

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

BADJI MOKHTAR ANNABA UNIVERSITY  
UNIVERSITÉ BADJI MOKHTAR ANNABA



جامعة باجي مختار عنابة  
Année 2008/2009

**Faculté des Sciences  
Département de Physique**

**THÈSE DE DOCTORAT**

***APPLICATION DE L'EFFET DE CHARGE POUR LA  
DISTINCTION DU MODE DE RAYLEIGH EXCITÉ DANS  
LES SYSTEMES COUCHES MINCES/SUBSTRATS***

**Option:**

Semi-Conducteurs

**Par:**

***TOUATI IBTISSEM***

**Directrice De These: Zahia HADJOUR Pr. Univ. Annaba**

**Devant le jury:**

**Président: Abdellaziz DOGHMANE Pr. Univ. Annaba**

**Examineurs: Mohamed GUERIOUNE Pr. Univ. Annaba**

Ahmed BOUCENNA Pr. Univ. Setif

Mohamed CHAHDI Pr. Univ. Batna

Athmane MEDDOUR Pr. Univ. Gelma

# *Remerciements*

Ce travail a été réalisé au sein du laboratoire des Semi-conducteur au Département de Physique de l'Université Badji Mokhtar, Annaba. Je tiens à remercier la directrice, professeur Zahia HADJOUR, membre à l'Académie des Sciences de New-York, de m'avoir accueillie dans ce laboratoire et accepter de diriger mes travaux de recherche. Je le remercie chaleureusement pour les discussions fructueuses, le suivi permanent et les orientations objectives.

Je remercie beaucoup à Monsieur Abdellaziz DOGHMANE, professeur au Département de Physique, Université Badji Mokhtar, Annaba, membre à l'Académie des Sciences de New-York, qui a bien voulu contribuer à l'avancement de ces travaux par son efficacité scientifique, sa bienveillance, sa disponibilité, sa gentillesse et son bon humeur. En plus, de m'avoir fait l'honneur de présider le jury et de l'intérêt qu'elle a porté à mes travaux.

Mes sincères remerciements vont à Monsieur Mohamed GUERIOUNE, professeur au Département de Physique, Université Badji Mokhtar, Annaba, qui m'a fait l'honneur de participer au jury de ma thèse.

Tous mes remerciements à Monsieur Ahmed BOUCENNA, professeur au Département de Physique, Université de Sétif, d'avoir accepté de participer au jury.

Je tiens à remercier Monsieur Mohamed CHAHDI, professeur à l'université de Batna, d'avoir accepté de participer au jury.

J'exprime ma profonde gratitude à Monsieur Athmane MEDDOUR, professeur au Département de Physique, Université de Guelma, qui me fait l'honneur de participer à ce jury.

J'associe à ces remerciements Mme Fatima BOUMERDES, Professeur au Département de Médecine, Université Annaba, qui m'a encouragé pour poursuivre mes travaux.

J'adresse également mes plus vifs remerciements à Imen BELDI, docteur au Département de Physique, Université de Skikda. Et Amel GACEM, Maître assistant au Département de Physique, Université de Skikda, pour m'avoir aidé et encouragé durant la rédaction de cette thèse.

Je remercie vivement tous mes amis et collègues au LSC: Assia, Ilhem, Malika, Wahiba, Lobna, Fatma Zohra.....

Je remercie chaleureusement mon mari, pour ta présence et patience, sans leur encouragement je n'aurais pu trouver la volonté pour continuer mes études.

Enfin, je tiens à remercier de tout mon cœur mes parents, mes frères et mes sœurs pour leur soutien, leur encouragement et leur amour inconditionnel.

# *Dédicace*

*A mes très chers parents*

*A mon mari et ma fille yasmine*

*A mes très chères sœurs*

*A mes très chers frères*

*A toute la famille TOUATI et FERNANE*

*A mes très chères amies et collègues*

*A tous mes enseignants*

*Je dédie ce travail*

# *Abstract*

This work concerns the investigation of loading layers/substrate structures in order to determine the critical thickness at which Rayleigh wave characteristics of layers can be completely distinguished from those of the substrates. To do so, we first calculate Rayleigh velocity dispersion curves of several thin film materials (about thirty) deposited on different slow and fast substrates (Be, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, AlN, Si, SiO<sub>2</sub>, Mg, SiC, TiN, WC and Pyrex). Then, from the beginning of curve saturation (corresponding to the onset of intrinsic layer characteristics) we deduced normalized thickness transition for all layers/substrates combinations. Thus, we were able to deduce an analytical linear expression relating the critical thickness to combined effects of densities and velocities of both layers and substrates. Such a simple relation can be used, as an alternative method, to predict the transition critical thickness for any layer/substrate combination without the usual lengthy calculation of dispersion curves.

Keywords: Thin films; Elastic properties; Velocity dispersion; Surface acoustic waves; Loading effect.

