à l'arrière du barreau de la lentille possède une capacité de réception

angulaire finie. Ainsi, seulement les faibles fréquences spatiales peuvent être détectées et contribuent effectivement au signal de sortie. Le stop absorbant, placé au centre de la lentille, arrête ces fréquences et le système est destiné à fonctionner en champ noir. Il est à noter que l'application de cette technique, reste difficile en hautes fréquences.

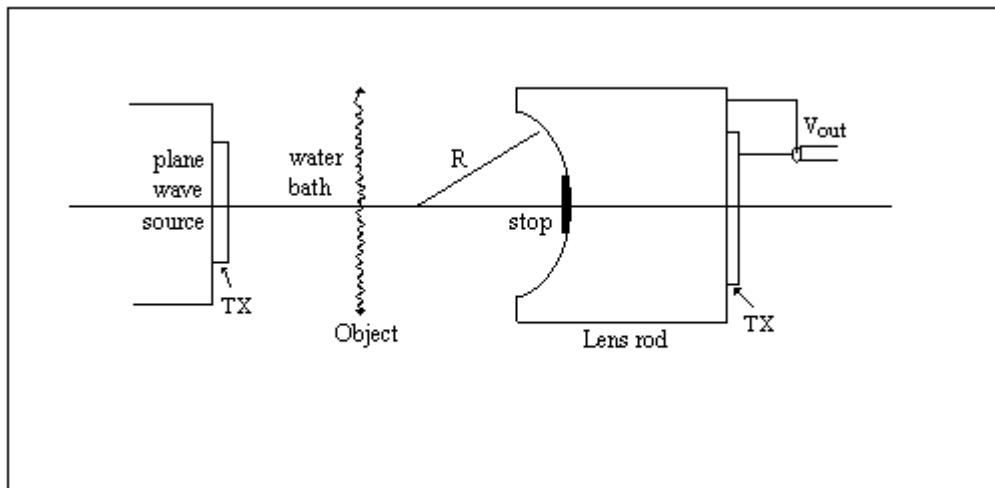


Figure 3-1 : Configuration géométrique du SAM en champ noir [7]

3-1-2 SYSTEME EN TRANSMISSION A TRANSDUCTEUR SPHERIQUE

Dans ce système, un transducteur sphérique est utilisé comme récepteur focalisant (fig. 3-2). Ce type de transducteur a fait preuve dans ses applications hautes fréquences [11] et haute résolution [12]. Il possède une électrode annulaire, l'électrode interne est analogue au stop absorbant utilisé dans le cas précédent. Cette dernière peut être isolée électriquement afin de réaliser un champ noir.

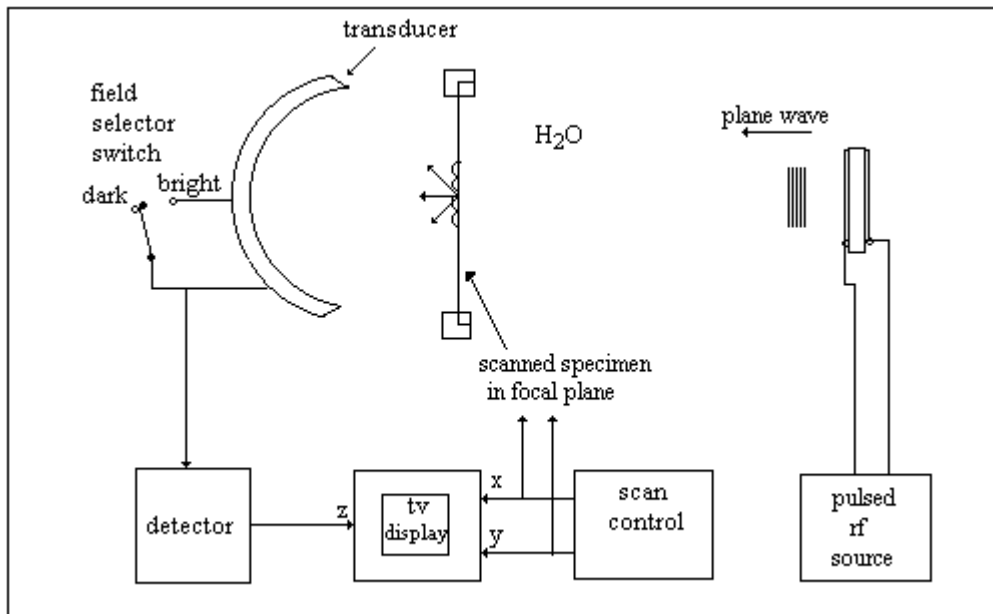


Figure 3-2 : Système à transmission en champ noir [7]

3-1-3 SYSTEME EN REFLEXION A TRANSDUCTEURS SPHERIQUES

En microscopie acoustique, pour l'obtention d'une très haute résolution, il est normal d'utiliser un système fonctionnant en mode de réflexion pour réduire les problèmes d'alignement. La figure (3-3) montre une configuration d'un tel système. Une impulsion est transmise par la partie centrale du transducteur et atteint l'échantillon placé au plan focale. L'énergie réfléchie est détectée par l'électrode externe sensible uniquement aux ondes diffractées. Ainsi, la partie non utilisée du transducteur permet d'accomplir une méthode qui convient parfaitement à l'obtention du champ noir par un SAM fonctionnant en mode de réflexion.

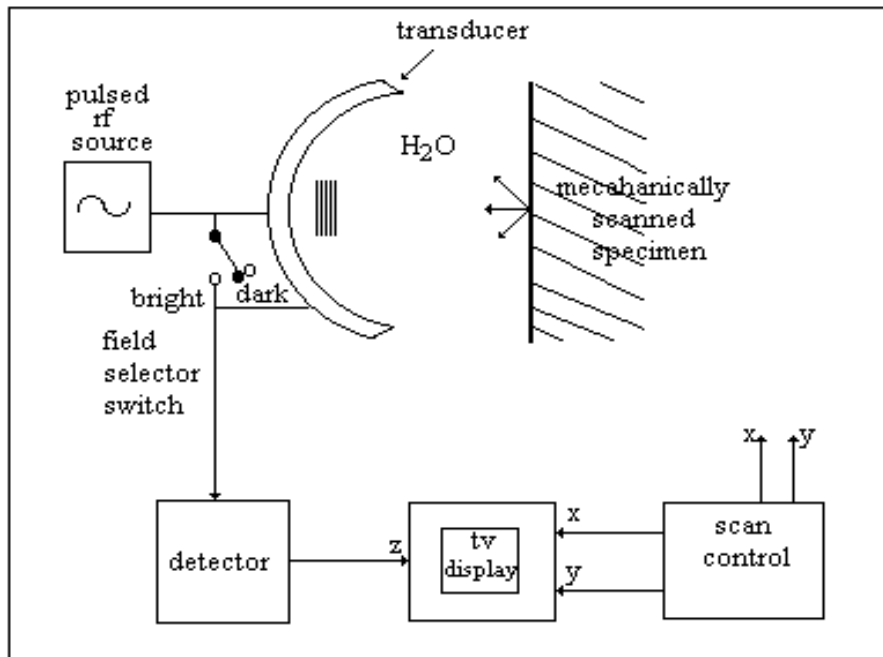


Figure 3-3: Système à réflexion en champ noir [7]

3-1-4 SAM EN REFLEXION A LENTILLES ANNULAIRES

Le développement de lentilles spéciales ondes transversales par suppression des ondes longitudinales dans les solides est d'une importance croissante dans toute réalisation et exploitation de la technique d'imagerie à ondes transversales [8]. La figure (3-4) illustre le système utilisé à cet effet. Un disque absorbant réel correspondant à un angle opaque de 8° est inséré au centre de la lentille dont la ligne à retard est en Al_2O_3 . Ce disque forme une ombre des ondes acoustiques focalisées dans le liquide de couplage.

Cependant, il possède une faible influence sur les ondes transversales dans le solide et une suppression significative des ondes longitudinales. Ce type de système trouve son application dans la micro-caractérisation des matériaux rapides (à grandes vitesses acoustiques) tels que les céramiques et certains semi-conducteurs. Notons que le système a été utilisé avec un diamètre de stop constant et seulement pour des investigations qualitatives.

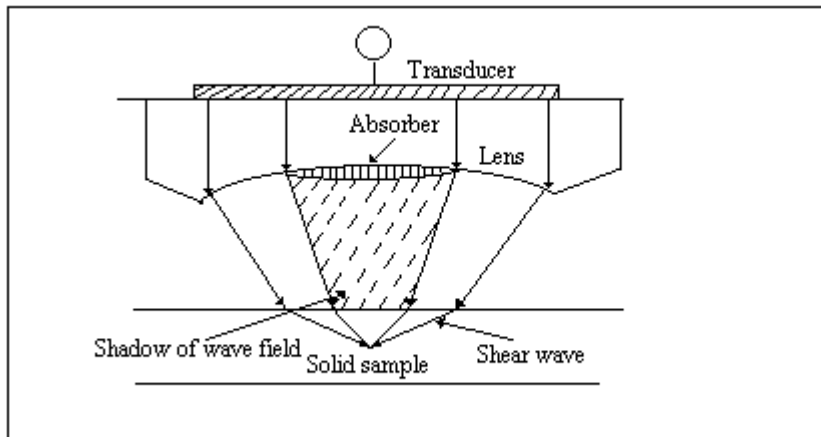


Figure 3-4 : Diagramme schématique d'un système en réflexion à lentilles annulaires

3-1-5 SAM EN REFLEXION A LENTILLES A ECLAIRAGE VARIABLE

Récemment une nouvelle configuration d'un système lentille-transducteur fonctionnant en champ noir a été élaboré et utilisé [13, 14] pour des microcaractérisations quantitatives. Il s'agit d'insérer au centre de la lentille un matériau absorbant de forme circulaire afin d'exclure l'onde longitudinale représentée par le rayon 1 dans la figure (3-5). Le diamètre du stop est variable et correspond à des angles occultés variant de 0° à un angle précis choisis par l'opérateur. Ce type de système a été utilisé dans des investigations expérimentales et techniques pour quantifier le glissement apparent dans les périodes spatiales des signatures acoustiques et par la suite le glissement apparent des vitesses de propagation des SAW. L'étude a été menée sur le plastique, le verre et l'acier à une fréquence de 58 MHz.

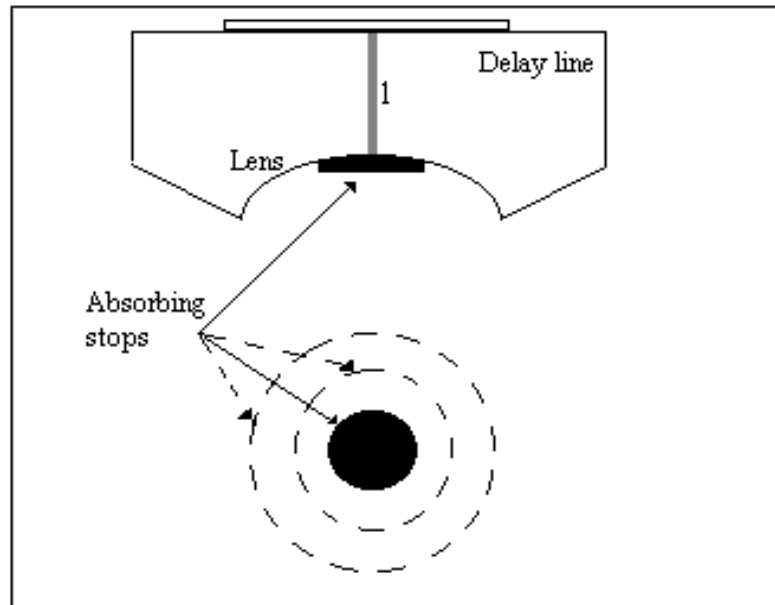


Figure 3-5 : Configuration schématique de l'ensemble lentille transducteur fonctionnant en mode de réflexion. Le stop absorbant est représenté en noir [14]

3-2 METHODOLOGIES

La détermination des propriétés mécaniques a récemment reçu un intérêt croissant afin d'améliorer non seulement la précision des mesures et la reproductibilité des technologies de préparation mais également pour faciliter la compréhension des phénomènes de fonctionnement des systèmes électromécaniques. Les méthodes de caractérisation dynamiques [15] (réflectométrie, échographie conventionnelle, micro-échographie à haute fréquence, microscopie acoustique, test vibrationnels, etc.) sont devenues des moyens très utilisés et recommandés non seulement par les chercheurs académiques et les universitaires mais également par les différents utilisateurs en industrie, en médecine en métallurgie, en microélectronique, etc. Ces techniques sont souvent basées sur l'émission et la réception des ondes ultrasonores qui sont au fait des ondes élastiques et surtout utilisées dans la micro-caractérisation non destructive des propriétés mécaniques des matériaux massifs et en couches minces.

Dans ce travail, nous nous intéressons particulièrement à l'influence de l'intensité de l'éclairage, en champs noir, aussi bien sur la période que sur l'amplitude des signatures acoustiques des matériaux. Afin de déterminer la période apparente de ces signatures en champ noir, nous utilisons deux méthodes de calcul de principes complètement différents.

3-2-1 METHODE ANALYTIQUE

Cette méthode est déduite du modèle des rayons acoustiques proposé pour le SAM opérant en mode de réflexion et adaptée pour les lentilles annulaires [14,15]. Ces lentilles acoustiques sont caractérisées par un centre occulté à l'aide d'un stop absorbant dont le diamètre correspond à des angles occultés, θ' , variant de 0 à un angle seuil, θ'_{\max} , caractéristique du matériau considéré. Ainsi l'interférence (fig. 3-6) se produit entre le rayon 3 (diffraction des ondes acoustiques par la périphérie du cache) excité à l'angle occulté θ' et le rayon 2 représentant l'onde de fuite de surface excité à l'angle critique θ_c . La différence de phase, $\Delta\Phi'$, entre les rayons 2 et 3 est donnée par [14]:

$$\Delta\Phi' = 4\pi fz(\cos\theta' - \cos\theta_c) / V_{\text{liq}} \quad (3-1)$$

où f est la fréquence de travail et V_{liq} est la vitesse de propagation des ondes dans le liquide. Cette expression permet la détermination de la période entre deux minima (ou maxima) successifs pour des interférences destructives (ou constructives) lorsque $\Delta\Phi'$ devient égale à 2π . Par conséquent la période apparente, $\Delta z'$, des courbes $V(z)$ s'exprime par la relation :

$$\Delta z' = V_{\text{liq}} / 2f(\cos\theta' - \cos\theta_c) \quad (3-2)$$

Cette période correspondante à chaque diamètre du stop (ou à chaque angle occulté) permet le calcul de la vitesse de propagation apparente de Rayleigh par utilisation de la relation suivante [14]:

$$V'_R = V_{\text{liq}} / \{1 - [1 - V_{\text{liq}} / 2f\Delta z']^2\}^{1/2} \quad (3-3)$$

Ainsi, l'application de cette méthode nous permettra de quantifier le glissement de la vitesse apparente aussi bien en fonction du diamètre du stop mais également en fonction des caractéristiques du matériau considéré.

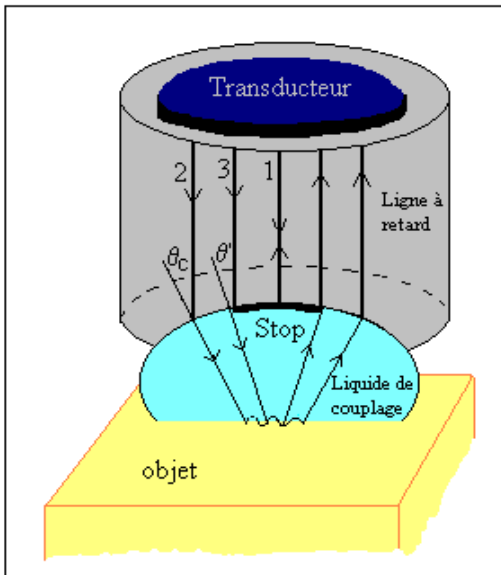


Figure 3-6 : Schéma des rayons acoustiques dans le système des lentilles annulaires

3-2-2 METHODE SPECTRALE

Cette méthode est basée sur l'analyse spectrale de la signature acoustique, par transformée de Fourier rapide, qui représente l'enregistrement de l'amplitude de l'écho recueilli par une sonde focalisée en fonction de la défocalisation progressive du capteur vers l'échantillon et exprimée par la relation de Sheppard et Wilson [16] (Voir chapitre 2). Notons que cette signature est liée au coefficient de réflexion $R(\theta)$ et par conséquent, la méthode consiste à filtrer de ce coefficient les angles correspondants aux diamètres du cache et variant de 0 à θ' . Par conséquent, pour chaque angle occulté, nous suivons successivement les étapes:

- Calcul du coefficient de réflexion, $R(\theta)$ filtré,
- Calcul de la signature acoustique correspondante $V(z)$ à partir de la relation (2-7),
- Soustraction de la réponse de la lentille $V_L(z)$ de $V(z)$,
- Application de la F.F.T au signal $V(z)-V_L(z)$,
- Détermination de la période $\Delta z'$ à partir de la raie principale du spectre de FFT,
- Calcul de la vitesse apparente à partir de la relation (3-3).

En plus de la détermination des vitesses apparentes, cette seconde méthode permet de suivre l'influence de l'intensité du champ noir sur le comportement des signatures acoustiques d'évaluer l'angle occulté seuil.

3-3 PRESENTATION DES MATERIAUX ET CONDITIONS DE

SIMULATION

Pour mener une étude complète, nous avons considéré une large gamme de matériaux rapides et moyens, dont les vitesses de Rayleigh varient entre 2731 m/s et 7844 m/s, qui trouvent leurs applications dans plusieurs domaines de technologie moderne et d'industrie, en particulier le Si dans les circuits intégrés, le SiO₂ et Si₃N₄ dans la passivation des composants et le verre dans la préparation des masques en technologie planaire. De plus, pour l'interprétation de certains résultats, nous avons considéré un matériau fictif Mx de vitesse comprise entre celle du SiO₂ et de Si et de densité égale à 3000 kg/m³. Les caractéristiques de tous les matériaux considérés sont regroupées dans le tableau (3-1) [17].

Les calculs ont été effectués dans les conditions normales de simulation d'un microscope acoustique à balayage en mode de réflexion : à savoir une fréquence de travail égale à 142 MHz, un demi angle d'ouverture de la lentille égal à 50° et l'eau (vitesse = 1500 m/s et densité = 1000 kg.m⁻³) comme liquide de couplage. Notons que ces conditions favorisent l'excitation du mode de Rayleigh qui représente le mode le plus dominant. Ce type d'onde, depuis leur découverte en 1885, restent d'un intérêt considérable grâce à leur utilité pour la détection des défauts de surface dans le test ultrasonore non destructif des matériaux.

N°	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Matériau	Heavy Fint	Al	SiO ₂	Fictif Mx	Si	Si ₃ N ₄	AlN	SiC	Be
ρ (kg.m ⁻³)	3600	2698	2203	3000	2300	3185	3260	3210	1846
V _L (m/s)	5260	6374	5980	8231	9160	10607	10012	12100	12890
V _T (m/s)	2960	3111	3700	4607	5085	6204	7647	7485	8880
V _R (m/s)	2731	2899	3397	4269	4712	5704	6418	6841	7844

Tableau 3-1 : Caractéristiques et propriétés élastiques des matériaux [17]

3-4 ANALYSE QUANTITATIVE DES SIGNATURES ACOUSTIQUES DES MATERIAUX

Nous développons dans ce paragraphe l'aspect quantitatif du microscope acoustique fonctionnant en champ noir. Ainsi, nous nous intéressons particulièrement à l'influence de l'intensité de l'éclairage aussi bien sur la période que sur l'amplitude des signatures acoustiques de plusieurs matériaux Be, SiC, Si₃N₄, AlN, Si, SiO₂, Al et le heavy flint. L'investigation a été effectuée via les méthodes analytique et spectrale présentées ci-dessus afin d'évaluer l'influence de l'intensité de l'éclairage sur les V(z), l'angle

d'occultation maximal et le glissement de la période apparente et enfin l'erreur relative sur la vitesse apparente du mode de Rayleigh.