# *Résumé*

Ce travail concerne l'investigation des structures couches minces/substrats vérifiant l'effet de charge dans le but de déterminer l'épaisseur critique à partir de laquelle la vitesse de l'onde de Rayleigh de la couche peut être complètement dissociée de celle du substrat. Ainsi, nous avons tout d'abord calculé les courbes de dispersion des vitesses de Rayleigh d'un grand nombre de films (une trentaine) déposés sur plusieurs substrats lents et rapides (Be, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, AlN, Si, SiO<sub>2</sub>, Mg, SiC, TiN, WC et Pyrex). Ensuite, à partir du début de la saturation de chaque courbe (correspondante au seuil des caractéristiques intrinsèques du film) nous avons déterminé l'épaisseur normalisée de transition pour toutes les combinaisons films/substrats. Ainsi, il nous a été possible d'établir une relation analytique linéaire reliant cette épaisseur aux effets combinés des vitesses et densités des films et substrats. Cette relation, peut être utilisée en tant que méthode alternative directe pour prédire l'épaisseur critique de la transition pour toute structure film/substrat et éviter les calculs habituels fastidieux des courbes de dispersion.

Mots-clés: Couches minces; Propriétés élastiques ; Dispersion de la vitesse; Ondes acoustique de surface; Effet de charge.

# *LISTE DES SYMBOLES*

$V_R$	Vitesse de Rayleigh
$V_T$	Vitesse transversale
$V_L$	Vitesse longitudinale
$\theta_i$	Angle d'incident
$\theta_R$	Angle réfléchi
$\theta_d$	Angle réfracté
$V_1$	Vitesses de milieu 1
$V_2$	Vitesses de milieu 2
$Z$	Impédance acoustique
$P_0$	Pression
$V_p$	Amplitude de la vitesse particulaire
$\sigma_T$	Vecteur de force par unité de surface
$\frac{\partial U}{\partial t}$	Vitesse du déplacement de la particule
$k$	Vecteur d'onde
$\rho$	Densité
$\rho_c$	Densité de la couche.
$\rho_s$	Densité du substrat.
$R$	Amplitudes des ondes réfléchies
$T$	Amplitudes des ondes transmises
$\lambda$ et $\mu$	Coefficients de Lamé
$E$	Module de Young,
$\sigma$	Coefficient de contrainte
$\varepsilon$	Coefficient de déformation
$G$	Module de cisaillement
$\gamma$	Coefficient de cisaillement
$\tau$	Coefficient de tension
$\nu$	Coefficient de Poisson
$\varepsilon_r$	Coefficient de déformation radiale
$\varepsilon_x$	Coefficient de déformation axiale
$V(z)$	Signature acoustique
$\Delta z$	Espacement périodique

$\theta_{exc}$	Angle critique exclure
f	Fréquence
$V_0$	Intensité du signal acoustique à $z = 0$
$\alpha_{liq}$	Atténuation dans le liquide de couplage,
$\alpha_R$	Atténuation des ondes de Rayleigh.
$\alpha_N$	Atténuation des ondes de Rayleigh normalisées
$\theta_L$	Angle critique longitudinal
$\theta_{Lens}$	Angle d'ouverture de la lentille.
$V_{R'}$	Vitesse d'onde de fuite de Rayleigh.
$V_{RS}$	Vitesse de Rayleigh du substrat
$V_{RC}$	Vitesse de Rayleigh de la couche.
V	Signal récupéré.
R( $\theta$ )	Coefficient de réflexion.
d	Épaisseur de la couche,.
$\lambda_T$	Longueur d'onde transversale de la couche,
FFT	Transformée de Fourier rapide.
$d/\lambda_T$	Épaisseur normalisée.
P( $\theta$ )	Représente la fonction pupille
$k_0$	Nombre d'onde.
$V_{Lens}(z)$	Réponse de la lentille.
$V_u(z)$	Réponse caractéristique du matériaux.
$(d/\lambda_T)_{opt}$	Épaisseur optimale.
$\chi$	Paramètre acoustique.

# *LISTE DES TABLEAUX*

Tableau	Titre	Page
<b><u>Chapitre 2</u></b>		
Tableau 2.1	Différents matériaux en acoustique	35
Tableau 2.2	Caractéristiques et propriétés élastiques des matériaux étudiés	40
Tableau 2.3	Variation de la vitesse de la phase en fonction de l'épaisseur de la couche.	42
<b><u>Chapitre 3</u></b>		
Tableau 3.1	Caractéristiques acoustiques des matériaux étudiés.	50
Tableau 3.2	Caractéristiques acoustiques des structures couches minces/ $Al_2O_3$	52
Tableau 3.3	Caractéristiques acoustiques des structures typiques couches minces/SiC	53
Tableau 3.4	Caractéristiques acoustiques des structures couches minces/AlN	55
Tableau 3.5	Caractéristiques acoustiques des structures couches minces/TiN.	56
Tableau 3.6	Caractéristiques acoustiques des structures couches minces/ $SiO_2$	58
Tableau 3.7	Caractéristiques acoustiques des structures typiques couches minces/Si.	59
Tableau 3.8	Caractéristiques acoustiques des structures couches minces/Mg.	60
Tableau 3.9	Caractéristiques acoustiques des structures couches minces/Pyrex.	61
<b><u>Chapitre 4</u></b>		
Tableau 4.1	Paramètres acoustiques utilisés des structures couches	67