3-4-1 FILTRAGE DU COEFFICIENT DE REFLEXION

Le coefficient de réflexion dépend des conditions aux limites à l'interface liquide de couplage/échantillon solide (impédance Z , densité ρ , angle d'incidence θ , et des vitesses des différents modes de propagation). C'est une fonction complexe, représentée par la figure (3-7a) pour la structure eau/heavy flint en fonction de l'angle d'incidence, qui admet une amplitude (---) et une phase (—). Sur l'axe des ordonnées gauche sont portées les valeurs de l'amplitude et sur celui de la droite, les valeurs de la phase. Il est clair qu'au fur et à mesure que l'angle d'incidence augmente, on identifie deux changements aussi bien dans l'amplitude que dans la phase. Le premier, à $\theta_L = 16,57^\circ$, correspond à l'angle critique d'excitation des ondes longitudinales ou les ondes de compression (skimming) dans le heavy flint. Au-delà de l'angle critique des ondes transversales ou cisaillement, $\theta_T = 30,45^\circ$, toute l'énergie est réfléchi ; ceci est dû à l'absence de transmission dans le solide et, par conséquent, le module de $R(\theta)$ devient constant et égale à l'unité. Cependant, la plus grande fluctuation dans la phase apparaît à quelques degrés après θ_T , plus exactement à l'angle critique $\theta_R = 33,32^\circ$, auquel les ondes de Rayleigh sont excités. Remarquons que la phase de $R(\theta)$, en cet endroit, change de 2π pour une très faible variation de θ .

Par conséquent, le coefficient de réflexion permet d'obtenir des informations importantes sur les angles où sont excités des modes de fuites ayant leur propre vitesse caractéristique et chaque mode d'excitation apparaît donc sous forme d'un changement dans la phase et le module de $R(\theta)$. Ainsi, le filtrage consiste à exclure la participation de certains modes dans le phénomène d'interférence; ceci revient à extraire la gamme des angles d'incidence non désirée. La figure (3-7b) illustre le filtrage des angles allant de 0 à $27,8^\circ$ pour la structure eau/heavy flint.

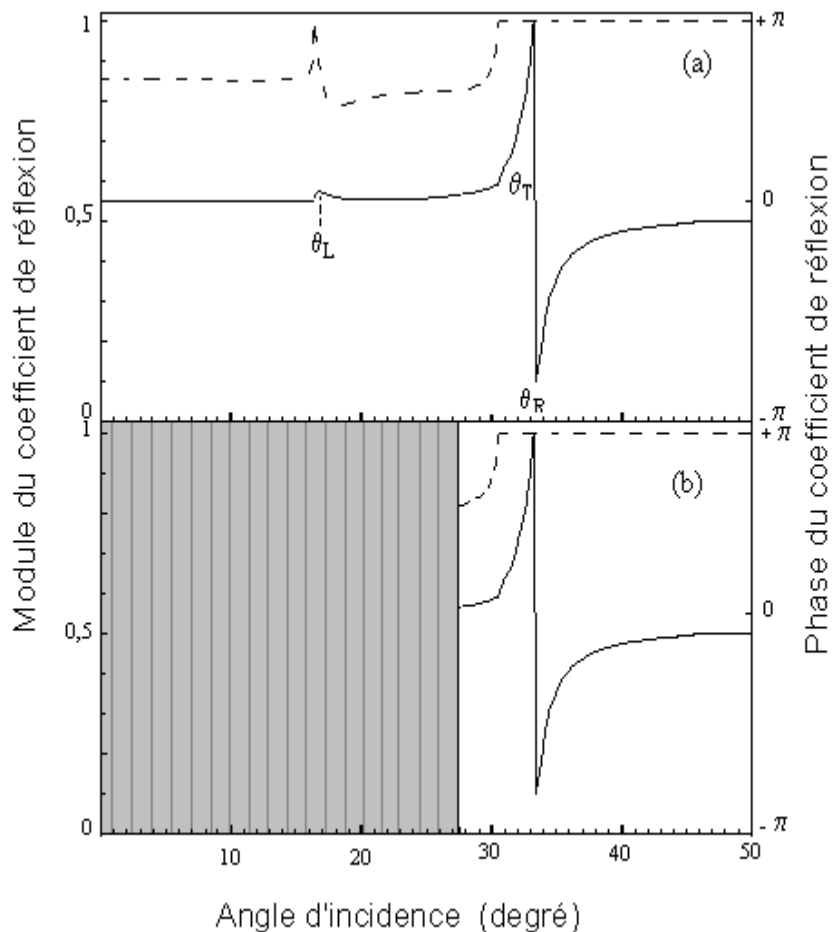


Figure 3-7 : Variation de l'amplitude (- - -) et de la phase (—) du coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence pour la structure eau/ heavy flint : (a) non filtré, (b) filtré

3-4-2 COMPORTEMENT DES SIGNATURES ACOUSTIQUES

La figure (3-8a) illustre les signatures acoustiques de la structure eau/heavy flint, obtenues à différents angles d'occultation, θ' . On constate qu'au fur et à mesure que θ' tend vers θ_R , la période apparente augmente et l'amplitude des oscillations diminue. De plus, lorsque θ' devient égale à $(\theta_R - \beta)$ où β est un angle, de quelques degrés, caractéristique du matériau, le phénomène d'interférence disparaît à $\theta'=32^\circ$. Ce phénomène est mieux illustré par la figure (3-8b) qui représente les spectres de FFT des mêmes signatures acoustiques. Il est clair que le pic permettant la détermination du mode de Rayleigh (indiqué par la flèche) se déplace vers les grandes vitesses. Ce glissement devient plus important lorsque la valeur

de θ' s'approche de celle de θ_R pour qu'enfin la raie disparaisse complètement à l'angle d'occultation seuil, θ'_{\max} défini par : $\theta'_{\max} = \theta_R - \beta$.

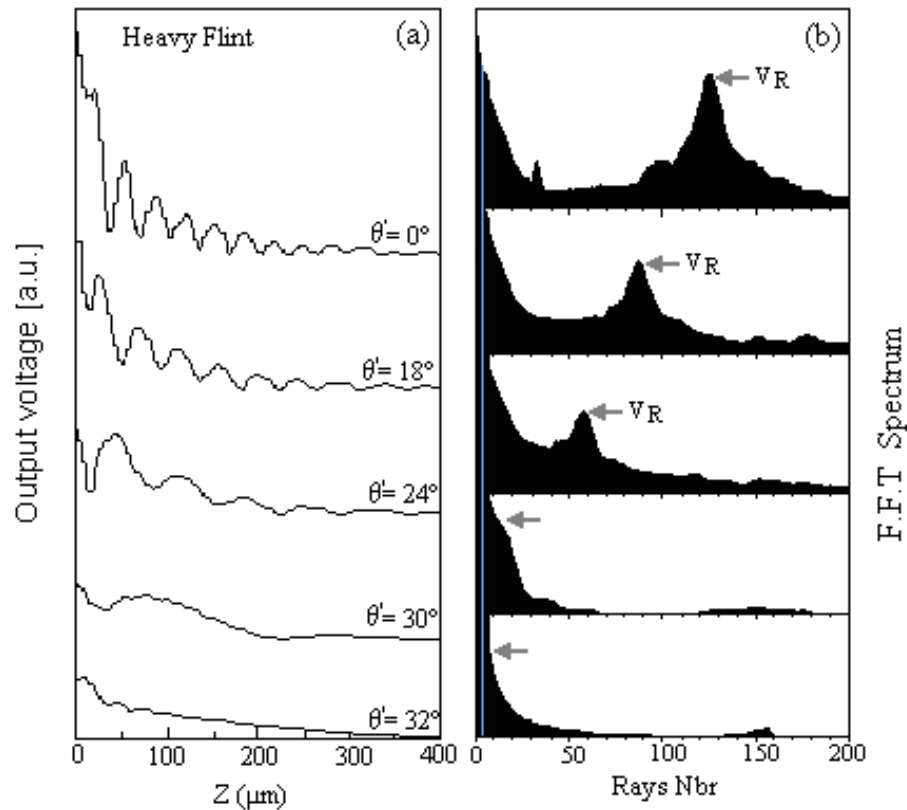


Figure 3-8 : Structure eau/heavy flint à différentes occultations: (a) Evolution des signatures acoustiques en fonction de la défocalisation, (b) Spectres FFT en fonction du nombre de raies

Aussi bien l'élargissement de la période des signatures acoustiques que le glissement de la raie principale du pic indiquant le mode de Rayleigh dans les spectres de FFT ont été également observés pour tous les autres matériaux. Cependant, l'allure générale de l'évolution en fonction de l'angle occulté dépend des caractéristiques du matériau considéré. La figure (3-9) représente un exemple type des matériaux rapides : le béryllium dont $V_R = 7844$ m/s ($\theta_R = 11,02^\circ$). Les mêmes constatations précédentes peuvent être formulées. La décroissance de l'amplitude des signatures $V(z)$ aussi bien à la focale ($z = 0 \mu\text{m}$) que pour les autres distances de défocalisation s'explique par le fait que la distribution de l'énergie au niveau du transducteur diminue, autrement dit la fonction pupille de la lentille change de forme.

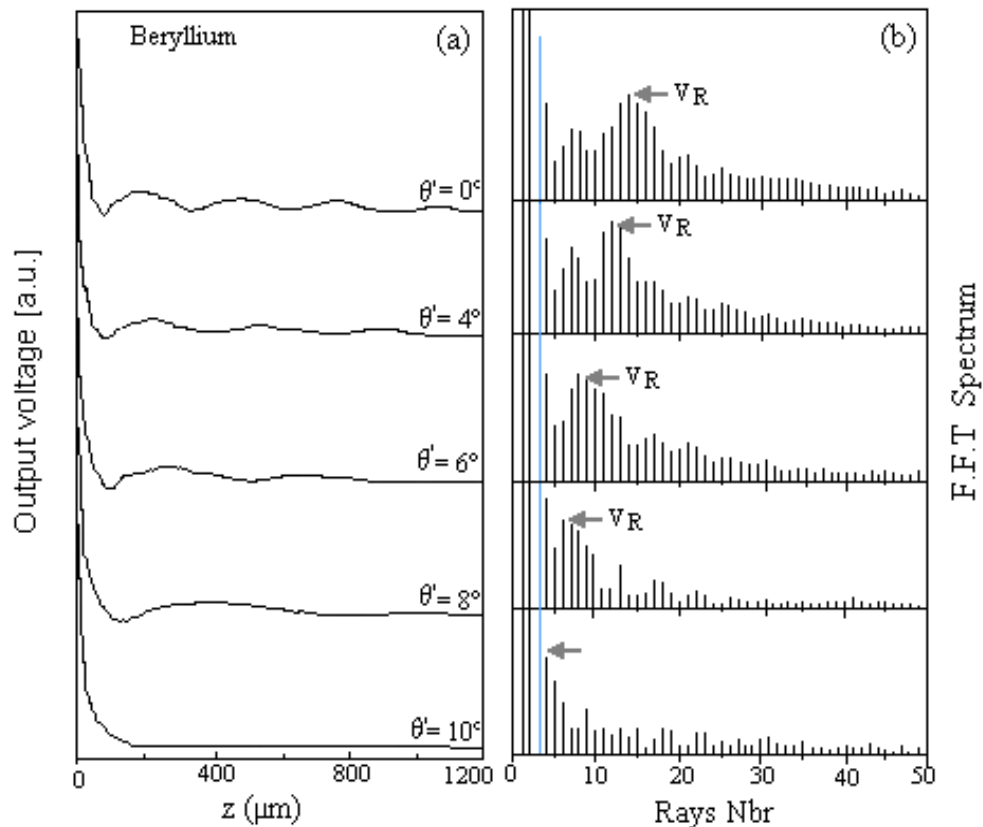


Figure 3-9 : Evolution des Signatures acoustiques en fonction de la distance de défocalisation (a) et des spectres FFT en fonction du nombre de raies, (b) pour la structure eau/béryllium à différents angles occultés.

Par conséquent, dans un système lentille-transducteur, la distribution de l'énergie joue un rôle très important dans la réponse $V(z)$. Ainsi, la coupure brusque de cette énergie, causée par le stop absorbant, influence fortement l'allure ondulatoire des courbes de la signature acoustique et par conséquent fait varier la période. Ce phénomène peut être attribué aux dimensions du stop qui fait réduire le lobe central de la sensibilité de la lentille, avec augmentation du niveau des lobes secondaires [7]. Donc, la sélection du diamètre du stop est un compromis entre le maintien acceptable des lobes secondaires et le fait d'accomplir un niveau satisfaisant de la suppression de l'énergie non diffractée.

3-4-3 DISCUSSION ET INTERPRETATION

Dans le but d'interpréter les différentes variations aussi bien des coefficients de réflexion que des signatures acoustiques et afin de quantifier les phénomènes observés nous nous sommes intéressés tout d'abord aux spécificités de l'angle d'occultation seuil selon le type du matériau considéré et ensuite au glissement de la période apparente. Les résultats obtenus font l'objet des paragraphes ci-dessous.

3-4-3-1 Angle occulté limite

Pour tout matériau considéré, les investigations en champ noir peuvent être effectuées pour des angles occultés inférieurs à l'angle seuil $\theta_R - \beta_R$. La figure (3-10) illustre le domaine de l'effet du stop (partie sombre limitée par l'occultation seuil, θ'_{max}) ainsi que l'écart β_R entre, θ'_{max} , et l'angle critique d'excitation du mode de Rayleigh, θ_R , en fonction de la vitesse de Rayleigh. On note qu'aussi bien θ'_{max} que β_R sont d'autant plus faibles que le matériau est rapide. De plus, nous nous sommes intéressés à la valeur de β_R que nous avons représentée sur l'axe gauche de la figure (3-11). On constate que β_R est un angle caractéristique de chaque matériau. Il se situe entre 1 et 2° pour les matériaux rapides et entre 2 et 5° pour les matériaux moyens.

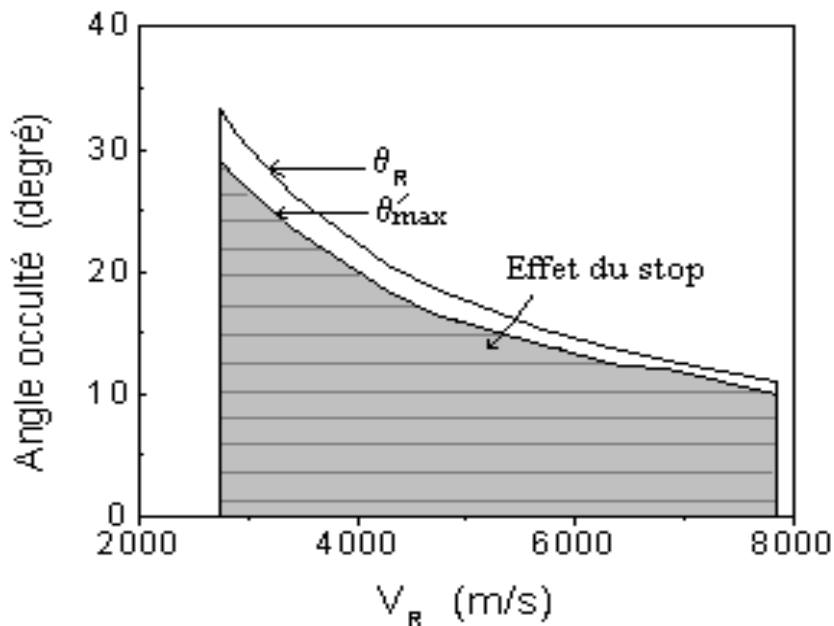


Figure 3-10 : Effet du diamètre du stop en fonction de la vitesse de Rayleigh des matériaux

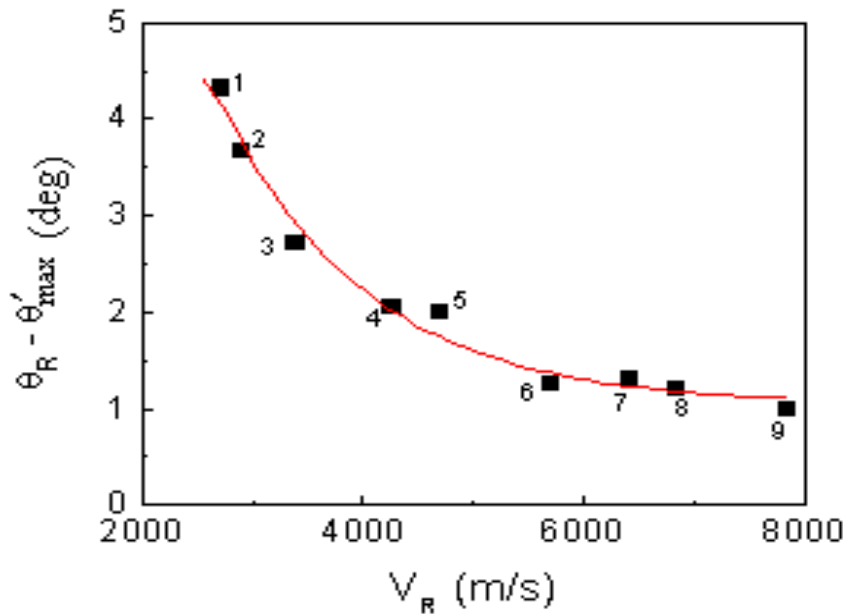


Figure 3-11 : Variation de la différence entre l'angle de Rayleigh et l'angle seuil d'occultation (■) en fonction de la vitesse de Rayleigh

3-4-3-2 Evolution de la période apparente

La figure (3-12) illustre l'évolution de la période, Δz , et de la période apparente, $\Delta z'$, calculées par les deux méthodes: spectrale (■, ▲) et analytique (—) à l'angle d'occultation limite, en fonction de la vitesse de Rayleigh. La première remarque qu'on peut faire est le bon accord entre les valeurs de $\Delta z'$ déterminée par les deux méthodes proposées. De plus, l'écart entre les périodes réelles et apparentes qui semble être plus important pour les matériaux rapides suit une évolution relativement proportionnelle. Autrement dit, la valeur de la période passe de 32 μm à 135 μm pour le matériau moyen heavy flint et de 218 μm à 890 μm pour le matériau rapide béryllium, par conséquent $\Delta z'$ est environ quatre fois plus importante que Δz quel que soit le type du matériau considéré.

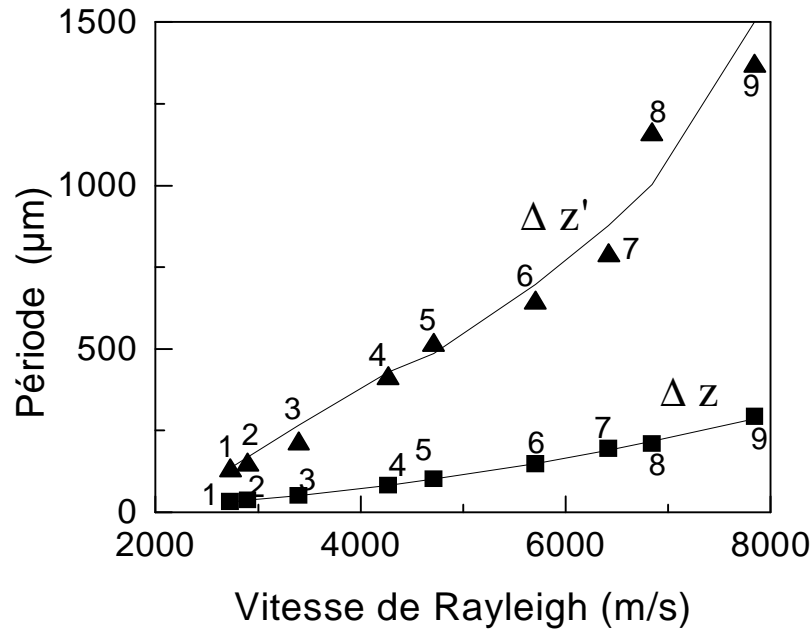


Figure 3-12 : Variation de la période (Δz à $\theta' = 0^\circ$ et $\Delta z'$ à $\theta'_{\max} = \theta_R - \beta_R$) en fonction de la vitesse de Rayleigh : (■, ▲) méthode spectrale, (—) méthode analytique

3-5 INFLUENCE DE L'INTENSITE DU CHAMP NOIR SUR LES VITESSES

3-5-1 GLISSEMENT DE LA VITESSE APPARENTE DE RAYLEIGH

L'onde de Rayleigh se propage parallèlement à l'interface fluide de couplage/objet et décroît exponentiellement en profondeur. Dans le cas d'un solide isotrope, elle est constituée d'une composante longitudinale et d'une composante transversale. Dans les conditions normales du fonctionnement du SAM ($\theta_{\text{lens}} = 50^\circ$ et l'eau comme liquide de couplage), le mode de Rayleigh reste le plus dominant. La figure (3-13) regroupe l'évolution de la vitesse apparente de Rayleigh, V'_R , en fonction de l'angle occulté, calculée par la méthode spectrale (n, p, l, s) et la méthode analytique (—) pour les différents matériaux [18].