	minces/substrats étudiées.	
Tableau 4.2	Propriétés élastiques des matériaux fictifs.	70
Tableau 4.3	Paramètres acoustiques utilisés pour les structures couches minces/Be.	71
Tableau 4.4	Paramètres acoustiques utilisés pour les structures couches minces/SiC.	73
Tableau 4.5	Paramètres acoustiques utilisés pour les structures couches minces/AlN.	74
Tableau 4.6	Paramètres acoustiques utilisés pour les structures couches minces/TiN.	75
Tableau 4.7	Paramètres acoustiques utilisés pour les structures couches minces/Si.	77
Tableau 4.8	Paramètres acoustiques utilisés pour les structures couches minces/WC.	78
Tableau 4.9	Les caractéristiques acoustiques des matériaux fictifs.	79
Tableau 4.10	Paramètres acoustiques utilisés pour les structures couches minces/Si	80
Tableau 4.11	Les caractéristiques acoustiques des matériaux fictifs.	80
Tableau 4.12	Paramètres acoustiques utilisés pour les structures couches minces/Si	81
Tableau 4.13	Les caractéristiques acoustiques des matériaux fictifs	82
Tableau 4.14	Paramètres acoustiques ( $\alpha$ , $\beta$ et $V_{RS}$ , $V_{LS}$ ) de chaque substrat rapide et lent.	85
Tableau 4.15	les valeurs de la pente, $\alpha$ , et le rapport ( $V_{LC}/V_{LS}$ ) des structures Al/substrats rapides.	87

# *LISTE DES FIGURES*

Figure	Titre	Page
<u><i>Chapitre 1</i></u>		
Figure 1.1	propagation d'une onde.	7
Figure 1.2	onde transversale.	8
Figure 1.3	onde longitudinale.	8
Figure 1.4	ondes de love.	9
Figure 1.5	les ondes de Lamb: (a) symétriques et (b) antisémitiques.	10
Figure 1.6	illustration de loi de Snell.	11
Figure 1.7	Signatures acoustiques de structure eau/Al sont calculés à $f = 142$ MHz pour différents ouverture de la lentille: (i) $\theta_{exc} = 50^\circ$ , (ii) $\theta_{exc} = 14^\circ$ , (iii) $\theta_{exc} = 22^\circ$ , (iv) $\theta_{exc} = 28^\circ$ et (v) $\theta_{exc} = 30^\circ$ .	17
Figure 1.8	Variation de la vitesse de Rayleigh en fonction de $\alpha_R$ et $\alpha_N$ pour: 1 Heavy flint; 2 Al; 3 duraluminium; 4 quartz; 5 SiO <sub>2</sub> ; 6 Si; 7 Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> ; 8 AlN; 9 SiC; 10 Be.	20
Figure 1.9	Variation de l'atténuation de l'onde de Rayleigh en fonction de la fréquence pour: SiC (■), Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> (○), Si (▼) et SiO <sub>2</sub> (Δ).	21
Figure 1.10	Variation de la vitesse de Rayleigh en fonction $\Delta\alpha/\Delta f$ pour différents matériaux.	22
Figure 1.11	Amplitude (-----) et phase (—) du coefficient de la structure eau/saphir.	23
Figure 1.12	Amplitude (-----) et phase (—) du coefficient de la structure mercure/saphir	24
Figure 1.13	Spectres de FFT des signature acoustiques de la structure eau/saphir pour: a) $\theta_{Lens} = 50^\circ$ et b) $\theta_{Lens} = 9^\circ$ .	25
<u><i>Chapitre 2</i></u>		
Figure 2.1	Courbe des amplitudes des déplacements en fonction de la profondeur pour les ondes de Rayleigh.	29
Figure 2.2	Courbe des amplitudes des déplacements en fonction de la profondeur pour les ondes de Rayleigh généralisées.	30