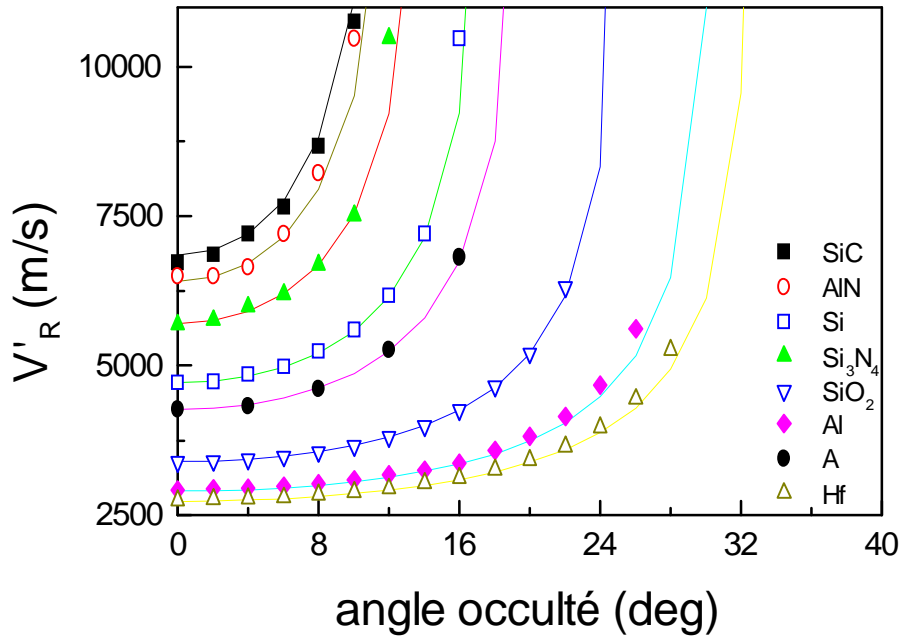


Figure 3-13 : Variation de la vitesse de Rayleigh en champ noir en fonction de l'angle occulté:

(—) méthode analytique et (n. p. l. s) méthode spectrale

On note tout d'abord la bonne concordance entre les résultats obtenus par les deux méthodes utilisées. Par conséquent, pour chaque matériau les résultats des deux méthodes sont pratiquement identiques. L'évolution peut être décrite comme suite : i) pour $\theta' \leq 4^\circ$: $V'_R \approx V_R$ et l'erreur n'atteint pas 0,2 %, ii) pour $\theta' < \theta_R$: une évolution assez lente avec une erreur qui devient de plus en plus importante et iii) pour $\theta'_{\max} = \theta_R - \beta_R$: une augmentation rapide et brusque. Cette dernière est caractéristique du matériau. La figure (3-14) représente la variation de la vitesse de Rayleigh en fonction de l'angle seuil en champ noir. On constate que $1 \leq \beta_R \leq 2$ pour les matériaux rapides et $2 \leq \beta_R \leq 4$ pour les matériaux lents.

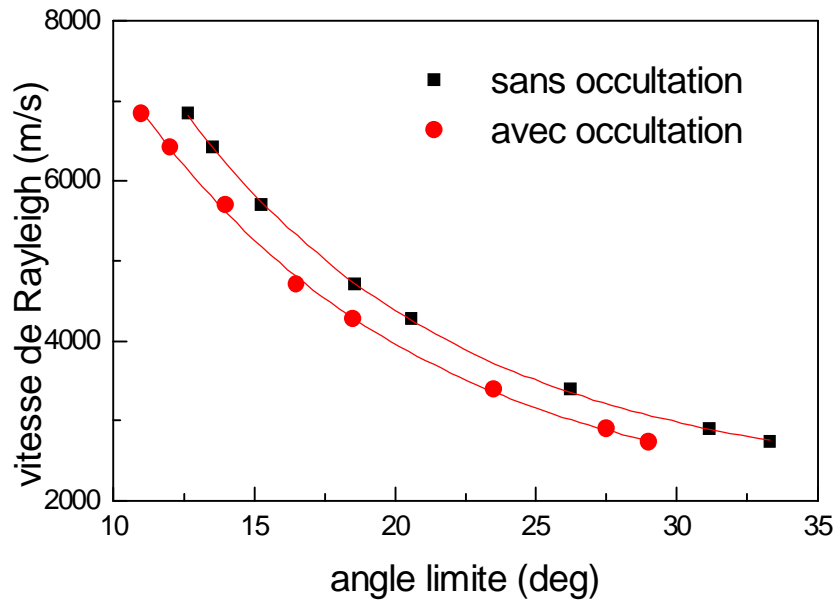


Figure 3-14 : Variation de la vitesse de Rayleigh en fonction de : (■) l'angle d'excitation critique de Rayleigh, (●) l'angle d'occultation limite

Le calcul de l'erreur relative du glissement de la vitesse apparente par rapport à la vitesse réelle définie par : $(V'_R - V_R)/V_R$, a été effectué pour les deux méthodes: spectrale et analytique, en fonction de l'angle occulté et pour tous les matériaux indiqués dans le

tableau (3-1). Mais pour des raisons de clarté, nous ne représentons dans la figure (3-15) que les résultats obtenus pour le Be (■), AlN (▲), Si (⌘), SiO₂ (◆) et le heavy flint (o). Notons que les courbes des autres matériaux suivent la même allure des variations et elles sont incluses entre celles représentées. On peut constater que les résultats obtenus par les deux méthodes spectrale et analytique sont presque identiques. De plus, l'évolution des courbes est lente pour les faibles valeurs des angles d'occultation et elle subit une augmentation rapide lorsque θ' s'approche de $\theta_R - \beta_R$. Pour un angle occulté donné, l'erreur relative est d'autant plus importante que le matériau est rapide.

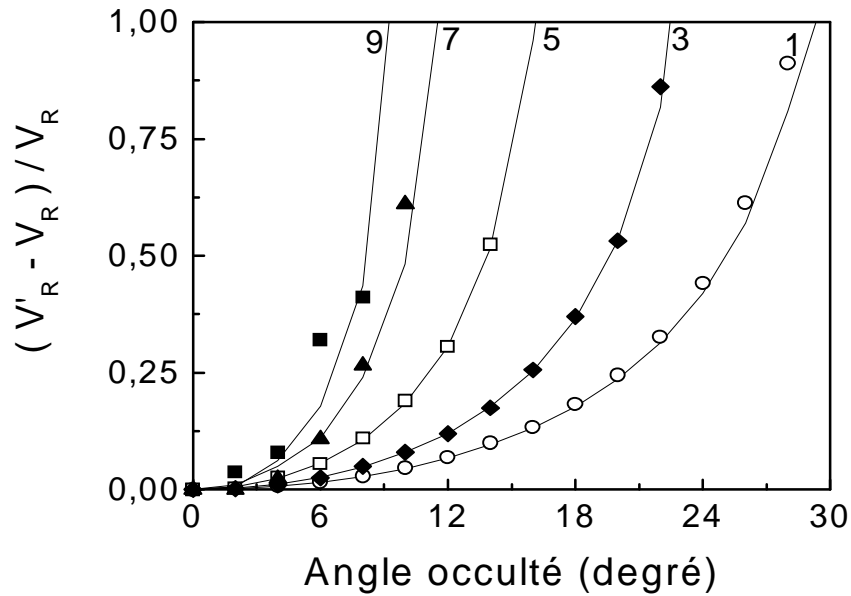


Figure 3-15 : Evolution du glissement apparent de la vitesse de Rayleigh en fonction de l'angle occulté obtenu par : (■, ▲, ◻, ◆, ○) méthode spectrale et (—) méthode analytique
 1. (Hf) ; 3.(SiO₂) ; 5.(Si) ; 7.(AlN) ; 9.(Be)

3-5-2 VITESSE LONGITUDINALE

Les ondes longitudinales, caractérisées par une amplitude faible et une vitesse de propagation assez élevée (deux fois plus grande que celle de Rayleigh), sont des ondes de surface de compression appelées également "skimming" qui sont d'une importance capitale dans la détermination des propriétés élastiques des matériaux. Mais il reste difficile ou souvent impossible de les détecter, dans la plupart des matériaux, lorsque le microscope acoustique à balayage opère en conditions normales de fonctionnement. L'excitation efficace de ce type d'onde nécessite certaines spécificités telles que l'utilisation de lentilles à faibles angles d'ouverture [1] pour éviter la génération du mode de Rayleigh qui est le plus dominant ($\theta_{\text{lens}} < \theta_R$) ou des liquides de couplages denses tels que le mercure ou les métaux liquides. La figure (3-16) présente les spectres de FFT des signatures acoustiques obtenues avec une lentille de demi angle d'ouverture de 10° pour la structure Hg/Si₃N₄ (fig. 3-16a) et celle de H₂O/Si₃N₄ (fig. 3-16b). On note que l'efficacité de génération (la hauteur du pic principale) est beaucoup plus importante pour Hg/Si₃N₄. Par

conséquent, aussi bien le choix du liquide de couplage que les caractéristiques de la lentille sont d'une importance capitale dans la génération efficace des ondes longitudinales.

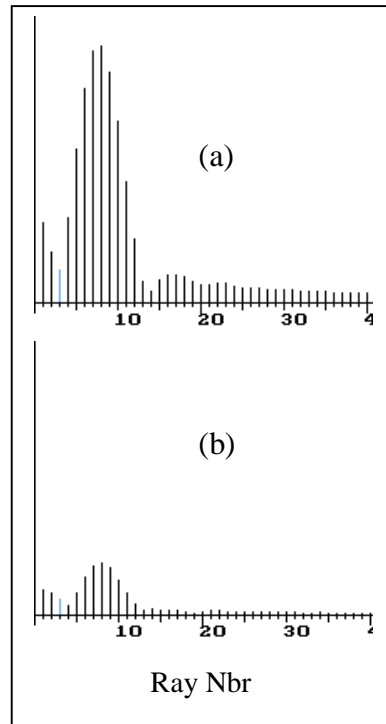


Figure 3-16 : Spectres de FFT des courbes de $V(z)$ pour $\theta_{\text{lens}} = 10^\circ$ de l'interface
 a) Hg/Si₃N₄, b) H₂O/ Si₃N₄

les et dans lesquels les vitesses de propagation des ondes sont très différentes, à une fréquence de travail égale à 142 MHz, une lentille à faible ouverture et un liquide de couplage lourd, le mercure pour assurer une bonne adaptation des impédances acoustiques à l'interface liquide/solide et augmenter ainsi l'efficacité de certains modes et en particulier celui des skimming.

Les figures (3-17 a et b) illustrent les signatures acoustiques et leur spectres de FFT pour le heavy flint verre simulées avec un demi angle d'ouverture de la lentille spécifique et à chaque matériau, $\theta_{\text{lens}} = 19^\circ$ pour ce matériau ($\theta_L = 16,57^\circ$) à différents angles d'occultation $\theta' = 0^\circ, 8^\circ, 16^\circ$. On constate, qu'au fur et à mesure que θ' tend vers θ_L , la période apparente augmente et l'amplitude des oscillations diminue et lorsque θ' devient égale à $\theta_L - \beta_L$ le phénomène d'interférence disparaît.

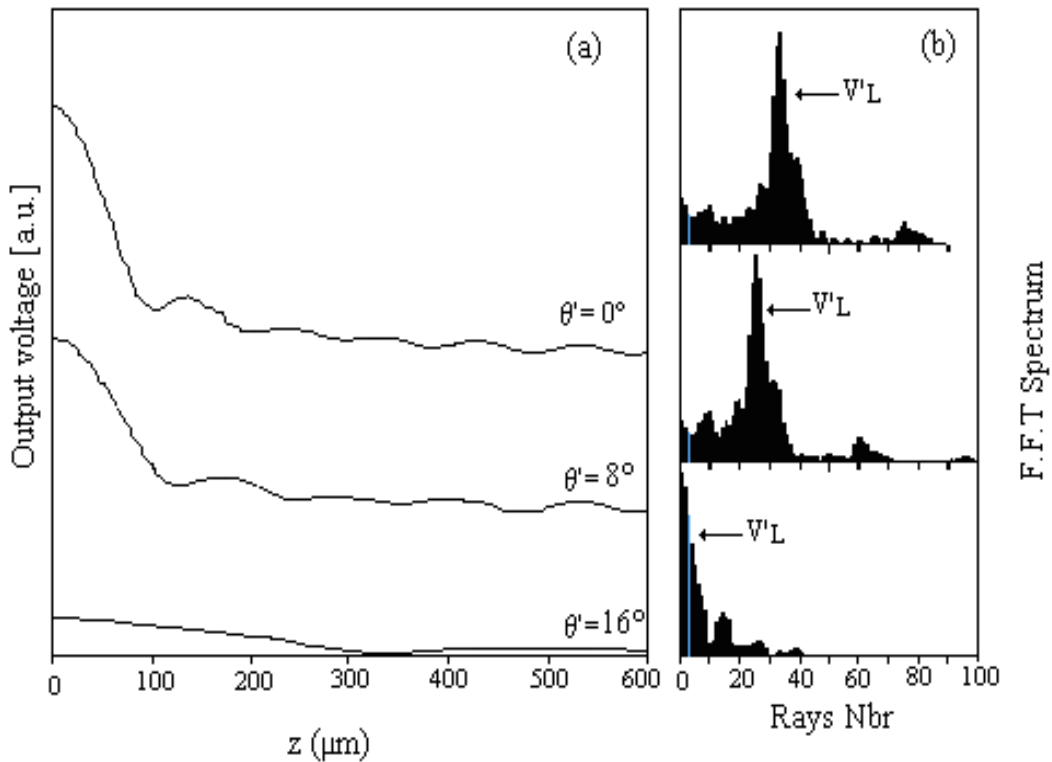


Figure 3-17 : Les signatures acoustiques $V(z)$ (a) et leur spectre de FFT correspondant (b) en champ noir pour eau / heavy flint

La figure (3-18) regroupe les résultats de simulation pour la structure eau/silicium caractérisée par un mode d'excitation du mode longitudinale de $9,43^\circ$ avec un demi angle d'ouverture de la lentille de 12° et pour différents angles d'occultations $\theta' = 0^\circ, 4^\circ, 8^\circ$. En général, les mêmes constatations que précédemment peuvent être formulées. Néanmoins, les signatures acoustiques, de cette structure, caractérisées par une période plus grande font que le phénomène d'interférence est moins apparent.

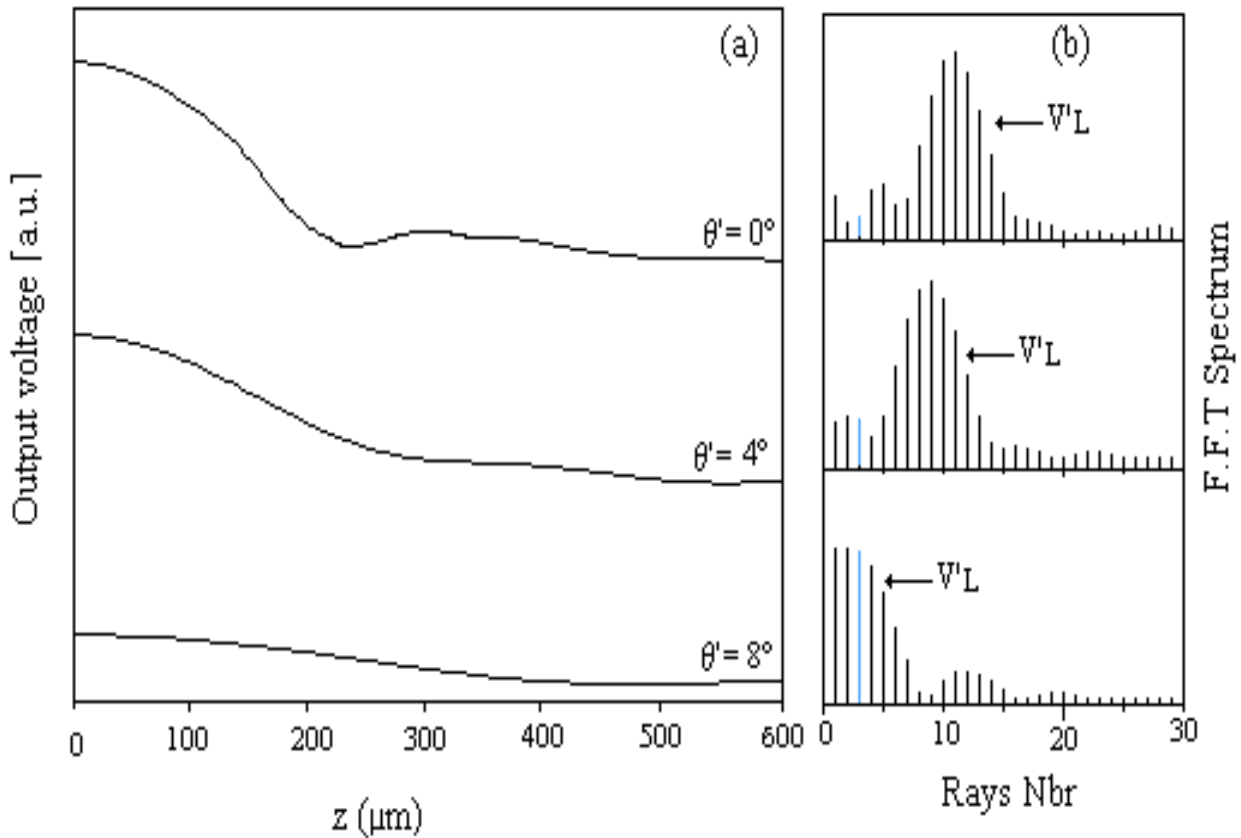


Figure 3-18 : Les signatures acoustiques $V(z)$ (a) et leur spectre de FFT correspondant (b) en champ noir pour eau /silicium.

Ce phénomène est mieux illustré par les figures (3-17b) et (3-18b), il est clair que la raie principale du pic permettant la détermination du mode longitudinale glisse vers les grandes vitesses. Ce glissement qui devient plus important lorsque θ' se rapproche de θ_L est mieux représenté par la figure (3-19) (n, p, l, s). L'utilisation de la seconde méthode, basée principalement sur les phénomènes de réflexion près de l'angle critique longitudinal, nous permet de déduire le glissement de V_L' par rapport à la valeur réelle correspondante à un cache de rayon nul autrement dit un $\theta' = 0^\circ$. Les résultats obtenus sont regroupés dans la figure (3-19) (—). L'allure générale de l'évolution des courbes $V_L' = f(\theta')$ pour les matériaux utilisés est pratiquement identique et peut être divisée en deux régions : (i) une variation initiale assez lente, (ii) suivie d'une augmentation brusque dont le seuil est caractéristique du matériau. Notons que ce seuil apparaît lorsque l'angle occulté s'approche de l'angle critique d'excitation du mode longitudinal, $\theta_s = \theta_L - \beta_L$ où θ_s est l'angle seuil d'apparition de l'augmentation et β_L est un angle en degré qui varie entre $0,5$ et 4° .