Figure 2.3	Courbe de dispersion négative de structure TiN/Be	31
Figure 2.4	Courbe de dispersion positive de structure SiC/Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	31
Figure 2.5	schémas montre l'allure des rayons réfléchis dans l'échantillon.	32
Figure 2.6	Coefficient de réflexion	37
Figure 2.7	Principe de soustraction de la réponse acoustique. (a) Signature globale $V(z)$ , (b) Réponse de la lentille $V_{\text{Lens}}(z)$ (c) Signature propre du matériau $V_u(z)$	39
Figure 2.8	Analyse spectrale par FFT.	40
Figure 2.9	Coefficient de réflexion obtenus à 156 MHz pour SiC nu (a) et différentes épaisseurs de Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (b, jusqu'à h)	43
Figure 2.10	Signature acoustique obtenue à 156 MHz Pour SiC nu (a) et différentes épaisseurs de Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (b, jusqu'à h)	44
Figure 2.11	Spectre de FFT des courbes de $V(z)$ pour SiC nu (a) et différentes épaisseurs de Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (b, jusqu'à h)	45
Figure 2.12	Courbe de dispersion de la vitesse de Rayleigh en fonction du rapport ( $d/\lambda_{\text{TC}}$ ) de la structure Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> / SiC.	47

## Chapitre 3

Figure 3.1	Courbe de l'évolution de la vitesse $V_R$ en fonction de $d/\lambda_{\text{TC}}$ des couches minces/ Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> .	52
Figure 3.2	Courbe de l'évolution de la vitesse $V_R$ en fonction de $d/\lambda_{\text{TC}}$ des couches minces/SiC	53
Figure 3.3	Courbe de l'évolution de la vitesse $V_R$ en fonction de $d/\lambda_{\text{TC}}$ des couches minces/AlN	54
Figure 3.4	Courbe de l'évolution de la vitesse $V_R$ en fonction de $d/\lambda_{\text{TC}}$ des couches minces/TiN	56
Figure 3.5	Courbe de l'évolution de la vitesse $V_R$ en fonction de $d/\lambda_{\text{TC}}$ des couches minces/SiO <sub>2</sub>	57
Figure 3.6	Courbe de l'évolution de la vitesse $V_R$ en fonction de $d/\lambda_{\text{TC}}$ des couches minces/Si	59

Figure 3.7	Courbe de l'évolution de la vitesse $V_R$ en fonction de $d/\lambda_{TC}$ des couches minces/Mg	60
Figure 3.8	Courbe de l'évolution de la vitesse $V_R$ en fonction de $d/\lambda_{TC}$ des couches minces/Pyrex	61
Figure 3.9	Courbe de l'évolution de la vitesse $V_R$ en fonction de $d/\lambda_{TC}$ de Ti/substrats.	62
Figure 3.10	Courbe de l'évolution de la vitesse $V_R$ en fonction de $d/\lambda_{TC}$ de Heavy-flint/substrats.	63
<b><i>Chapitre 4</i></b>		
Figure 4.1	Variation de $(d/\lambda_T)_{opt}$ en fonction de $\chi$ dans les structures couches minces/ $Al_2O_3$ .	69
Figure 4.2	Variation de $(d/\lambda_T)_{opt}$ en fonction de $\chi$ dans la structure couches minces/ $SiO_2$ .	69
Figure 4.3	Variation de $(d/\lambda_T)_{opt}$ en fonction de $\chi$ dans la structure couches minces/Be.	72
Figure 4.4	Variation de $(d/\lambda_T)_{opt}$ en fonction de $\chi$ dans la structure couches minces/SiC.	73
Figure IV 5	Variation de $(d/\lambda_T)_{opt}$ en fonction de $\chi$ dans la structure couches minces/AlN.	74
Figure 4.6	Variation de $(d/\lambda_T)_{opt}$ en fonction de $\chi$ dans la structure couches minces/TiN	75
Figure 4.7	Variation de $(d/\lambda_T)_{opt}$ en fonction de $\chi$ des substrats rapides	76
Figure 4.8	Variation de $(d/\lambda_T)_{opt}$ fonction de $\chi$ dans la structure couches minces/Si	78
Figure 4.9	Variation de $(d/\lambda_T)_{opt}$ fonction de $\chi$ dans la structure couches minces/WC.	79
Figure 4.10	Variation de $(d/\lambda_T)_{opt}$ fonction de $\chi$ dans la structure couches	81

	minces/Mg.	
Figure 4.11	Variation de $(d/\lambda_T)_{opt}$ fonction de $\chi$ dans la structure couches minces/Pyrex.	82
Figure 4.12	Variation de $(d/\lambda_T)_{opt}$ en fonction de $\chi$ des substrats lents	83
Figure 4.13	Variation de $(d/\lambda_T)_{opt}$ fonction de $\chi$ dans la structure couches minces/My.	84
Figure 4.14	Courbe de variation de $\alpha$ en fonction de $V_{RS}$ de divers substrats rapides et lents	86
Figure 4.15	Variation de la pente initiale, $a$ , en fonction du rapport $(V_{lc}/V_{ls})$ pour des couches d'al deposeses sur des substrats rapides.	87
Figure 4.16	Courbe de dispersion simule (■ ■ ■) et calcule (—) pour Al/AlN	88
Figure 4.17	Courbe de dispersion simule (■ ■ ■) et calcule (—) pour Al/TiN	88

# *SOMMAIRE*

INTRODUCTION GENERALE.....	1
----------------------------	---

**CHAPITRE 1:**  
**GENERALITE SUR LES ONDES ACOUSTIQUES**

I.1	LES ONDES DANS LA MATIERE.....	6
I.1.1	ondes de volume.....	7
a)	onde transversale.....	8
b)	onde Longitudinale.....	8
I.1.2	ondes de surfaces.....	8
a)	ondes de love.....	9
b)	ondes de Rayleigh .....	9
c)	ondes de Lamb.....	10
I.2	QUELQUES LOIS ET RELATIONS FONDAMENTALES DE L'ACOUSTIQUE.....	10
I.2.1	lois de Snell et Descartes.....	10
I.2.2	Impédance acoustique.....	11
I.2.3	Coefficients de réflexion et de transmission.....	12
I.2.4	constantes élastiques .....	13
I.2.4.1	Module de Young, E.....	14
I.2.4.2	Module de cisaillement, G.....	15
I.2.4.3	Coefficient de Poisson, $\nu$ .....	15
I.3	ATTENUATION DES ONDES DE SURFACE.....	16
I.3.1	Influence de l'ouverture de la lentille sur les courbes de V (z).....	16
I.3.2	Dérivation de formule de l'atténuation.....	19
I.3.2.1	Investigation de la variation d'atténuation en fonction de vitesse de Rayleigh sur .....	20
I.3.2.2	Investigation de la variation d'atténuation en fonction de fréquence .....	21

I.4	INFLUENCE DES DIFFERENTS PARAMETRES SUR LES CARACTERISTIQUES DES DIFFERENTES ONDES ACOUSTIQUES.....	22
I.5.1	l'effet de charge.....	23
I.5.2	l'effet de l'ouverture de la lentille.....	25
I.5	CONCLUSION.....	26

## CHAPITRE 2:

### INVESTIGATION DES PROPRIETES ELASTIQUES DES COUCHES MINCES

#### Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> DEPOSEES SUR SiC VIA LA MICROSCOPIE ACOUSTIQUE

II.1	ONDES DE RAYLEIGH GENERALISEES.....	28
II.2	COURBE DE DISPERSION DE LA VITESSE DES ONDES DE SURFACE.....	30
II.2.1	Dispersion négative.....	30
II.2.2	Dispersion positive.....	31
II.3	PRINCIPE DE MICRO-CARACTERISATION.....	32
II.4	CHOIX DES CONDITIONS DE SIMULATION.....	33
II.5	CLASSIFICATIONS DES MATERIAUX.....	33
II.5.1	Céramiques.....	33
II.5.2	Polymères.....	34
II.5.3	Métaux.....	34
II.5.4	Semi-conducteurs.....	35
II.6	METHODOLOGIE.....	36
II.6.1	Coefficient de réflexion.....	36
II.6.2	Signature acoustique.....	37
II.6.3	Calcul des vitesses.....	39
II.7	INVESTIGATION DE LA STRUCTURE AL <sub>2</sub> O <sub>3</sub> /SiC.....	40
II.7.1	Coefficient de réflexion.....	41
II.7.2	Signatures acoustiques.....	41
II.7.3	Analyse spectrale des signatures acoustiques.....	42

II.7.4	Influence de l'épaisseur sur la vitesse de phase du mode Rayleigh....	46
II.8	CONCLUSION .....	47

**CHAPITRE 3:**  
**DETERMINATION DE L'ÉPAISSEUR OPTIMALE DE SÉPARATION DES**  
**PROPRIÉTÉS D'UNE COUCHE DE CELLES D'UN SUBSTRAT.**

III.1	CONDITIONS	DES	SIMULATIONS	
	MATÉRIAUX ÉTUDIÉS.....			49
III.2	DIFFÉRENTS COUCHES SUR UN MÊME SUBSTRAT.....			50
III.2.1	Structures couches minces/substrat rapide.....			51
III.2.1.1	Structures couches minces/Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> .....			51
III.2.1.2	Structures couches minces/SiC.....			52
III.2.1.3	Structures couches minces/AlN.....			54
III.2.1.4	Structures couches minces/TiN.....			55
III.2.2	Structures couches minces/substrat lent.....			56
III.2.2.1	Structures couches minces/SiO <sub>2</sub> .....			56
III.2.2.2	Structures couches minces/Si.....			58
III.2.2.3	Structures couches minces/Mg.....			59
III.2.2.4	Structures couches minces/Pyrex.....			60
III.3	COUCHE MINCE SUR DIVERS SUBSTRATS.....			61
III.3.1	Couche mince en Titane.....			62
III.3.2	Couche mince en Heavy-flint.....			63
III.4	CONCLUSION.....			64

**CHAPITRE 4**  
**APPLICATIONS DES COURBES DE DISPERSION DE VITESSES POUR LA**  
**DISSOCIATION DES CARACTERISTIQUES ELASTIQUES DES FILMS DE**  
**CELLES DES SUBSTRATS.**