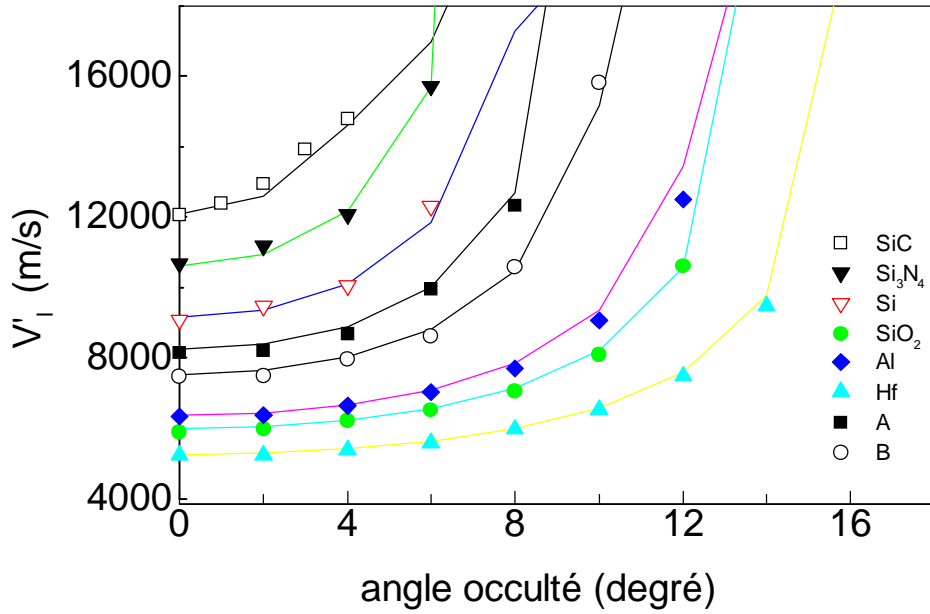


Figure 3-19 : Variation de la vitesse longitudinale en champ noir : (—) méthode analytique et (—) méthode spectrale

La figure (3-20) montre la variation de la vitesse longitudinale en fonction de l'angle d'occultation limite θ_L - β_L pour différents matériaux. On constate que β_L est faible ($0,5 \leq \beta_L \leq 1$) pour les matériaux lents et devient plus important ($2 \leq \beta_L \leq 4$) pour les matériaux rapides [19].

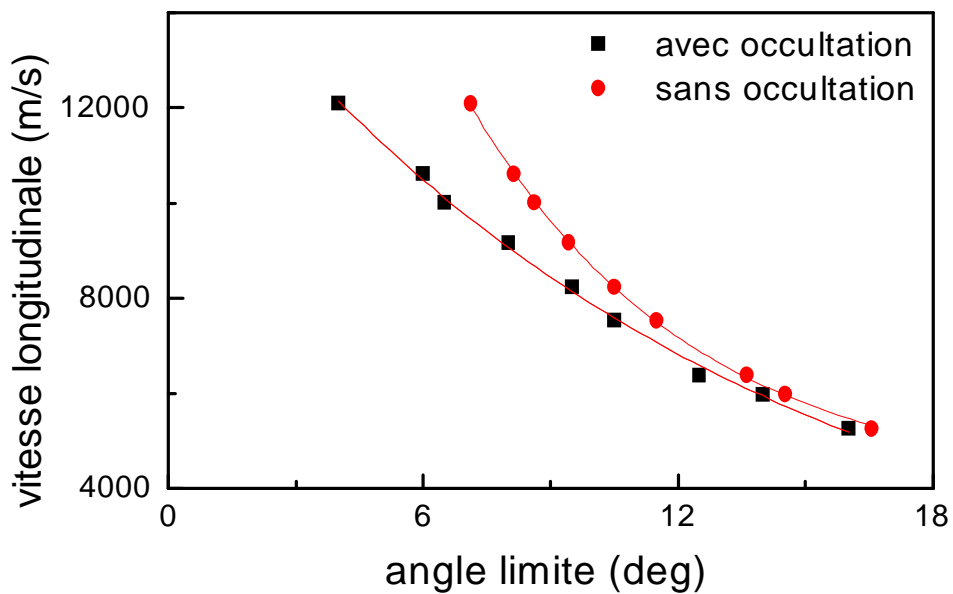


Figure 3-20 : Variation de la vitesse longitudinale en fonction de : (■) l'angle d'excitation critique longitudinal, (●) l'angle d'occultation limite

3-5-3 VITESSE TRANSVERSALE

Expérimentalement, dans les conditions normales d'utilisation du SAM seule la vitesse de Rayleigh et celle du mode longitudinal peuvent être déterminé à partir des courbes de $V(z)$. Ces deux valeurs nous permettent de calculer la vitesse du mode transversal à partir de la relation (1-5). Cependant, il a été établi [2] que l'utilisation des liquides lourds améliore la détection de ce mode. Ainsi, dans ce travail théorique, nous avons choisi pour chaque matériau, un liquide de couplage dense afin de pouvoir déterminer la vitesse transversale [20] et par suite le glissement apparent de V_T en fonction de l'angle d'occultation pour plusieurs matériaux. Les résultats obtenus sont regroupés dans la figure (3-21). On constate que quelque soit la nature de l'échantillon, les courbes $V'_T = f(\theta')$ suivent le même comportement : (i) une variation initiale assez lente et (ii) une augmentation brusque qui apparaît lorsque θ' s'approche de l'angle critique d'excitation du mode transversal

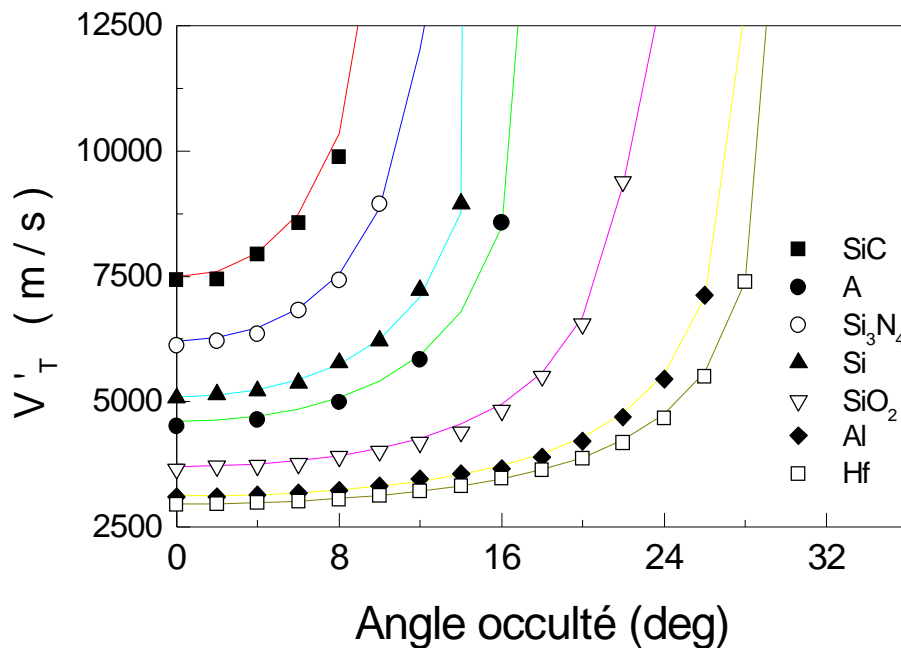


Figure 3-21 : Variation de la vitesse transversale dans un champ noir : (—) méthode

La figure (3-22) représente les variations de la vitesse transversale en fonction de l'angle $\theta_T - \beta_T$. Cela nous permet de calculer la valeur de l'angle β_T que nous trouvons situé entre 3° et 4° pour les matériaux rapides et entre 1° et 2° pour les matériaux lents.

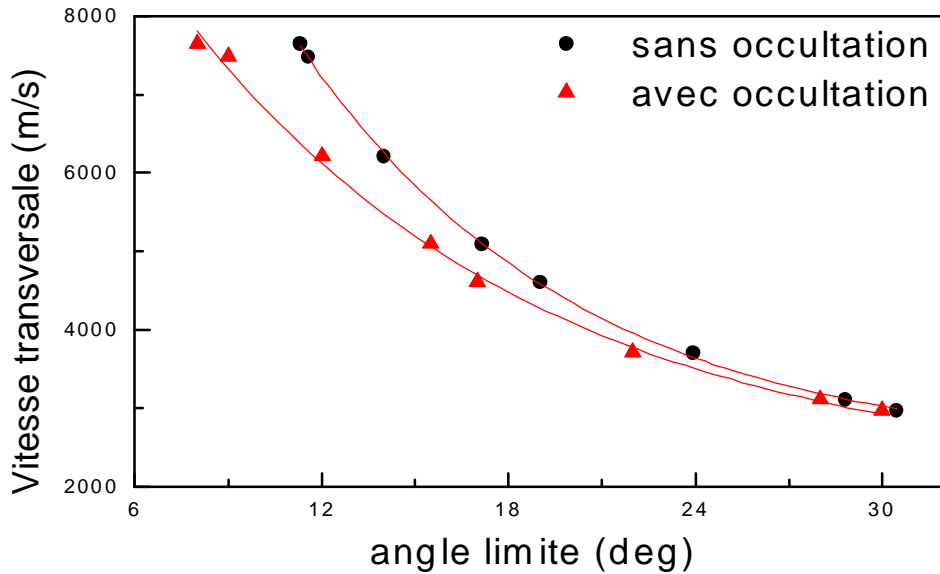


Figure 3-22 : Variation de la vitesse transversale en fonction de : (●) l'angle d'excitation critique transversal, (▲) l'angle d'occultation limite

3-6 INFLUENCE DE L'INTENSITE DU CHAMP NOIR SUR LES

CONSTANTES ELASTIQUES

La méthode de la signature acoustique des matériaux $V(z)$, décrite précédemment, permet de mesurer les vitesses des ultrasons à partir desquelles les paramètres mécaniques tels que le module d'Young et le coefficient de Poisson peuvent être calculés en utilisant les relations déduites de la théorie de l'élasticité linéaire. Ainsi, dans un solide homogène et isotrope, de densité ρ , les vitesses des ondes longitudinales, V_L et transversales V_T , sont reliées aux modules élastiques (module de Young, E et de cisaillement, G) par les relations (1-30) et (1-31) qui montrent clairement que les modules de Young et celui de cisaillement sont reliés aux vitesses de propagation des ondes transversale et longitudinale. Par conséquent, toute variation de ces vitesses entraîne obligatoirement des changements dans les valeurs des constantes élastiques [21].

Nous allons tenter, pour la première fois, d'évaluer l'influence du glissement apparent des vitesses de propagation V_T et V_L , causé par la suppression du paquet d'onde central sur le module de Young, E et celui de cisaillement, G . Nous avons donc utilisé les valeurs de la vitesse longitudinale et la vitesse transversale obtenues pour différentes occultations et pour les mêmes matériaux. Ces résultats ont montré que le glissement apparent de V_T est similaire à celui de V_L .

La figure (3-23) représente l'évolution du coefficient de cisaillement, G en fonction de θ' déduite du glissement apparent de la vitesse V_T et calculée aussi bien par la méthode analytique (—) que par la méthode spectrale (n, p, l, s). L'allure générale du glissement apparent de G possède un comportement comparable à celui des vitesses transversale et longitudinale, avec un seuil de croissance rapide qui apparaît lorsque l'angle occulté s'approche de l'angle critique d'excitation du mode transversal.

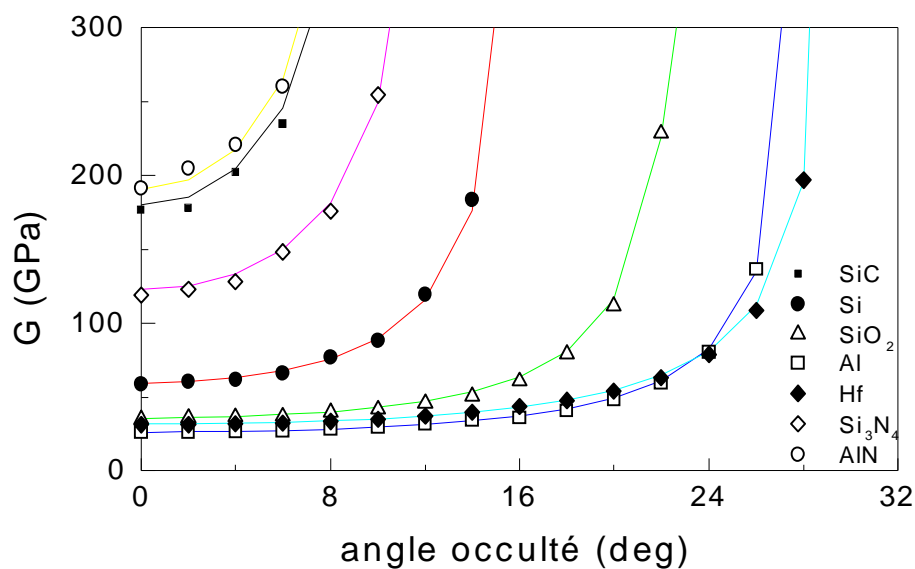


Figure 3-23 : Variation du module de cisaillement en fonction de l'angle occulté :

(—) méthode analytique et (n, p, l, s) méthode spectrale

La figure (3-24) décrit les variations apparentes du module de Young en fonction de l'angle occulté pour les mêmes matériaux et par les deux méthodes différentes. Nous retrouvons pratiquement le même

comportement que pour le module de cisaillement à la différence que la valeur limite du module apparent est conditionnée par la valeur critique d'excitation du mode longitudinal.

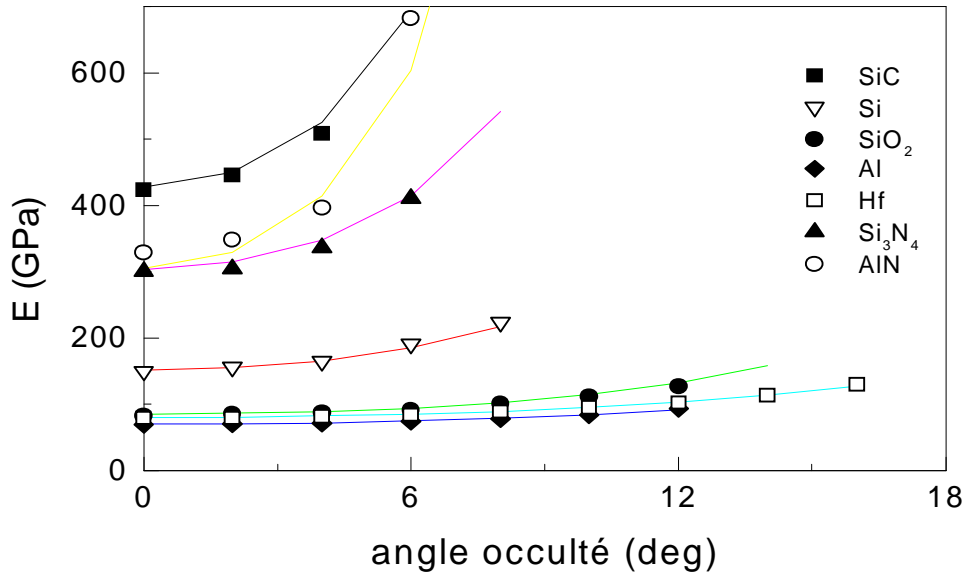


Figure 3-24 : Variation du module de Young en fonction de l'angle occulté :

3-7 CONCLUSION

Dans cette investigation quantitative, en champ noir, nous avons constaté que la diminution de la distribution de l'énergie au niveau du transducteur influence fortement aussi bien l'amplitude des signatures acoustiques que leur périodes qui tendent vers des valeurs infinies lorsque l'occultation atteint un seuil, θ'_{max} . Cet angle seuil ainsi que l'écart β entre, θ'_{max} , et l'angle critique d'excitation du mode de Rayleigh, θ_R , dépendent des caractéristiques du matériau considéré. Ils sont d'autant plus faibles que le matériau est rapide. Le calcul de la période nous a permis de constater que la période apparente est environ quatre fois plus importante que la période réelle, quel que soit le type du matériau considéré. Par contre, l'erreur relative sur la vitesse apparente, pour un angle occulté donné, est d'autant plus importante que le matériau est rapide.

La détermination des constantes élastiques a été effectuée à partir des valeurs des vitesses longitudinale et transversale. Notons que la variation du module de cisaillement, G présente la même allure que celle des vitesses, en fonction de l'angle occulté, puisqu'elle dépend directement de la valeur de la vitesse transversale. Par contre la variation du module de Young, E est fonction de V_T et V_L . Par conséquent le

comportement de E en fonction de l'angle occulté est conditionné par la suppression du mode longitudinale.

Chapitre 4

INVESTIGATION DE L'ATTENUATION DE L'ONDE DE RAYLEIGH VIA DES LENTILLES ANNULAIRES

L'atténuation permet d'évaluer des informations importantes sur les propriétés acoustiques de l'échantillon. Suivant les propriétés mécaniques et la structure du matériau, les ondes rasantes créées par le faisceau d'onde incident émis par le capteur vont être différemment atténuées lors de leur propagation à la surface de l'échantillon. En effet, ces ondes vont perdre de leur énergie par des phénomènes d'absorption, de diffusion induits par la présence de dislocations, de micro-fissures, de joints de grains, etc. L'atténuation mesurée à partir de la signature acoustique reflètera à la fois l'efficacité de réémission des ondes dans le liquide de couplage et l'atténuation de l'onde à la surface du matériau. Par conséquent, la technique de la microscopie acoustique à balayage [1-3] basée sur l'émission et la réflexion des ondes acoustiques est un outil très utilisé et reste prometteur dans les investigations de l'atténuation. En effet plusieurs méthodes ont été proposées pour mesurer le coefficient d'atténuation [4-7] via la détermination du signal de sortie $V(z)$ reçu par le transducteur en fonction de la défocalisation z de l'échantillon. On note que la technique de blocage de l'énergie centrale a été appliquée avec succès dans l'imagerie de l'onde acoustique transversale [8,9].

Dans ce chapitre, après une description de la méthodologie appliquée, nous donnerons les étapes de calcul de l'expression du facteur d'atténuation de l'onde de Rayleigh. La méthode a été ensuite appliquée à

plusieurs matériaux possédant différents paramètres élastiques. Enfin aussi bien l'influence de la vitesse de Rayleigh des matériaux que celle de la fréquence de travail sur l'absorption ont été étudiées et quantifiées. Nous déterminons l'atténuation de l'onde de Rayleigh à partir de la décroissance exponentielle des courbes d'interférence de $V(z)$ obtenues en utilisant des lentilles annulaires. Nous étudions la variation de l'atténuation d'un matériau à un autre en fonction de la fréquence.

4-1 ATTENUATION DES ONDES DE SURFACE

Les ondes ultrasonores, concentrées sous forme de faisceaux vont interagir avec la matière qu'elles traversent il se produit plusieurs phénomènes qui aboutissent à leur atténuation : (i) une absorption dans les milieux et (ii) des réflexions, réfractions et diffusions aux changements de milieux. Cette atténuation se présente lorsqu'une onde perd une partie de son énergie au cours de sa propagation à travers un fluide ou un milieu solide. Elle est plus ou moins importante selon les propriétés élastiques des matériaux, la structure considérée et les caractéristiques et le mode de fonctionnement du système lentille-transducteur. Ainsi, les ondes acoustiques qui se propagent à la surface d'un milieu semi-infini s'atténuent à cause de l'amortissement par la microstructure, les dislocations, les défauts, les contraintes résiduelles ainsi qu'à la diffusion due aux joints de grains ou au dépoli de la surface.

Les pertes en amplitude d'un faisceau d'onde de surface peuvent également avoir lieu selon la conception des parties composant le SAM et la fréquence du signal d'entrée. Par exemple, une lentille peu ouverte récupère moins d'énergie qu'une autre à large angle d'ouverture [10, 11]. Généralement, les matériaux polycristallins ont une plus forte atténuation, pour une fréquence donnée, que les monocristaux similaires. En plus, l'atténuation est plus prononcée pour les matériaux rapides que dans les matériaux à faible vitesse de propagation des ondes acoustiques [4]. Enfin pour le corps humain, l'énergie du faisceau ultrasonore s'épuise rapidement dans les milieux traversés et ce d'autant plus qu'ils sont hétérogènes.

4-1-1 ABSORPTION

Cette absorption est liée essentiellement à des mécanismes de conduction thermique et de viscosité qui sont étroitement dépendant de la fréquence : les fréquences élevées provoquent de très nombreuses vibrations qui favorisent le transfert d'énergie. Dans ce cas, le coefficient d'absorption α_a croît linéairement avec la fréquence ultrasonore :

$$\alpha_a = A f \quad (4-1)$$

où A est une constante de proportionnalité propre au matériau et f est la fréquence de vibration. Ainsi quand la fréquence augmente, l'absorption croît : pour explorer des régions profondes telles que l'abdomen, il est nécessaire d'utiliser des fréquences basses (3,5 MHz). Notons que l'absorption est prédominante dans les matières plastiques et synthétique telle que la résine.

4-1-2 DIFFUSION

La dissipation de l'énergie sous forme de rayonnement dans toutes les directions de l'espace est dite diffusion. En fonction du rapport longueur d'onde taille de l'interface et donc de la structure, il est possible de définir trois types de diffusion :

- Interface >> longueur d'onde : rétro-diffusion
- Interface = longueur d'onde : diffusion antégrade
- Interface << longueur d'onde : diffusion multidirectionnelle.