IV.1	ANALYSE ET QUANTIFICATION DES RESULTATS.....	66
IV.1.1	Analyse de l'épaisseur optimale normalisée des structures couches minces/ $\text{Al}_2\text{O}_3$ et couches minces/Si.....	68
IV.1.2	Quantification de l'épaisseur optimale normalisée des structures couches minces/ $\text{Al}_2\text{O}_3$ et couches minces/ $\text{SiO}_2$ .....	68
IV.2	GENERALISATION DES RESULTATS OBTENUS.....	70
IV.2.1	Structures couches minces /substrats rapides.....	71
IV.2.1.1	substrat en Béryllium.....	71
IV.2.1.2	substrat en Carbone de silicium.....	72
IV.2.1.3	substrat en Nitrure de aluminium.....	73
IV.2.1.4	substrat en Nitrure de titanium.....	75
IV.2.2	Les structures couches minces /substrats lentes.....	77
IV.2.2.1	substrat en Silicium.....	77
IV.2.2.2	substrat en Carbure de tungstène.....	78
IV.2.2.3	substrat en Magnésium.....	80
IV.2.2.4	substrat en Pyrex.....	81
IV.3	DISCUSSIONS DES RESULTATS.....	83
IV.5.1	Présentation du phénomène.....	83
IV.5.2	Formule générale.....	84
IV.4	APPLICATION DES RESULTATS.....	86
IV.4.1	Détermination de la pente initiale.....	86
IV.4.2	Nouvelle méthode de détermination directe de la dispersion.....	87
<b>IV.5</b>	<b>CONCLUSION.....</b>	<b>89</b>
	CONCLUSION GENERALE.....	90

*INTRODUCTION*  
*GENERALE*

La microscopie acoustique continue à être un moyen très utile et efficace dans la micro-caractérisation, aussi bien quantitative que qualitative, se classant ainsi parmi les meilleures méthodes non destructives et non contaminantes [1-3]. Cette technique est basée sur l'émission et la réception des ultrasons ayant balayé la surface de l'échantillon et revenant riche en information. Elle permet d'examiner l'intérieur des objets sans les détruire et révéler avec une grande précision le comportement élastique de la matière. De ce fait, ses applications sont nombreuses et variées, elles concernent plusieurs domaines, de la microélectronique à la biologie en passant par les semi-conducteurs, la métallurgie, les composites etc. [4-7]

La micro caractérisation quantitative [8-11] est essentiellement utilisée pour la détermination des propriétés élastiques [12-16] des structures : vitesse de propagation des modes de surface, impédances acoustiques, constantes élastiques, épaisseur des couches minces etc.

Ces dernières années, les propriétés élastiques des combinaisons couche/substrat ont attiré l'attention de plusieurs groupes de recherche. L'importance croissante de ces structures est accordée non seulement au développement de leurs études théoriques et expérimentales mais également à leurs rôles actuels et potentiels dans plusieurs domaines technologiques, industriels et scientifiques. Quand une couche mince est déposée sur un substrat pour améliorer la dureté et/ou les propriétés thermiques des surfaces, la détermination de ses propriétés mécaniques n'est pas facile mais. Elle nécessite un équipement sophistiqué, des exigences et des techniques bien précises. Dans la gamme de fréquence utilisée en micro-caractérisation ultrasonore, les grandes valeurs de la longueur d'onde acoustique comparées à l'épaisseur de la couche, exigent un examen consciencieux de l'effet du substrat sur la propagation de l'onde acoustique, SAW, qui se trouve plus compliquée en couches minces qu'en substrat massif.

Il est bien établi que les propriétés des systèmes couche/substrat sont caractérisées par le comportement de la dispersion: les ondes de surface deviennent dispersives: la vitesse des SAWs est une fonction de fréquence,  $f$ , de l'épaisseur de la couche mince,  $d$  et des paramètres élastiques [17-19]. Les courbes de dispersion de la

vitesse sont de type négatif (effet de charge) ou positif (effet de rigidité) selon que la vitesse des SAWs dans la couche est plus faible ou plus grande que celle du substrat.

Dans le cas de l'effet de charge, un nombre illimité de modes : Rayleigh, Love, Lamb, etc. peut être existé, selon les caractéristiques du dépôt et la valeur du produit : fréquence épaisseur,  $f.d$ . Pour le mode le plus bas, appelée mode de Rayleigh, le début de la courbe de dispersion de la vitesse ( $f.d = 0$ ) correspond à la vitesse de propagation de l'onde dans le substrat,  $V_{RS}$ . Lorsque le produit,  $f.d$ , augmente la valeur de la vitesse diminue (région décroissance) pour approcher d'une façon asymptotique celle de Rayleigh appropriée au matériau de la couche,  $V_{RL}$  (région saturation). La plupart des investigations rapportées dans la littérature sur les effets de charges s'intéressent au comportement de la courbe de dispersion dans toutes ses parties (entière) [20 – 24] ou aux régions de décroissance [25–27] qualifiées également de pente initiale.

L'épaisseur critique à laquelle l'onde de Rayleigh se propage, complètement, dans la couche sans aucune influence du substrat, c.-à-d. la position de transition séparant la région de décroissance et celle saturée, reste encore pas bien défini et très peu étudiée. Justement, une des difficultés rencontrées lors de la micro-caractérisation des couches minces est de dissocier leurs propriétés de celles de substrats. Par conséquent, le but de ce travail, c'est l'étude et l'analyse de la propagation des SAWs près du point de transition dans les courbes de dispersion négatives. Il s'agit de déterminer les paramètres acoustiques influençant l'épaisseur critique de couche. Notons que cette épaisseur correspond au changement du comportement élastique de la structure entière à celui de la couche.

Dans cette thèse, nous rappelons au premier chapitre les notions utilisées dans ce travail: ondes élastique et matière, relations fondamentales de l'acoustique, les différents modes de propagation, etc.

Au second chapitre, nous présentons les ondes de Rayleigh généralisées, les courbes de dispersion des SAWs (dispersion négative et dispersion positive), le principe de micro-caractérisation et l'investigation de la structure  $Al_2O_3/SiC$ .

L'étude de dispersion négative de la vitesse de Rayleigh généralisée,  $V_R$ , sur un intervalle d'épaisseur,  $d$ , allant de 0 à  $2\lambda_{TC}$ , où  $\lambda_{TC}$  est la longueur d'onde transversale de la couche est présentée au chapitre 3. Notre objectif est de préciser le point critique  $(d/\lambda_T)_{opt}$  qui sépare la région de décroissance de celle de saturation. Ainsi, plusieurs structures couches minces (Si, Al, Ti, TiN, ZnO, Cu, Mg, Fe, V, WC, Quartz, Constantan, Inconel, Crown glass, Pyrex, Heavy flint, etc) déposées sur un même substrat tel que: SiC, AlN, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, TiN, Si, SiO<sub>2</sub>, Mg, et Pyrex ont été considérées. Egalement, deux couches en Heavy-flint et titane déposées sur différents substrats ont été investiguées.

Le dernier chapitre, concerne l'étude quantitative et l'analyse des courbes de dispersion du mode de Rayleigh généralisé établies dans la partie précédente. L'objectif est de déterminer le paramètre acoustique responsable des variations de l'épaisseur optimale  $(d/\lambda_T)_{opt}$ . de transition entre les deux régions: décroissance et saturation.

# *Chapitre 1*

## *GENERALITE SUR LES ONDES ACOUSTIQUES*

Parmi les multiples techniques de contrôle non destructif [1, 2], nous nous sommes intéressés à la microscopie acoustique du fait de son large domaine d'application, ainsi comme la seule méthode de visualisation de l'infiniment petit à l'aide d'ondes ultrasoniques [3].

L'acoustique est l'étude des vibrations dans un milieu matériel, constitué d'une grille d'atomes. En l'absence de toute perturbation, chaque atome ou petite région d'un solide reste sur sa position d'équilibre. Lorsque ces particules sont déplacées de cette position, il apparaît des forces qui ont tendance à les remettre à leur état initial. Ces forces, ainsi que l'inertie des particules, introduisent un mouvement oscillatoire du milieu. Par conséquent, une rupture locale des conditions d'équilibre crée en général une perturbation qui se propage sous forme d'une onde progressive. Si le milieu est limité, cette onde se réfléchit sur le bord, l'onde qui se propage est dite stationnaire.

L'utilisation des ondes élastiques s'étend régulièrement dans des domaines aussi divers que la métallurgie [4], la médecine [5,6] (échographie [7]) ou les télécommunications (traitement du signal), la production de filtres à ondes de surface pour téléphones mobiles. Dans ce chapitre, on décrit brièvement la définition des ondes élastiques, les différents modes qui se propagent dans les solides ainsi que la présentation de ses propriétés physiques.

## **I.1 LES ONDES DANS LA MATIERE.**

Chaque onde électromagnétique est définie par sa longueur d'onde  $\lambda$  qui représente la périodicité spatiale des oscillations (distance entre deux oscillations maximales par exemple, figure (1.1)). La longueur d'onde, qui est aussi la distance parcourue par l'onde pendant une période d'oscillation, est inversement proportionnelle à la fréquence et s'exprime en mètre. Plus la longueur d'onde est courte, plus l'intensité de l'onde est importante et donc plus elle est énergétique