Par conséquent, cette diffusion est d'autant plus importante que les hétérogénéités sont grandes à comparer à la longueur d'onde. C'est-à-dire que la diffusion augmente lorsque la fréquence augmente [12] ou que par exemple la grosseur des grains augmente. Comme matériaux peu diffusant, on peut citer l'aluminium, tandis que, les aciers moulés très alliés sont des matériaux fortement diffusants. Afin de caractériser la diffusion, dans un milieu poly cristallin, par son coefficient de diffusion α_d , il faut définir plusieurs domaines selon la valeur du diamètre moyen D des grains. Or, compte tenu des fréquences utilisées, ce diamètre est généralement inférieur à la longueur d'onde. Donc, pour le domaine le plus fréquent qui est celui de Rayleigh ($D < \lambda/2$) on a :

$$\alpha_d = B.D.f^4 \quad (4-2)$$

où B est une constante qui dépend des caractéristiques mécaniques du matériau et de son anisotropie.

4-2 DIFFERENTES METHODES DE CALCUL DE L'ATTENUATION

L'atténuation des ondes de surface dans un milieu semi-infini a reçu une attention particulière pendant plusieurs années E. Salzman, 1968 [13], M. de Billy, 1987 [14], D. Zhang, 1993 [8], K.Yamanouchi, 1998 [15], Ping He, 2001 [16]. Les méthodes proposées pour la détermination de l'atténuation des ondes de Rayleigh utilisant les courbes de la signature acoustique V(z) [10] obtenus lors d'un rapprochement

progressif du capteur vers l'échantillon, le long de l'axe z, perpendiculaire à sa surface, peuvent être regroupées en deux types.

4-2-1 MESURE DIRECTE DE L'ATTENUATION

Ces méthodes permettent la détermination du coefficient d'atténuation à partir de la mesure directe de la signature acoustique, $V(z)$, des matériaux via un SAM fonctionnant dans les conditions normales [4-6]. Par conséquent, elles sont simples et ne font intervenir que la décroissance de l'amplitude du signal de sortie $V(z)$ avec différents oscillations. Cependant, elles présentent des ambiguïtés et certaines difficultés qui affectent fortement la précision.

Notons que $V(z)$ est une fonction du coefficient de réflexion $R(\theta)$ et les ondes acoustiques de surface sont d'une importance considérable dans $R(\theta)$ qui représente les propriétés acoustiques des matériaux solides à l'interface eau/solide. Kushibiki [17] établit donc une forme complexe du coefficient de réflexion dont la solution est une fonction du nombre d'onde des ondes de fuite de surface qui s'écrit:

$$k_{\text{lsaw}} = 2\pi f / v_{\text{lsaw}}(1 + j\alpha_N) \quad (4-3)$$

où v_{lsaw} représente la vitesse de phase et α_N est le facteur d'atténuation normalisé des ondes de fuite de surface. On étudie donc pour une même vitesse, à une fréquence de 216,5 MHz, l'effet de l'atténuation sur le $V(z)$. On constate que pour α_N compris entre 10^{-2} et 2×10^{-2} , la forme de $V(z)$ n'est pas affectée et les maxima et les minima sont bien marqués. Si α_N diminue beaucoup par rapport à ces valeurs, il y a écrasement des minima et des maxima. Au contraire, lorsque α_N augmente, l'amplitude des premières oscillations augmente par contre leur nombre diminue car les pics s'atténuent très rapidement. Ainsi, Yamanaka [5] propose une méthode plus exacte qui consiste à introduire un coefficient d'atténuation dans l'expression de $V(z)$ théorique dans le but de faire la comparaison avec les signatures mesurées expérimentalement. Seulement, une telle méthode nécessite les caractéristiques précises de l'échantillon et du SAM. De plus, il a été constaté que le temps de calcul était trop long.

4-2-2 MESURES UTILISANT LES LENTILLES ANNULAIRES

I. R. Smith et H. K. Wickramasinghe [7] constatent que l'utilisation de corps absorbant annulaires modifie l'allure de la signature acoustique. Dans ce cas, le chemin suivi par les ondes de surface croît lorsque la distance de défocalisation z décroît (fig. 4-1) et par conséquent l'absorption de ces ondes est importante. Par contre, lorsque z croît, l'absorption dans le liquide de couplage diminue.

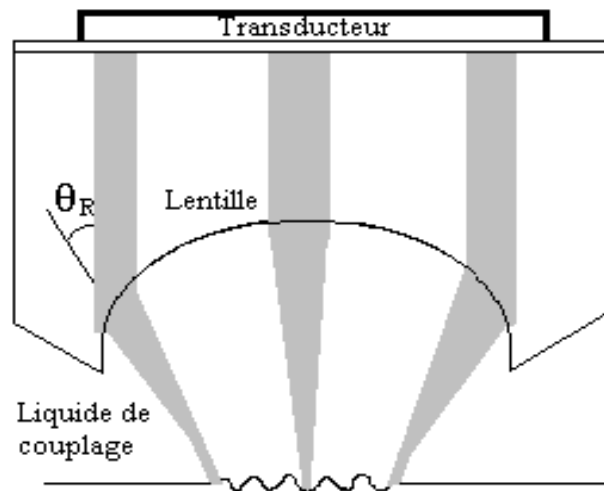


Figure 4-1 : Chemin des rayons dans un SAM en réflexion [7]

Cette technique expérimentale a permis la détermination de l'atténuation, α , de l'onde de Rayleigh à partir des signatures acoustiques sans occultations représentées en décibels afin d'exploiter la linéarité des courbes pour l'évaluation de α à partir de la pente. Cependant, ces courbes ne sont pas toujours linéaires et la technique reste non précise pour l'application aux matériaux non isotropes. Par contre, il est à noter que les lentilles annulaires ont été utilisées avec succès dans l'imagerie via les ondes transversales [8,9].

4-3 METHODOLOGIE

La méthodologie consiste à calculer et analyser les courbes de $V(z)$ obtenues en utilisant un microscope acoustique à réflexion (SAM) avec des lentilles annulaires (voir chapitre 3). Dans cette partie, nous nous intéressons aux courbes dont la décroissance est maximale, c'est-à-dire celles qui ne présentent pas d'oscillations. Ces courbes sont le résultat d'une occultation maximale ou limite obtenue à l'angle $\theta'_{\max} = \theta_R - \beta$ avec θ_R est l'angle d'excitation critique du mode de Rayleigh et β un angle caractéristique de chaque matériau déterminé dans le chapitre précédent.

La figure (4-2) présente les courbes de $V(z)$ du verre, de l'aluminium et du SiC dans les deux cas : en absence d'occultation (—) et à l'occultation maximale (- - -). Les simulations ont été faites dans les conditions normales de fonctionnement de SAM : une fréquence de travail de 142 MHz, un demi angle d'ouverture de la lentille de 50° et l'eau comme liquide de couplage. Il est clair que l'atténuation se

traduit par une décroissance simple du type exponentielle décrivant la diminution en amplitude dans les matériaux [18].

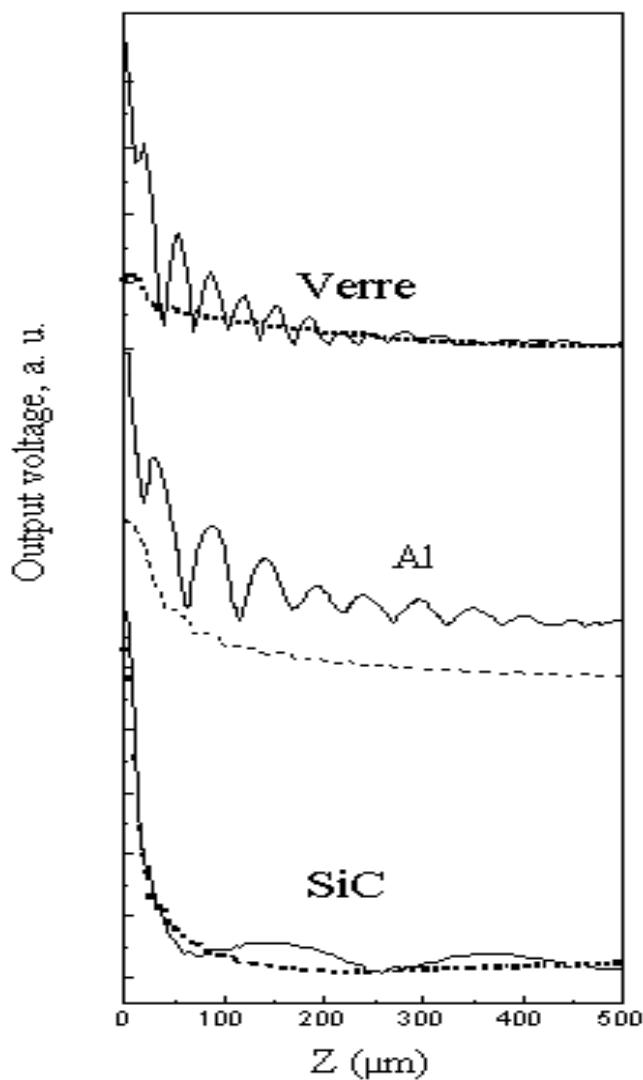


Figure 4-2 : Signatures acoustiques en fonction de la distance de défocalisation sans occultation (—) et à occultation limite (- - -).

Pour une étude profonde sur l'atténuation de l'onde de Rayleigh, en plus des matériaux cités dans le chapitre 3, nous avons rajouté le quartz et le duraluminium dont les caractéristiques sont résumées dans le tableau 4.1.

Matériau	ρ (kg.m ⁻³)	V_L (ms ⁻¹)	V_T (ms ⁻¹)	V_R (ms ⁻¹)
Duraluminium	2795	6398	3122	2916
quartz	2200	5970	3765	3410

Tableau 4.1 : propriétés élastiques des matériaux [2]

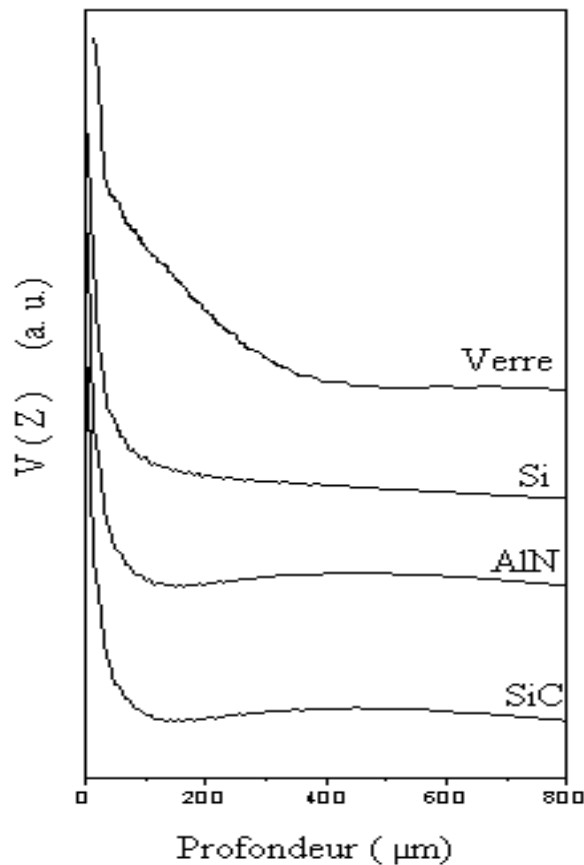
A l'angle occulté limite, le phénomène d'interférence disparaît et l'amplitude des oscillations des signatures acoustiques tend vers une décroissance exponentielle. L'expression du signal acoustique incluant les effets d'absorption peut être écrit comme :

$$V(z) = V_0 e^{-\alpha z} \quad (4-4)$$

où V_0 représente le signal en absence de défocalisation ($z = 0 \mu\text{m}$) et α est l'atténuation totale de l'onde de Rayleigh.

La figure (4-3) montre l'allure de la signature acoustique, $V(z)$, en fonction de la profondeur à l'occultation limite pour les structures SiC, AlN, Si et le heavy flint (verre) aux angles d'occultation, θ'_{max} , respectifs = 12.66° , 12° , 16.5° , 29° . De plus, on constate qu'après une décroissance exponentielle, chaque signature subit une saturation à une profondeur caractéristique de chaque matériau. Notons que la valeur de cette profondeur joue un rôle très important dans la détermination de l'atténuation totale.

Pour sa détermination, nous avons utilisé une méthode d'optimisation permettant l'ajustage de la courbe $V(z)$ par une fonction mathématique appropriée.



4-4 OP **Figure 4-3** : Allure de la courbe de la signature acoustique à l'occultation limite

Pour une meilleure évaluation de l'atténuation ainsi que pour une optimisation de la valeur de la profondeur, nous avons représenté dans la figure (4-4) les signatures acoustiques en décibel en fonction de la distance de défocalisation. On constate que d'une manière générale d'une part toutes les courbes convergent à une profondeur de 350 μm et d'autre part qu'elles présentent une décroissance linéaire. Notons que cette linéarité disparaît au fur et à mesure que le matériau est rapide.

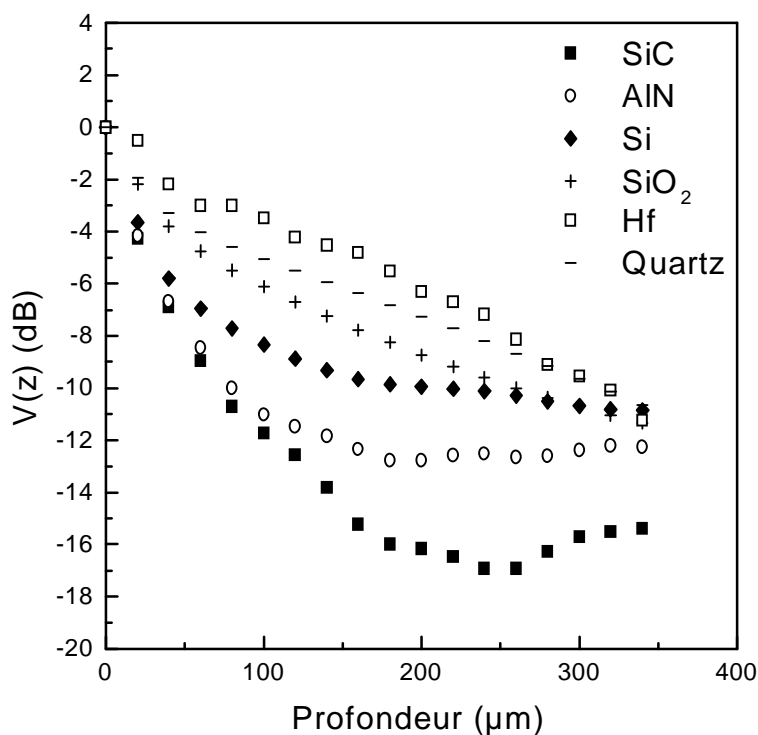


Figure 4-4 : Signatures acoustiques en fonction de la profondeur à l'occultation limite

Nous avons donc calculé cette dernière sur une profondeur allant jusqu'à 750 μm (fig. 4-5) On constate que quelque soit le type du matériau, la courbe présente deux régions : i) une décroissance exponentielle allant jusqu'à une profondeur de 400 μm et ii) une saturation marquant une atténuation totale. Il est pratiquement impossible d'avoir un signal au-delà de cette profondeur. Par conséquent nous avons opté pour la profondeur de 400 μm dans le calcul de l'atténuation pour tous les autres matériaux.

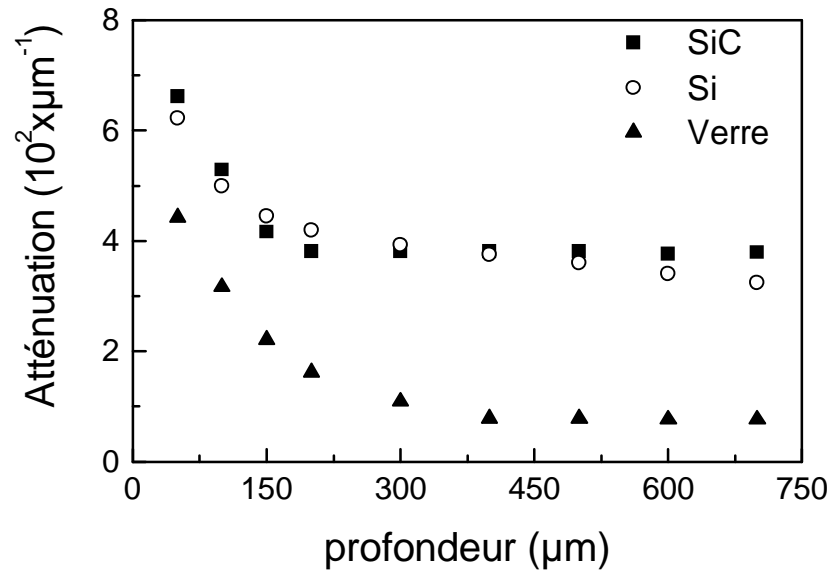


Figure 4-5 : variation de l'atténuation α en fonction de la profondeur

4-5 DERIVATION DE LA RELATION D'ATTENUATION

L'allure oscillatoire de la signature acoustique résulte de l'interférence de plusieurs types d'ondes mais en réalité seul, le mode le plus important [19] domine. Par conséquent dans la théorie du modèle des rayons acoustiques proposé et représenté par Bertoni et son équipe [20] dans le cas du microscope acoustique à balayage en mode de réflexion focalisé sur une structure plane (fig 4-6), l'oscillation dans le $V(z)$ résulte de l'interférence entre deux ondes : une onde de volume (rayon I) émise et réfléchié suivant la normale de la lentille et une onde de surface (Rayleigh, rayon II) générée à un angle critique θ_R et réémise dans le liquide et seul l'onde symétrique par rapport à la normale sera reçue par le transducteur. Ce dernier fait la sommation de toutes les ondes récupérées. Dans ce modèle, on ne s'intéresse pas à l'amplitude du signal $V(z)$ mais plutôt à la détermination de la période entre deux maxima ou minima successifs dans la signature, en se basant sur le changement de la différence de phase entre les différents rayons.

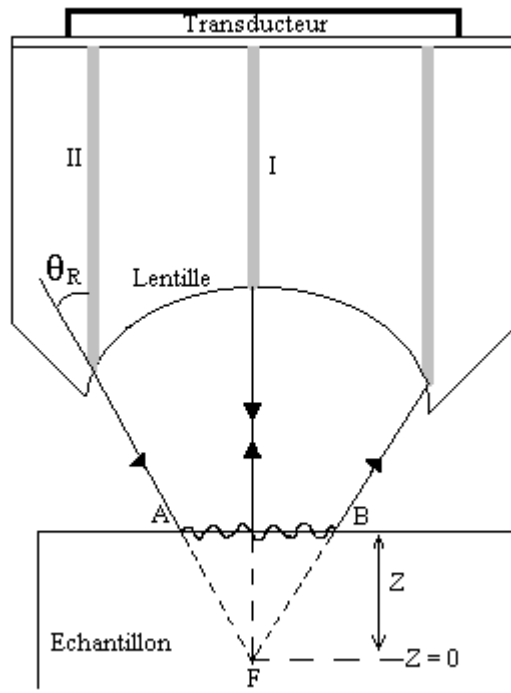


Figure 4-6 : Schéma des trajets acoustiques, réfléchis par une surface plane, dans un microscope acoustique à balayage

A la focale, lorsque $z = 0$, les deux rayons I d'incidence normale et II d'incidence θ_R arrivent en phase sur le transducteur. Par contre lorsque l'objet n'est plus à la focale, mais rapproché de la lentille, les chemins sont réduits dans le liquide de $2z$ et $2AF$ respectivement pour l'onde axiale et l'onde de surface (fig. 4-6). L'onde de surface parcourt en plus le chemin AB dans l'échantillon.

Avec :

$$AF = z / \cos\theta_R \quad (4-5)$$

$$AB = 2 z \operatorname{tg}\theta_R \quad (4-6)$$

Par conséquent l'atténuation de l'onde axiale sera diminuée dans le liquide par $2\alpha_{liq}$, elle s'écrit donc :

$$\alpha_I = \alpha_0 - 2 \alpha_{liq} \quad (4-7)$$

où α_0 représente l'atténuation en absence de défocalisation et α_{liq} est l'atténuation dans le liquide de couplage qui peut être déterminée à 20°C [16] par $\alpha_{liq}/f^2 = 25.3 \times 10^{-17} \text{ s}^2 \text{ cm}^{-1}$

Par contre l'atténuation de l'onde de surface représentée par le rayon II sera augmentée dans l'échantillon de $2\text{tg}\theta_R$ et diminuée dans le liquide de $2/\cos\theta_R$. Elle s'écrit donc :

$$\alpha = 2\alpha_R \text{tg } \theta_R - 2\alpha_{\text{liq}} / \cos\theta_R \quad (4-8)$$

où α_R est l'atténuation de l'onde de Rayleigh.

Dans notre travail, l'onde axiale est absente, on ne considère donc que l'atténuation de l'onde de surface donnée par la formule (4-8). L'atténuation de l'onde de Rayleigh prend donc la forme suivante :

$$\alpha_R = \alpha / 2 \text{tg } \theta_R + \alpha_{\text{liq}} / \sin\theta_R \quad (4-9)$$

Généralement, dans la présentation des résultats, on utilise l'atténuation normalisée [6, 19, 21] ; paramètre qui facilite la comparaison des résultats. Elle est donnée par :

$$\alpha_N = \alpha_R \lambda_R / 2 \pi = \alpha_R V_R / 2\pi f \quad (4-10)$$

où λ_R est la longueur d'onde de l'onde de Rayleigh dans le matériau.

A partir du fitting de la courbe représentant l'atténuation complète de l'aluminium de la figure (4-2), on peut facilement calculer la décroissance exponentielle, on trouve $\alpha = 1,138 \times 10^{-2} \mu\text{m}^{-1}$.

Ensuite, en utilisant les équations (4-9) et (4-10), on peut déterminer $\alpha_R = 1.0396 \times 10^{-2} \mu\text{m}^{-1}$ et $\alpha_N = 0.0337$; cette valeur normalisée est en bon accord avec celle publiée [22] pour l'aluminium ($\alpha_N = 0.034$).

4-6 INFLUENCE DE LA VITESSE DE RAYLEIGH SUR L'ATTENUATION

Dans le but d'élargir nos investigations sur le phénomène de l'atténuation, nous avons appliqué la méthode proposée ci-dessus à plusieurs matériaux (Be, Al, SiO₂, Si, Si₃N₄, AlN, SiC, quartz, duraluminium, heavy flint) caractérisés par des vitesses SAW distinctes. Dans le tableau (4-2) nous avons

regroupé quelques résultats concernant les matériaux rapides comme le SiC et les matériaux moyens Si, le quartz, Al et le verre. On note que le coefficient d'atténuation déterminé diffère d'un matériau à un autre.

Matériau	V_R (m/s)	α ($10^2 \mu\text{m}^{-1}$)	α_R ($10^2 \mu\text{m}^{-1}$)	α_N
SiC	6841	3.808	8.704	0.67
Si	4712	3.749	5.742	0.303
Quartz	3410	1.230	1.376	0.053
Al	2899	1.138	1.039	0.034
Heavy flint	2731	0.791	0.695	0.213

Tableau 4-2 : Valeurs des atténuations exponentielle, de l'onde de Rayleigh et normalisée.

Les résultats obtenus sont représentés sur la figure (4-7), en terme de l'atténuation exponentielle, α , en fonction de la vitesse de Rayleigh. On constate que pour les matériaux moyens caractérisés par des vitesses inférieures à 5000 m/s, au fur et à mesure que la vitesse augmente, l'atténuation α , suit une augmentation linéaire. Par contre, pour les matériaux rapides (vitesses supérieures à 6000 m/s) la valeur de α tend vers une saturation. De plus, nous pouvons déduire que l'atténuation est d'autant plus importante que le matériau est rapide.

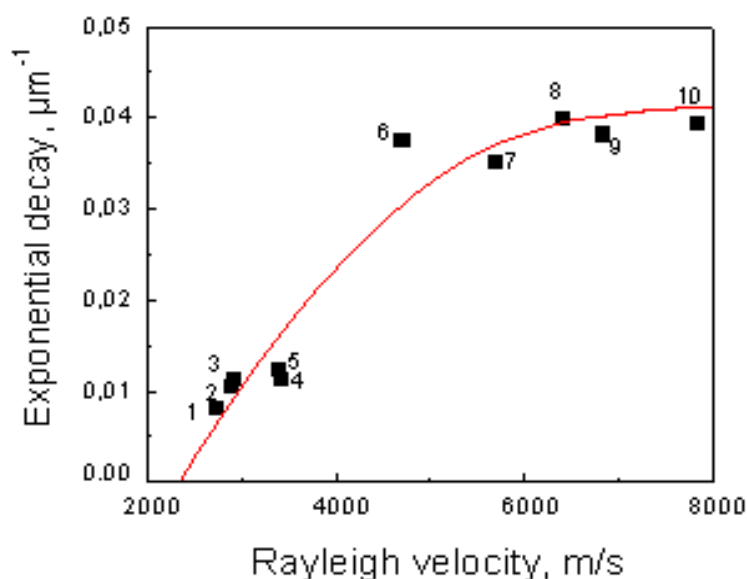


Figure 4-7 : Variation de l'atténuation exponentielle en fonction de la vitesse de Rayleigh
Hf (1), Al (2), Dr (3), quartz (4), SiO₂ (5), Si (6), Si₃N₄ (7), AlN (8), SiC (9), Be (10)

La figure (4-8) illustre bien les résultats typiques du coefficient d'atténuation α_R , déterminés à une fréquence de 142 MHz, en fonction de la vitesse de Rayleigh. Il est clair que lorsque V_R croît, α_R augmente sur toute la gamme des vitesses mesurées. On peut aussi noter que l'allure de la courbe représentant la variation de l'onde de Rayleigh est une droite décrite par la relation linéaire de la forme :

$$\alpha_R = 2 \times 10^{-5} V_R - 0.05 \quad (4-11)$$

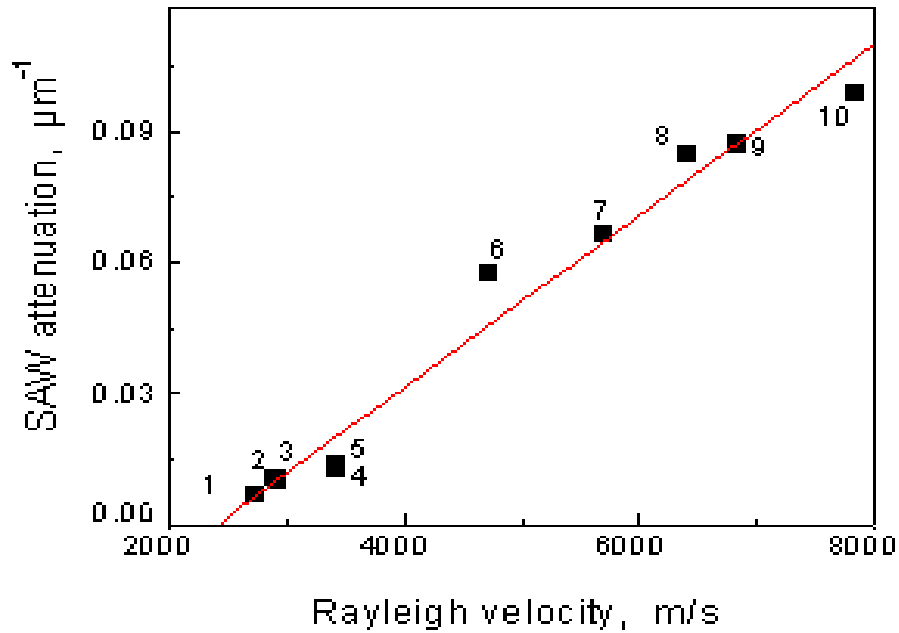


Figure 4-8 : Variation de l'atténuation de l'onde de Rayleigh en fonction de la vitesse coefficient
Hf (1), Al (2), Dr (3), quartz (4), SiO₂ (5), Si (6), Si₃N₄ (7), AlN (8), SiC (9), Be (10) décrite par

$$\alpha_N = 1.7 \times 10^{-4} V_R - 0.5 \quad (4-12)$$

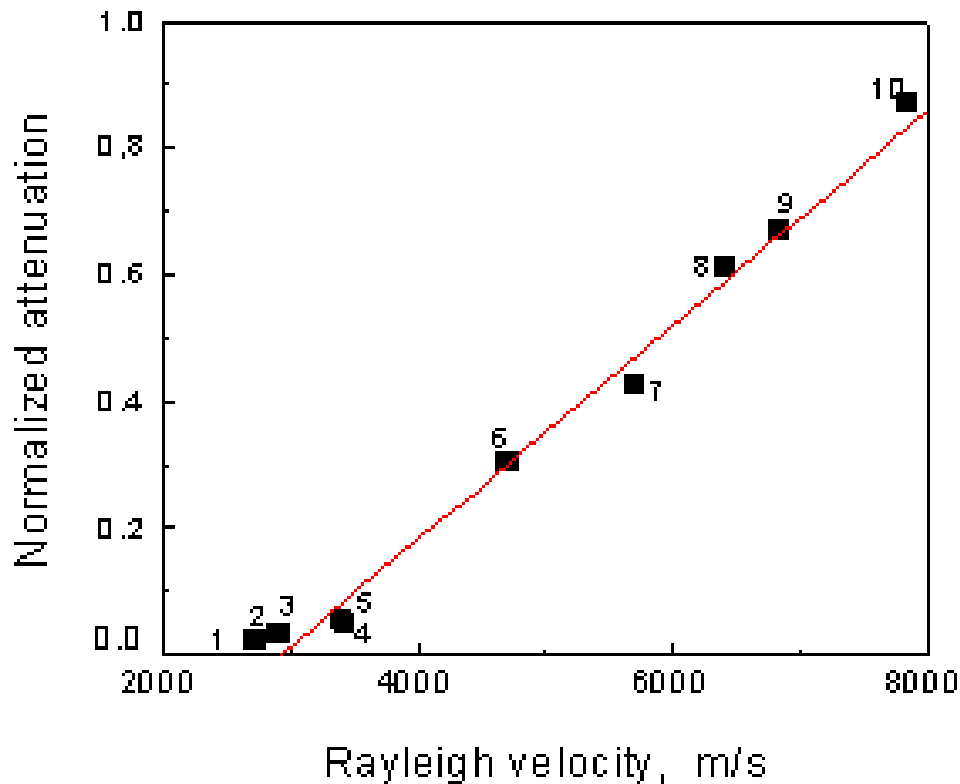


Figure 4-9 : Dépendance du coefficient d'atténuation normalisé - vitesse de Rayleigh
Hf (1), Al (2), Dr (3), quartz (4), SiO₂ (5), Si (6), Si₃N₄ (7), AlN (8), SiC (9), Be (10)

Ce comportement peut être attribué aux divergences dans les propriétés élastiques caractérisant différents matériaux aussi bien pour des mécanismes d'absorption moléculaire dans les matériaux que pour une déformation dynamique. L'atténuation doit vraisemblablement être due à des pertes intrinsèques matérielles, provenant de la diffusion due à la texture, à l'absorption intrinsèque typique de matériaux massifs ou de facteurs structuraux [18, 19, 23]. Ces facteurs tels que la rugosité de la surface, la structure matérielle des grains, des pores, la taille de diffusion des grains, la diffusion aux limites aussi bien que la perte de diffraction [20, 21] pourraient être responsables des divergences dans les valeurs d'atténuation pour différents matériaux et leurs dépendances linéaires. Ceci vaut la peine de noter que les variations linéaires entre les vitesses SAW, les fréquences et l'atténuation furent reportés [15, 16] pour d'autres matériaux à des fréquences de différentes gammes. Les raisons ne sont pas encore évidentes et demandent plus d'investigations.

4-7 INFLUENCE DE LA FREQUENCE SUR L'ATTENUATION

Il est bien établi qu'un signal électrique est converti par le capteur en un signal acoustique de même fréquence et que la résolution d'un microscope acoustique est d'autant plus meilleure que cette fréquence est élevée. Afin de quantifier l'influence de la fréquence de vibration du capteur sur l'absorption de l'onde de Rayleigh, α_R , dans les matériaux solides, nous avons calculé α_R pour SiC, Si₃N₄, Si et SiO₂ à des fréquences différentes et variables de 50 MHz jusqu'à 500 MHz. L'évolution de α_R en fonction de la fréquence est représenté sur la figure (4-10).

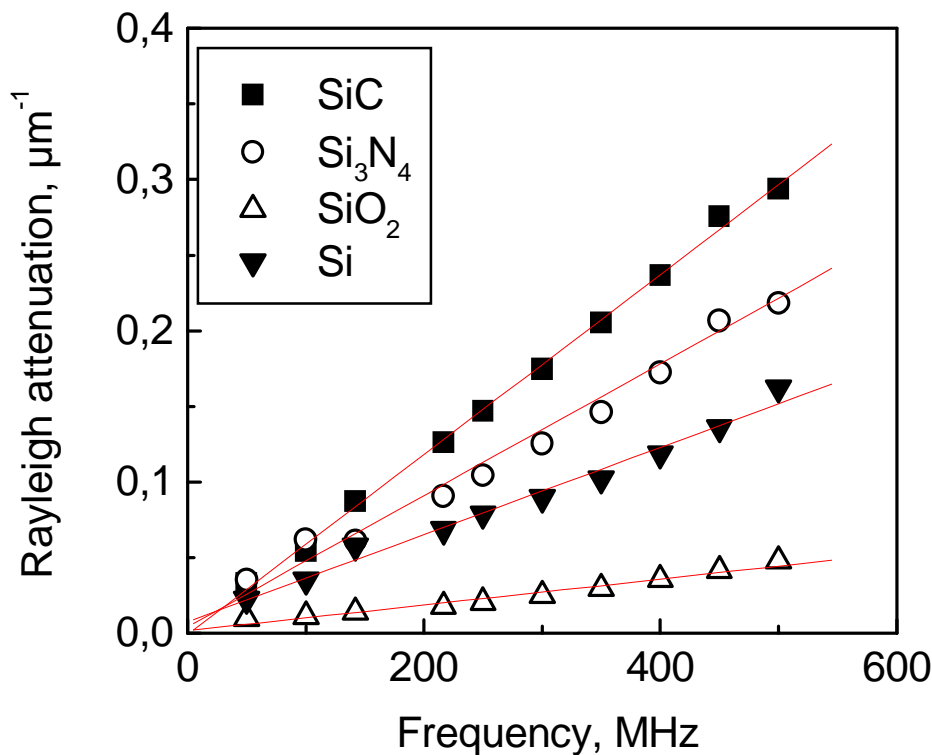


Figure 4-10 : Variation du coefficient d'atténuation du mode de Rayleigh en fonction de la fréquence

Les obs

- e également
- A une fréquence donnée, l'atténuation est d'autant plus importante que la vitesse de propagation de l'onde de Rayleigh dans le matériau est grande.
- L'évolution de l'atténuation en fonction de la fréquence est pratiquement linéaire présentant des pentes différentes selon les caractéristiques du matériau.

Pour surmonter les divergences de l'inclinaison observées ci-dessus, en d'autres termes, pour généraliser la dépendance de fréquence d'atténuation à tous les matériaux. Nous représentons sur la figure (4-11) les variations relatives de la pente $\Delta\alpha_R/\Delta f$ en fonction de V_R pour SiO₂, Si, Si₃N₄, AlN, SiC et Be.

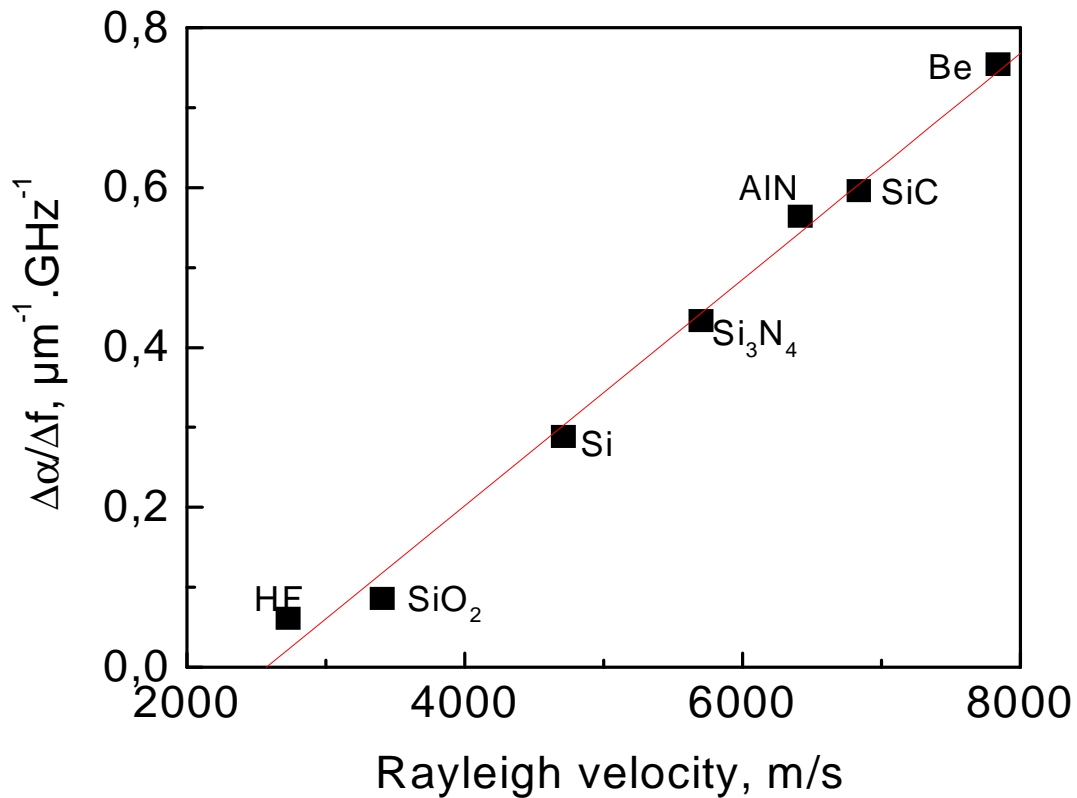


Figure 4-11 : Variation de la pente $\Delta\alpha/\Delta f$ en fonction de la vitesse de Rayleigh

On note que la pente est relativement faible pour les matériaux moyens et elle augmente au fur et à mesure que le matériau devient rapide. De plus, on peut clairement observer que toutes les valeurs obtenues sont alignées sur une même droite, en utilisant une méthode d'optimisation, on a pu démontrer que la pente relative obéit à la loi suivante :

$$\Delta\alpha/\Delta f = 1.35 \times 10^{-3} V_R - 3.39 \quad (4-13)$$

L'importance de cette formule utile se situe dans (i) son application pour plusieurs matériaux connaissant leur V_R et (ii) la prédiction de la relation entre fréquence, atténuation et vitesses de Rayleigh.

4-8 CONCLUSION

Les lentilles annulaires formées par la mise en place des stops absorbants de diamètres variants au centre de la lentille sphérique dans le SAM, sont utilisées pour étudier l'atténuation du mode de Rayleigh pour

plusieurs matériaux caractérisées par des vitesses de Rayleigh distinctes. Il a été démontré qu'à partir du calcul de la signature acoustique, $V(z)$, à l'angle central occulté limite, une disparition complète du comportement oscillatoire du $V(z)$. Ainsi, il est devenu possible de déterminer les coefficients d'atténuation à partir des courbes sans interférences. Il a été démontré que quand V_R croît de 2731 m/s à 7844 m/s, α_R évolue de $0,69 \cdot 10^{-2}$ à $9,87 \cdot 10^{-2} \mu\text{m}^{-1}$ et α_N augmente en même temps. De plus, l'utilisation d'une technique d'optimisation nous a permis d'établir les relations suivantes :

$$\alpha_R = 2 \times 10^{-5} V_R - 0.05 \quad \text{et} \quad \alpha_N = 1.7 \times 10^{-4} V_R - 0.5$$

L'influence de la fréquence sur les paramètres d'atténuation s'avère être aussi linéaire. Nous avons pu déduire une expression empirique $\Delta\alpha/\Delta f = 1.35 \times 10^{-3} V_R - 3.39$ qui peut être appliquée à plusieurs matériaux et prédire l'interdépendance entre différents paramètres. Les variations d'atténuation pourraient être attribuées à plusieurs phénomènes physiques caractérisant des matériaux différents. Cependant beaucoup plus d'investigations ou recherches sont requises pour aboutir à une meilleure compréhension des raisons réelles.

CONCLUSION GENERALE

Dans cette investigation quantitative, en champ noir, nous avons mené une étude théorique sur plusieurs matériaux (Be, SiC, AlN, Si, SiO₂,...) En utilisant l'eau comme liquide de couplage et différentes fréquences de travail variant de 50 MHz à 500 MHz, il a été constaté que la diminution de la distribution de l'énergie au niveau du transducteur influence fortement aussi bien l'amplitude des signatures acoustiques que leur périodes qui tendent vers des valeurs infinies lorsque l'occultation atteint un seuil, θ'_{\max} . Cet angle seuil ainsi que l'écart β entre, θ'_{\max} , et l'angle critique d'excitation du mode de Rayleigh, θ_R , dépendent des caractéristiques du matériau considéré. Ils sont d'autant plus faibles que le matériau est rapide.

Le calcul de la période nous a permis de constater que la période apparente est environ quatre fois plus importante que la période réelle, quel que soit le type du matériau considéré. Par contre, l'erreur relative

sur la vitesse apparente, pour un angle occulté donné, est d'autant plus importante que le matériau est rapide.

La détermination des constantes élastiques a été effectuée à partir des valeurs des vitesses longitudinale et transversale. Notons que la variation du module de cisaillement, G présente la même allure que celle des vitesses, en fonction de l'angle occulté, puisqu'elle dépend directement de la valeur de la vitesse transversale. Par contre la variation du module de Young, E est fonction de V_T et V_L . Par conséquent le comportement de E en fonction de l'angle occulté est conditionné par la suppression du mode longitudinale.

Les lentilles annulaires formées par la mise en place des stops absorbants de diamètres correspondant à l'angle seuil d'occultation sont utilisées pour étudier l'atténuation du mode de Rayleigh pour plusieurs matériaux caractérisées par des vitesses de Rayleigh distinctes. A partir du calcul de la signature acoustique, $V(z)$, caractérisée par une disparition complète du comportement oscillatoire du $V(z)$, il est devenu possible de déterminer les coefficients d'atténuation. Il a été démontré que lorsque V_R croît de 2731 m/s à 7844 m/s, l'atténuation de l'onde de Rayleigh évolue de $0,69 \cdot 10^{-2} \mu\text{m}^{-1}$ à $9,87 \cdot 10^{-2} \mu\text{m}^{-1}$. De même le coefficient normalisé, α_N , subit également une augmentation importante. L'utilisation d'une technique d'optimisation nous a permis d'établir les relations suivantes : $\alpha_R = 2 \times 10^{-5} V_R - 0.05$ et $\alpha_N = 1.7 \times 10^{-4} V_R - 0.5$

L'influence de la fréquence sur les paramètres d'atténuation s'avère être aussi linéaire. Nous avons pu déduire une expression empirique $\Delta\alpha/\Delta f = 1.35 \times 10^{-3} V_R - 3.39$ qui peut être appliquée à plusieurs matériaux et prédire l'interdépendance entre différents paramètres. Les variations d'atténuation pourraient être attribuées à plusieurs phénomènes physiques caractérisant des matériaux différents. Cependant beaucoup plus d'investigations ou recherches sont requises pour aboutir à une meilleure compréhension des raisons réelles.

REFERENCES

INTRODUCTION

- [1] C. F. Quate, Microwave, Acoustics, and Scanning Microscopy, in Scanned Image Microscopy, (Ed. E. A. Ash), Academic press London, (1980), p. 23
- [2] H. K. Wickramasinghe, Scanning Acoustic Microscopy, J. Microsc., **129**, 1, (1983), p.63
- [3] A. Briggs, Advances in Acoustic Microscopy, (Ed), New York, (1995)
- [4] E. Dieulesaint, D. Royer, Ondes Elastiques dans les Solides: Application au Traitement du Signal, Ed Masson et Cie, (1974)
- [5] B. A. Auld, Acoustic Fields and Waves, (Ed Joh Wiley), New York, (1973)
- [6] P. V. Zinin, Handbook of Elastic Properties of Solids, Liquids and Gases, **1**, (Ed. Levy, Bass and Stern), Academic Press, New York, (2001), p. 187
- [7] M. F. Ashby, R. H. Jones, Matériaux Propriétés et applications., Dunod, Paris, (1996)
- [8] R. Houwink, Elasticity Plasticity and structure of matter., Cambridge University Press, London, (1971)
- [9] Z. Hadjoub, Modélisation des Rayons Acoustiques pour les Structures Non-Planes et Etude des Caractéristiques des Modes de Surface. Microanalyse des Matériaux pour

Composants à Ondes de Surface et à Semi-conducteurs, Thèse de Doctorat d'Etat,
Université de Annaba, (1993)

- [10] R. D. Weglein, R. G. Wilson, Characteristic material signature by acoustic microscopy, *Electron. Lett.*, **14**, 12, (1978), p. 352
- [11] J. Kushibiki, N. Chubachi, E. Tejima, Quantitative Evaluation of Materials by Acoustic Microscopy, *Ultrason. Int.*, **89**, (1989), p. 736
- [12] C. G. R. Sheppard, T. Wilson, Effects of High Angles of Convergence on $V(z)$ in the Scanning Acoustic Microscopy, *Appl. Phys. Lett.*, **38**, (1981), p. 884
- [13] W. Parmon, and H. L. Bertoni, Ray Interpretation of the Material Signature in the Acoustic Microscope, *Electron. Lett.*, **15**, (1979), p. 884
- [14] R. A. Lemons, C. F. Quate, Acoustic Microscope- Scanning Version, *Appl. Phys. Lett.*, **24**, (1974), p. 163
- [15] A. Doghmane, G. Despau, Z. Hadjoub, J. M. Saurel, J. Attal, Influence of variable Lens Illumination on Materials signature in Acoustic Microscopy, *Electron. Lett.* (in Press), (1993)
- [16] D. Zhang, G. M. Grean, *Appl. Phys. Lett.*, Acoustic Shear Wave Imaging Using an Annular Lens, *Appl. Phys. Lett.*, **62**, (1993), p. 318
- [17] W. L. Bond, C. C. Culter, R. A. Lemons and C. F. Quate, Dark Field and Stereo Viewing with the Acoustic Microscope, *Appl. Phys. Lett.*, **27**, (1975), p. 270
- [18] K. K. Liang, S. D. Bennett, B. T. Khuri Yakub, G. S. Kino, Precise Phase Measurements with the acoustic Microscope, *IEEE Trans. Sonics Ultrason. Ind. Eng. Chem.*, **32**, (1985), p. 266
- [19] Z. Hadjoub, A. Doghmane, F. Hadjoub, Y. Boumaiza, Measurements of Rayleigh and Shear Velocities of Different Materials via a Scanning Acoustic Microscope, *J. Mat. Science Lett.*, **13**, (1994), p. 759
- [20] F. Hadjoub, Optimisation des Performances du SAM pour des Micro-caractérisations Spécifiques, Thèse de Doctorat d'Etat, Université de Annaba
- [21] J. D. Achenbach, Evaluation of Materials and Structures by Quantitative Ultrasonis, (Ed.), Springer, Verlag, NY, (1993)
- [22] W. L. Bond, C. C. Culter, R. A. Lemons and C. F. Quate, Dark Field and Stereo Viewing with the Acoustic Microscope, *Appl. Phys. Lett.*, **27**, (1975), p. 270
- [23] D. A. Sinclair, D. A. Smith, Dark Field Acoustic Microscopy, *Electron. Lett.*, **16**, (1980), p. 627
- [24] R. D. Weglein, Rayleigh Wave Absorption Via Acoustic Microscopy, *Appl. Phys. Lett.*, **38**, (1981), p. 516
- [25] I. R. Smith, H. K. Wickramasinghe, SAW Attenuation Measurement in the Acoustic

- Microscope, *Electron. Lett.*, **18**, (1982), p. 955
- [26] M. Nikoonahad, P. Sivapraspillai, E. A. Ash, Rayleigh Wave Suppression in Reflection Acoustic Microscopy, *Electron. Lett.* **19** n. 22(1983), p. 906
- [28] K. Yamanaka, Y. Enomoto, Observation of Surface Cracks with Scanning Acoustic Microscope, *J. Appl. Phys.*, **53**, 2, (1982), p. 846
- [29] P. Reinholdtsen, B. T. Khuri-Yakub, Removing the Effects of Surface roughness in Acoustic Microscopy, *Proc. Ultrason. Symp.*, IEEE, New York, (1986), p. 759
- [30] J. Attal, G. Cambon, M. Rouzeyre, Acoustic Microscopy : Recent Applications in Semiconducting Devices, *Ultrason. Symp. IEEE*, New York, (1981), p. 557

CHAPITRE 1

- [1] H. J. Goldsmid , *Problems in Solid state physics.*, Academic Press, New York, (1968).
- [2] R. V. Sharman, *Vibrations and Waves.*, London, Butter worths, (1963)
- [3] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics.*, Bordas, Paris, (1983)
- [4] B. A. Auld, *Acoustic Fields and Waves*, (Ed Joh Wiley), New York, (1973)
- [5] E. Dieulesaint, D. Royer, *Ondes Elastiques dans les Solides: Application au Traitement du Signal*, Ed Masson et Cie, (1974)
- [6] A. B. Wood, *A Textbook of S ound.*, London, G. Bell and sons LTD, (1960)
- [7] R. T. Beyer, S. V. Letcher, *Physical ultrasonics.*, Academic Press., New York and London, (1969)
- [8] H. Uberall, *Surface Waves in Acoustic*, in *Physical Acoustics Principals and Methods*, (Ed. Masson), Academic Press, (1970), p.1
- [9] Kai Hong Chan, L. Bertoni, *Ray Representation of Longitudinal Lateral Waves in Acoustic Microscopy*, IEEE, *Trans. Ultrason. Ferro. Freq. Cont.* , **38**, 1, (1991), p. 27
- [10] G. W. Farnell, *Properties of Elastic Surface Waves*, in *Physical Acoustics VI*, (Ed. Masson), Academic Press, London, (1970), p. 109
- [11] A. Briggs, *Acoustic Microscopy*. Oxford Science Publication., Clarendon Press, Oxford, (1992)
- [12] L. Rayleigh, *On Waves Propagated along the Plane Surface of an Elastic Solid*, *Proc. Lond. Maths. Soc.*, 17, (1885), p.4
- [13] L. M. Brekhovskikh and O. A. Godin, *Acoustics of layerd medial*, (Springer – Verlag, Berlin, (1990)
- [14] C. B. Scruby, K. R. Jones, L. Antoniazzi, *Diffraction of Elastic Waves by Defects in Plates*, *J. NDE5*, (1987), p. 145
- [15] L. A. Viktorov, *Rayleigh and Lamb waves*. (Plenum Press, New-York, 1967)

- [16] M. F. Ashby, R. H. Jones, *Matériaux Propriétés et applications.*, Dunod, Paris, (1996)
- [17] R. Houwink, *Elasticity Plasticity and structure of matter.*, Cambridge University Press, London, (1971)
- [18] B. H. Flowers, E. Mendoza, *Properties of matter*, John Wiley and sons, New-York, (1970)
- [19] P. Schiavone, M. Planat, *Reflection of Surface Acoustic Waves on Anisotropic Media*, *J. Appl. Phys.*, **59**, 8, (1986), p. 2660
- [20] O. Ankan, E. Telatar, A. Atalar, *Reflection coefficient of Acoustic Waves at a Liquid- solid Interface*, *J. Acoust. Soc. Am.*, **85**, 1, (1989), p. 1
- [21] P. Peguin, *La physique des matériaux.*, Press universitaire de France, (1974)
- [22] F. L. Singer, *Strength of materials.*, (Ed. Harper International, New-York, (1962)
- [23] Landau et Lifchitz, *Théorie de l'élasticité.* (Edition Mir Moscou)
- [24] R. Roger, *Thèse de Doctorat de l'université de Montpellier II, USTL*, (1990)
- [25] H. Coelho-Mantes, *Thèse de Doctorat de l'université de Montpellier II, USTL*, (1990)
- [26] G. S. Kino, *Fundamentals of Scanning Systems*, *Internat. Symp.*, in *Scanned Image Microscopy*, (Ed. E. A. Ash), Academic Press, (1980), p.1
- [27] I. Ishikawa, T. Semba, H. Kanda, K. Katakura, FundaY. Tani, H. Sato, *Acoustical technics*, *IEEE Trans. UFFC* **36**, (1989) p.274
- [28] F. Hadjoub, Z. Hadjoub, A. Doghmane, *Optimisation de la Microcaractérisation Mécanique par Méthodes Dynamiques*, *JJM97: 3èmes Journées Maghrébines sur la Mécanique*, Algeria (29-30 avril, 1997) p. 186
- [29] L. Landini, S. Santarelli, M. Paterni, L. Verrazani, *Micrography Transmission at High Frequency in Acoustic Imaging*, **17**, Plenum Press, New York, (1992), p. 387
- [30] J. M. Saurel, K. Alami, C. Amodric Du Chaffaut, O. Dugne, A. Guetta, *Quantitative Evaluation Matter*, *Sci. And Engi. A* **122**, (1989) p.27

CHAPITRE 2

- [1] C. F. Quate, *Microwave, Acoustics, and Scanning Microscopy*, in *Scanned Image Microscopy*, (Ed. E. A. Ash), Academic press London, (1980), p. 23
- [2] H. K. Wickramasinghe, *Scanning Acoustic Microscopy*, *J. Microsc.*, **129**, 1, (1983), p.63
- [3] A. Briggs (Ed), *Advances in Acoustic Microscopy*, New York, (1995)
- [4] J. Attal, N. T. Quang, G. Cambon and J. M. Saurel, *Acoustic Microscopy : Recent Progress in Imaging Throug Opaque Materials*, *Microsc. Semicond. Matter. Conf. Oxford*, (1981), p. 441

- [5] J. Attal, Acoustic Microscopy: Imaging Microelectronic Circuits with Liquid Metals, in Scanned Image Microscopy (Ed. E. A. Ash), Academic Press, New-York, (1980), p. 97
- [6] R. L. Hollis, R. Hamer, and M. Y. Al-Jaroudi, Subsurface Imaging of Glass Fibres in Polycarbonate Composite by Acoustic Microscopy, *J. Mater. Sci.*, **19**, (1984), p. 1897
- [7] A. F. Fagan, J. M. Bell, G. A. D. Briggs, Acoustic Microscopy of Polymers and Polymer Composites, in *Fractography and Failure Mechanisms of Polymers and Composites*, Elsevier Appl. Sci. , London, (1984), p. 213
- [8] K. Yamanaka, Y. Enomoto, Observation of Surface Cracks with Scanning Acoustic Microscope, *J. Appl. Phys.*, **53**, 2, (1982), p. 846
- [9] C. W. Lawrence, C. B. Scruby, G. A. D. Briggs and A. Dunhill, Crack Detection in Silicon Nitride by Acoustic Microscopy, *NDT International*, **23**, 1, (1990), p. 3
- [10] P. Zinin, W. Weise, O. Lobkis, S. Boseck, The Theory of Three-Dimensional Imaging of Strong Scatters in Scanning Acoustic Microscopy, *Wave motion*, **25**, 3, (1997), p. 212
- [11] V. Gigot, G. Despaux, L. Robert, J. M. Saurel, F. Despetit, Etude et Caractérisation par Microscopie Acoustique de l'Endommagement par Fissures, *Mat. & tech.*, **7**, (1998), p. 21
- [12] R. A. Lemons, C. F. Quate, Acoustic Microscope- Scanning Version, *Appl. Phys. Lett.*, **24**, (1974), p. 163
- [13] A. Korpel , L. W. Kessler, P. R Palermo, An Acoustic Microscope Operating at 100 MHz, *Nature*, **323**, (1971), p. 110
- [14] L. W. Kessler, Acoustic Microscopy Commentary: SLAM and SAM, *IEEE Trans. Sonics Ultrasonics*, SU-32, (1985), p. 136
- [15] K. Takata, T. Hasegawa, S. Hosaka, S. Hosoki, Tunneling Acoustic Microscope, *Appl. Phys. Lett.* **55**, (1989), p. 1718
- [16] B. T. Khuri-Yakub, C. Cinbis, C. H. Chou, P. A. Reinholdtsen, Near Field Scanning Acoustic Microscope, *Proceedings of the IEEE Ultrasonics Symposium*, (1989), p. 805
- [17] W. Durr, D. A. Sinclair, E. A. Ash, High Acoustic microscopy Probe, *Electron. Lett.*, **16**, (1980), p. 805
- [18] J. K Zeiniuk, A. Latuszek, Ultrasonic Pin Scanning Microscope : A New Approach to Ultrasonic Microscopy, in B. R. McAvoy (Ed.), *Proc. IEEE Ultras. Symp.* , New York, (1986), p. 1037
- [19] E. A. Ash, G. Nicholls, Super-Resolution Aperture Scanning Microscope, *Nature*, **237**, (1972), p. 510
- [20] E. Dieulesaint, D. Royer, *Ondes Elastiques dans les Solides: Application au Traitement du Signal*, Ed Masson et Cie, (1974)

- [21] A. Saied, Conception et Réalisation d'un Nouveau Type de Lentilles pour Améliorer la Résolution en Profondeur d'un Microscope Acoustique, Thèse de doctorat 3^{ème} Cycle de l'Université de Montpellier II, (1985)
- [22] A. Atalar, Improvement of Anisotropy Sensitivity in the Scanning Acoustic Microscope, IEEE Trans. Ultras. Ferroelec. Freq. Control, **36**, 2, (1989), p. 264
- [23] J. Attal, C. Amaudric du Chaffaut, K. Alami, H. Coelho-Mandes and A. Saied, Role of the Coupling Fluid in the Acoustic Signature $V(z)$, Ultrasonics International, Madrid, (1989)
- [24] A. Doghmane, Z. Hadjoub, K. Alami, J-M. Saurel, J. Attal, Effects of Couplant Mass Loading on the Acoustic Signature $V(z)$, J. Acoust. Soc. Am. **92**, 3, (1992), p. 1545
- [25] J. Attal, Acoustic Microscopy: Imaging Microelectronic Circuits with Liquid Metals, in Scanned Image Microscopy, E. A. Ash, (Ed) Academic Press, New-York, (1980), p.97
- [26] J. Heiserman, Cryogenic Acoustic Microscopy, in Scanned Image Microscopy, (Ed E. A. Ash), Academic Press, New-York, (1980), p.71
- [27] H. K. Wickramasinghe, C. R. Petts, Gas Medium Acoustic Microscopy, in Scanned Image Microscopy, in Scanned Image Microscopy, E. A. Ash, (Ed) Academic Press, New-York, (1980), p.71
- [28] A. Doghmane, G. Despaux, Z. hadjoub, L. Robert and RJM de Fronseca, Recent Progress in Acoustic Imaging and Microanalysis of New Materials and Devices by Scanning Acoustic Microscopy, in Acoustic Sensing and Imaging, IEE, London, (1993)
- [29] K. L. Kenneth, S. K. Kino, Material Characterization by the Inversion of $V(f)$, IEEE Trans. Sonics Ultrasonics, SU-32, (1985), p. 213
- [30] P. B. Nagy, L. Adler, Acoustic Material Signature from Frequency Analysis, J. Appl. Phys., **67**, 8, (1990), p. 3876
- [31] C. G. R. Sheppard, T. Wilson, Effects of High Angles of Convergence on $V(z)$ in the Scanning Acoustic Microscopy, Appl. Phys. Lett., **38**, (1981), p. 884
- [32] W. Parmon, and H. L. Bertoni, Ray Interpretation of the Material Signature in the Acoustic Microscope, Electron. Lett., **15**, (1979), p. 884
- [33] Z. Hadjoub, A. Doghmane, R. Caplain, J. M. Saurel, J. Attal, Acoustic Microscopy Investigations of Nonplanar Surfaces, Electron. Lett. **27**, 6, (1991), p. 537
- [34] J. Kushibiki, N. Chubachi, Material Characterization by Line Focus-Beam Acoustic Microscope, IEEE, Trans. Sonics. Ultrason., SU-32, 2, (1985), p.189
- [35] R. D. Weglein, Acoustic Micro-Metrology, IEEE, Trans. Sonics. Ultrason. , SU-32, (1985), p. 225
- [36] J. Attal, J. M. Dondoneau, M. Zahouani, Ly Cong Can, La Microscopie Acoustique et ses Applications aux Défauts dans les Semiconducteurs, J. Phys. Fr , **44**, (1983),

- [37] J. Attal, G. Cambon, M. Rouzeyre, Acoustic Microscopy : Recent Applications in Semiconducting Devices, Ultrason. Symp. IEEE, New York, (1981), p. 557
Université de Annaba, (1993)
- [38] A. F. Fagan, J. M. Bell, G. A. D. Briggs, Acoustic Microscopy of Polymers and polymer composites, in Fractography and failure mechanisms of polymers and composites, Elsevier Applied Science, (Ed. A. C. Roulin-Moloney), London, (1989), p. 213
- [39] P. Reinholdtsen, B. T. Khuri-Yakub, Removing the Effects of Surface roughness in Acoustic Microscopy, Proc. Ultrason. Symp., IEEE, New York, (1986), p. 759
- [40] J. Attal, R. CAPLAIN, H. Coelho-Mandez, K. Alami, and A. Saied, Survey of Research in Acoustic Microscopy Applied to Metallurgy, in Mechanics of Coatings, (Ed. D. Dowsen, C. M. Taylor, M. Godet), Elsevier Science Publ. B. V., (1990), p. 315
- [41] R. S. Gilmore, K. C. Tam, D. R. Howard, Acoustic Microscopy from 10 to 100 MHz for Industrial Applications, General Electric Corporate Research and Development, (1996).
- [42] J. Flannery, G. M. Crean, S. C. O. Mathuna, Imaging of Integrated Circuit Packaging Technologies using Scanning Acoustic Microscopy, in Acoustical Imaging, **19**, (Ed. H. ERMERT, H-P. Harjes), Plenum Press, New York, (1992), p. 717
- [43] C. F. Quate, Acoustic Microscopy, Phys. Today, **38**, 8, (1985), p. 34
- [44] C. M. W. Daft, G. A. D. Briggs, Wide band Acoustic Microscopy of Tissue, IEEE, Trans, Sonics Ultrason. Ind. Eng. Chem., **36**, (1989), p.258
- [45] M. Hoppe, J. Bereiter-Hahn, Application of Scanning Acoustic Microscopy: Survey and New Aspects, IEEE, Trans. Sonics Ultrason. Ind. Eng. Chem., **32**, (1985), p. 289
- [46] J. Wang, R. Gundle, G. A. D. Briggs, The Measurement of Acoustic Properties of Living Human Cells, Tras. R. Microsc. Soc., **1**, (1990), p. 91

CHAPITRE 3

- [1] Z. Hadjoub, K. Alami, A. Doghmane, J. M. Saurel, J. Attal, Acoustic Microscopy Skimming Mode Generation Using Small Aperture Lenses, Electron Lett., **27**, (1991), p. 981
- [2] Z. Hadjoub, A. Doghmane, F. Hadjoub, Y. Boumaiza, Measurements of Rayleigh and Shear Velocities of Different Materials via a Scanning Acoustic Microscope, J. Mat. Science Lett., **13**, (1994), p. 759
- [3] A. Atalar, H. Koymen, L. Degertekin, Characterization of Layerd Materials by the

- Lamb Wave Lens, Proc. Ultrason. Symp. IEEE., New York, (1989).
- [4] A. Atalar, L. Degertekin, H. Koymen, Acoustic Parameter Mapping of Layered Materials using Lamb Wave Lens, (Ed.), in Acoustical Imaging, **19**, Plenum Press, New York, (1992), p. 731
- [5] J. Kushibiki, A. Ohkubo, N. Chubachi, Theoretical Analysis for $V(z)$ Curves Obtained by Acoustic Microscope with Line-Focus Beam, Electron. Lett., **18**, (1982), p. 663
- [6] I. R. Smith, H. K. Wickramasinghe, SAW Attenuation Measurement in the Acoustic Microscope, Electron. Lett., **18**, (1982), p. 955
- [7] D. A. Sinclair, D. A. Smith, Dark Field Acoustic Microscopy, Electron. Lett., **16**, (1980), p. 627
- [8] D. Zhang, G. M. Grean, Appl. Phys. Lett., Acoustic Shear Wave Imaging Using an Annular Lens, Appl. Phys. Lett., **62**, (1993), p. 318
- [9] R. D. Weglein, Rayleigh Wave Absorption Via Acoustic Microscopy, Appl. Phys. Lett., **38**, (1981), p. 516
- [10] W. L. Bond, C. C. Culter, R. A. Lemons and C. F. Quate, Dark Field and Stereo Viewing with the Acoustic Microscope, Appl. Phys. Lett., **27**, (1975), p. 270
- [11] N. Chubachi, J. Kushibiki, T. Sannomiya and T. Iyama, Performance of Scanning Acoustic Microscope Employing Concave Transducers, Ultrason. Symp. Proc. IEEE, New Orleans, (1979), p. 415
- [12] H. K. Wickramasinghe and C. R. Petts, Gas Medium Acoustic Microscope, Proc. of the Rank Conference on Scanned Image Microscopy, London, (Ed. E. A. Ash), Academic Press (1980)
- [13] Z. Hadjoub, Modélisation des Rayons Acoustiques pour les Structures Non-Planes et Etude des Caractéristiques des Modes de Surface. Microanalyse des Matériaux pour Composants à Ondes de Surface et à Semiconducteurs, Thèse de Doctorat d'Etat, Université de Annaba, (1993)
- [14] A. Doghmane and Z. Hadjoub, Theoretical and Experimental Investigations of Acoustic Signature of Materials using Scanning Microscopes with Variable Lens Illumination, J. Phys. D, Appl. Phys., **30**, (1997), p.2777
- [15] F. Hadjoub, Optimisation des Performances du SAM pour des Micro-caractérisations Spécifiques, Thèse de Doctorat d'Etat, Université de Annaba
- [16] C. G. R. Sheppard, T. Wilson, Effects of High Angles of Convergence on $V(z)$ in the Scanning Acoustic Microscopy, Appl. Phys. Lett., **38**, (1981), p. 884
- [17] A. Briggs, Advances in Acoustic Microscopy, (Ed), Plenum Press, New York, (1995)

- [18] S.Bouhedja, F. Hadjoub, Z. Hadjoub, A. Doghmane, Etude de la Variation des Propriétés Mécaniques des Matériaux en Champ Noir, 9^{ème} Rencontre Marocaine sur la Chimie de l'Etat Solide, Séminaire International sur la Physico-Chimie des Matériaux, Agadir, Maroc (2002)
- [19] S.Bouhedja, Z. Hadjoub, M. Doghmane, F. Hadjoub, , A. Doghmane, Influence de l'Intensité de l'Eclairage de la Lentille Acoustique sur les Signatures Acoustiques des Matériaux en Champ Lointain, Congrès Euro-Méditerranéen de la Matière Condensée (CEMMC), 4-6 juin, Tlemcen (2001)
- [20] S.Bouhedja, F. Hadjoub, Z. Hadjoub, A. Doghmane, Analyse du Glissement de la Vitesse Transversale Apparente causée par des Lentilles Annulaires, 6^{ème} Rencontre Internationale des Sciences des Matériaux (IMMS-6), M'sila, 3-5 avril, (2000).
- [21] P. V. Zinin, Handbook of Elastic Properties of Solids, Liquids and Gases, vol. 1, (Ed. Levy, Bass and Stern, Academic Press, New York, (2001)

CHAPITRE 4

- [1] P. V. Zinin, in Handbook of Elastic Properties of Solids, Liquids and Gases, (Ed. M. Levy, H. E. Bass, and R. R. Stern), Academic Press, New York, (1995)
- [2] A. Briggs, Advances in Acoustic Microscopy, (Ed), Plenum Press, New York, (1995) [3] J. D. Achenbach, Int. J. Solids Struct., **37**, (2000), p. 13
- [4] R. D Weglein, Rayleigh Wave Absorption via Acoustic Microscopy, Electron. Lett., **18**, (1982), p. 20
- [5] K. Yamanaka, Analysis of SAW Attenuation Measurement using the Acoustic Microscope, Electron. Lett., **18**, (1982), p. 587
- [6] P. V. Zinin, O. Lefeuvre, A. Briggs, B. D. Zeller, P. Cawley, A. Kinloch, X. Zhou, and G. Thompson, Determination of Density and Elastic Constants of a Thin Phosphoric Acid-Anidized Oxide Film by Acoustic Microscopy, J. Acoust. Soc. Am., 106, (1999), p. 2560
- [7] I. R. Smith, H. K, Wickramasinghe, SAW Attenuation Measurement in the Acoustic Microscope, Electron. Lett.,**18**, (1982), p. 955
- [8] D. Zhang and G. M. Crean, Acoustic Shear Wave Imaging using an Annular Lens, Appl. Phys. Lett., **62**, (1993), p. 318
- [9] D. Zhang and G. M. Crean, Shear Wave Imaging for Deep Nondestructive Evaluation, Electron. Lett., **27**, (1991), p. 2248

- [10] C. G. R. Sheppard and T. Wilson, Effects of High Angles of Convergence on $V(z)$ in the Scanning Acoustic Microscope, *Appl. Phys. Lett.*, **38**, (1981), p. 858
- [11] D. A. Davids, P. Y. Wu, and D. Chizhik, Restricted Aperture Acoustic Microscope Lens for Rayleigh Wave Imaging, *Appl. Phys. Lett.*, **54**, (1989), p. 1639
- [12] J. A. Hudson, The Attenuation of Surface Waves by Scattering, *Proc. Camb. Phil. Soc.* **67**, (1970), p. 215
- [13] E. Salzmann, T. Plienmger and K. Dransfield, Attenuation of Elastic Surface Waves in Quartz at Frequencies of 316 MHz and 1047 MHz, *Appl. Phys. Lett.*, **13**, (1968), p. 14
- [14] M. De Billy, G. Quentin, and E. Baron, Attenuation Measurements of an Ultrasonic Rayleigh Wave Propagating along Rough Surfaces, *J. Appl. Phys.*, **61**, 6, (1987), p.2140
- [15] K. Yamanouchi, Generation, Propagation, and Attenuation of 10 GHz-range SAW in LiNbO_3 , *IEEE Ultrasonics Symposium*, (1998)
- [16] P. He, J. Zheng, Acoustic Dispersion and Attenuation Measurement using both Transmitted and Reflected Pulses, *Ultrasonics*, **39**, (2001), p. 27
- [17] J. Kushibiki, A. Ohkubo, N. Chubachi, Effect of Leaky SAW Parameters on $V(z)$ Curves Obtained by Acoustic Microscopy, *Electronics Letters*, **18**, 15, (1989), p. 668
- [18] A. Doghmane and Z. Hadjoub, Theoretical and Experimental Investigations of Acoustic Signature of Materials using Scanning Microscopes with Variable Lens Illumination, *J. Phys. D, Appl. Phys.*, **30**, (1997), p.2777
- [19] A. Briggs, *Acoustic Microscopy*, Clarendon Press, Oxford, (1992)
- [20] W. Parmon and H. L. Bertoni, Ray Interpretation of the Material Signature in the Acoustic Microscope, *Electron. Lett.*, **15**, (1979), 684
- [21] J. Kushibiki, K. Horii, and N. Chubachi, Velocity Measurement of Multiple Leaky Waves on Germanium by Line-Focus-Beam Acoustic Microscope using FFT, *Electron. Lett.*, **19**, (1983), p. 404
- [22] Y. C. Lee, J. O. Kim, and J.D. Achenbach, Measurement of Elastic Constants and Mass Density by Acoustic Microscopy, *Ultrason. Symp.*, (1993), p. 607
- [23] J. Kushibiki and N. Chubachi, Material Characterization by Line-Focus-Beam Acoustic Microscope, *IEEE, trans. Sonics. Ultrason.*, SU-32, (1985), p. 189
- [24] X. G. Zhang, W. A. Simpson Jr., J. M. Vitek, D. J. Barnard, L. J. Tweed, and J. Foley, Ultrasonic Attenuation due to Grain Boundary Scattering in Copper and Copper-Aluminium, *J. Acoust. Soc. Am* **116**, (2004), p.109

INVESTIGATION OF SURFACE WAVE VELOCITIES AND WAVE VELOCITIES AND RAYLEIGH ATTENUATION VIA A TRANSDUCER OPERATING IN DARK FIELD

By Samia BOUHEDJA

Abstract

Acoustic microscopy microcharacterization, which is a dynamic method, allows the determination of materials mechanical properties. It is a recent and nondestructive technique, based on the interaction elastic waves – matter. It uses a transducer which generates, detects and focuses ultrasonic waves. The analysis of the output signal as a function of defocusing distance, $V(z)$, also called acoustic signature via fast Fourier transform leads to the determination of the periods and then the velocities of propagating modes which can be excited in the sample. In this investigation, a system consisting of a transducer-annular lens is mainly used. Firstly, we calculated apparent periods of acoustic signatures for several materials : Be, SiC, AlN, Si₃N₄, Si, SiO₂, Al quartz, glass (heavy flint), under the following operating conditions a frequency of 142 MHz and water as a coupling liquid. The results obtained with two different methods (spectral and analytic) led to the determination of (i) acoustic signatures, their apparent periods and consequently the apparent shifts in velocities of excited modes and (ii) the influence of such shifts on materials mechanical properties. Hence, we were able to determine the value of the angle β which represents the difference between critical angles of excitation and occultation. It was found for, say Rayleigh mode, that $1^\circ \leq \beta \leq 2^\circ$ for rapid materials and for $2^\circ \leq \beta \leq 4^\circ$ slow materials. In the second part, the investigation was concerned with the attenuation of Rayleigh waves, α_R , determined from acoustic signatures. The phenomenon exists in both the material and the coupling liquid. It was shown that when Rayleigh velocity increases from 2731 m/s to 7844 m/s, the coefficient varies from $0,69 \times 10^{-2} \mu\text{m}^{-1}$ to $9,87 \times 10^{-2} \mu\text{m}^{-1}$ accompanied by an increase in normalized attenuation. A linear dependence of frequency on acoustic parameters was also put into evidence. We were able to deduce a very useful empirical formula of the form, $\Delta\alpha/\Delta f = 1.35 \times 10^{-3} V_R - 3.39$, which describes the interdependence between different parameters and that can be applied to a great number of materials.

Key Words: Acoustic microscopy, surface waves, transducer, dark field, annular lenses, elastic constants, attenuation.

دراسة سرعة الأمواج السطحية و تخامد نمط رايلي بواسطة مستقبل يستعمل في المجال الأسود

ملخص

يسمح التمييز الدقيق بواسطة الطريقة الديناميكية، المجهرية الصوتية، بتعيين الخصائص الميكانيكية للمواد. تعتبر هذه التقنية، وسيلة حديثة غير هدامة، تعتمد خاصة على التفاعلات أمواج مرنة- مادة. يتم توليد، كشف و تبوؤر الأمواج الفوق الصوتية بواسطة محول. يسمح تحليل تغيرات إشارة الخروج، V ، بدلالة المسافة اللابؤرية، z ، بواسطة محولة فوري السريعة، FFT، بتعيين دور الإشارة $V(z)$ و بالتالي سرعة مختلف الأنماذ المنتشرة. أستعمل في هذا البحث، عدسة ذات فتحة حلقيّة من أجل التشغيل في المجال الأسود في الجزء الأول، تم حساب الدور الظاهري للإمضاء الصوتي لعدة مواد: Si_3N_4 ، AlN ، Be ، Si ، Al ، SiO_2 ، زجاج و ذلك عند تردد $f = 142MHz$ و الماء كسائل ربط. مكنت النتائج المتحصلا عليها بواسطة طريقتين مختلفتين (طيفية و تحليلية) من تعيين (i) الإمضاءات الصوتية أدوارها الظاهرية و بالتالي الانزياح الظاهري لسرعة النمط المحرض و ذلك بدلالة شدة المجال الأسود و (ii) دراسة تأثير هذا الانزياح على الخصائص الميكانيكية للمواد. وهكذا استطعنا حساب قيمة الزاوية β المميزة للمادة و التي تمثل الابتعاد بين الزاوية الحرجة للتحريض، التغطية الحديدية، حيث تم التعيين، بالنسبة لنمط رايلي مثلا، أن $1^\circ \leq \beta_R \leq 2^\circ$ للمواد السريعة و $2^\circ \leq \beta_R \leq 4^\circ$ للمواد البطيئة. في الجزء الثاني، تمت دراسة تخامد نمط رايلي باستعمال الإمضاءات الصوتية التي تعبر عن كل من فاعلية إرسال الامواج في سائل الربط، تخامد الموجة السطحية للمادة، α_R . و بينت النتائج أنه عندما تزداد V_R من $2731 m/s$ إلى $7844 m/s$ فإن α_R يتغير من $0.69 \times 10^{-2} \mu m^{-1}$ إلى $9.87 \times 10^{-2} \mu m^{-1}$ وتكون مصحوبة بتزايد في التخامد المعدل α_N . كما تمت برهنة أن تأثير التردد على وسائط التخامد يكون خطيا حيث تعيين و استنتاج علاقة هام $(\Delta\alpha/\Delta f = 1.35 \times 10^{-3} V_R - 3.39)$ التي يمكن استعمالها للعديد من المواد و التنبوء بالعلاقة المتبادلة بين مختلف الوسائط.

الكلمات المفتاحية: المجهرية السمعية، الأمواج السطحية، المستقبلات، المجال الأسود، العدسة الحلقيّة الثوابت المرنة، التخامد.

ETUDE DES VITESSES DES ONDES DE SURFACE ET DE L'ATTENUATION DU MODE DE RAYLEIGH VIA UN
CAPTEUR FONCTIONNANT EN CHAMP NOIR

Par Samia BOUHEDJA

Résumé

La micro-caractérisation par microscopie acoustique qui est une méthode dynamique qui permet la détermination des propriétés mécaniques des matériaux. C'est une technique récente, non destructive basée principalement sur l'interaction ondes élastiques-matière. Elle utilise un capteur permettant la génération, la détection et la défocalisation des ondes ultrasonores. L'analyse de du signal de sortie en fonction de la défocalisation, $V(z)$, appelé signature acoustique, par la transformée de Fourier rapide (F.F.T), permet la détermination de la période et par suite la vitesse de propagation des modes qui peuvent être excités dans l'échantillon. Un capteur à ouverture annulaire fonctionnant en champ noir, est principalement utilisé dans cette investigation. Dans une première partie, nous avons calculé les périodes apparentes des signatures acoustiques pour différents matériaux : Be, SiC, AlN, Si₃N₄, Si, SiO₂, quartz, Al, le verre (heavy flint) à une fréquence de vibration du capteur de 142 MHz et l'eau comme liquide de couplage. Les résultats obtenus par deux méthodes différentes (spectrale et analytique), permettent de déterminer (i) les signatures acoustiques et leurs périodes apparentes et par conséquent le glissement apparent de la vitesse du mode excité, en fonction de l'intensité du champ noir et (ii) l'influence de ce glissement sur les propriétés mécaniques des matériaux. Ainsi, nous avons pu calculé la valeur de l'angle β caractéristique du matériau et qui représente l'écart entre les angles d'excitation critique et occultation limite. Nous avons donc défini que pour le mode de Rayleigh, par exemple, $1^\circ \leq \beta_R \leq 2^\circ$ pour les matériaux rapides et $2^\circ \leq \beta_R \leq 4^\circ$ pour les matériaux lents. Dans la seconde partie, nous avons effectué une étude sur l'atténuation des ondes de Rayleigh mesurée à partir de la signature acoustique. Elle reflète à la fois l'efficacité de réémission des ondes dans le liquide de couplage et l'atténuation de l'onde à la surface du matériau, α_R . Il a été démontré que lorsque V_R croît de 2731 m/s à 7844 m/s, α_R évolue de $0,69 \cdot 10^{-2} \mu\text{m}^{-1}$ à $9,87 \cdot 10^{-2} \mu\text{m}^{-1}$ et l'atténuation normalisée, α_N , augmente également. L'influence de la fréquence sur les paramètres d'atténuation s'avère être aussi linéaire. Nous avons pu déduire une expression empirique $\Delta\alpha/\Delta f = 1.35 \cdot 10^{-3} V_R - 3.39$ qui peut être appliquée à plusieurs matériaux et prédire l'interdépendance entre différents paramètres.

Mots Clefs : Microscopie acoustique, ondes de surface, capteur, champ noir, lentille annulaire, constantes élastiques, atténuation.