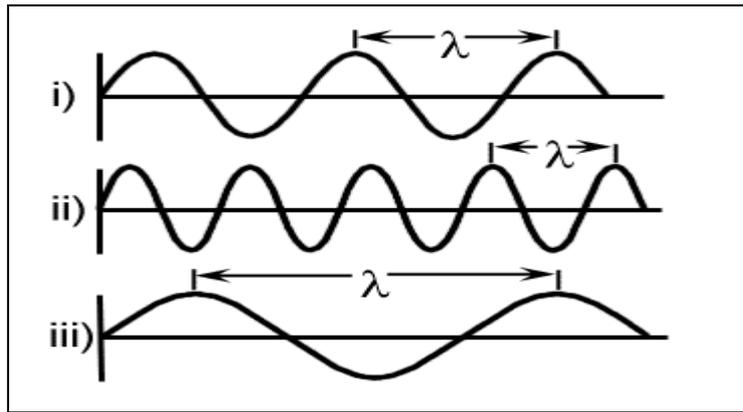


Figure 1.1: Propagation d'une onde

L'onde ultrasonore [8] est une onde de pression se propageant dans un milieu élastique : variation de pression qui se déplace. Il s'agit de la propagation d'une énergie mécanique dans un milieu matériel: ce déplacement ne peut se faire dans le vide (à la différence des ondes électromagnétiques). Le milieu de propagation de l'onde ultrasonore est soumis à une succession de surpressions et de dépressions et ses particules constitutives sont alors animées d'un mouvement de va-et-vient dans l'axe de déplacement des ultrasons, de type sinusoïdal. Ces ondes acoustiques font intervenir les paramètres fondamentaux de la matière: densité, vitesse, vecteur d'onde, élasticité, viscosité, structure (matériau massif, couches minces, empilement de couches...). Les ondes élastiques se propagent dans tout milieu matériel: fluides, solides homogènes ou inhomogènes, isotropes ou anisotropes, d'où on distingue la propagation de différents types d'ondes, elles peuvent être de nature de volume ou de surfaces et seront bien décrites ci-dessous.

### I.1.1 Ondes de volumes

Les ondes de volumes se propagent à l'intérieure du matériau, leurs vitesses de propagation dépendent du matériau utilisé, et d'une manière générale, elles augmentent avec la profondeur car le matériau qu'elles traversent est plus dense [9]. Le scientifique S. O. Poisson qui, en 1830, a montré qu'un corps homogène et isotrope de dimensions illimitées, peut transmettre des ondes de deux vitesses différentes et que, à une grande distance de la source de perturbation, le mouvement transmis par l'onde la plus rapide et longitudinal, le mouvement transmis par l'onde transversal [10].

### a) Onde transversale

Une onde est transversale (figure 1.2) lorsque le déplacement des points du milieu de propagation s'effectue perpendiculairement à la direction de propagation.

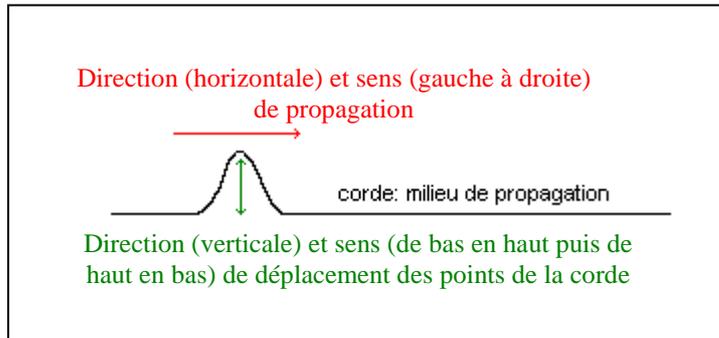


Figure 1.2: Onde transversale [11]

### b) Onde Longitudinale

Une onde est longitudinale (figure 1.3) lorsque le déplacement des points du milieu de propagation s'effectue dans la même direction que celle de la propagation.

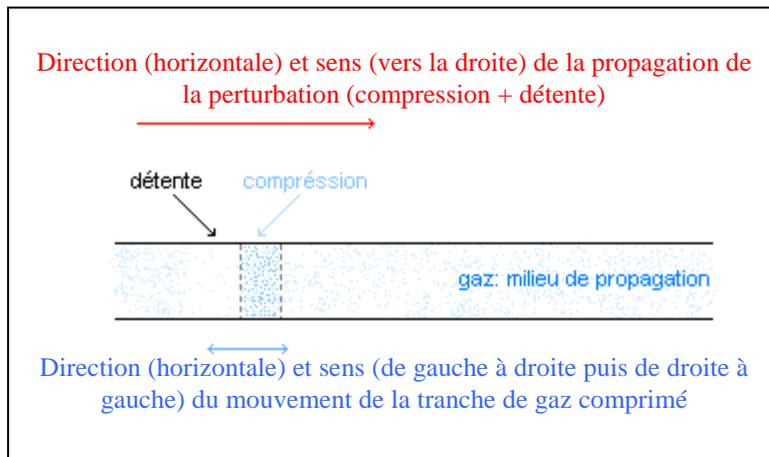


Figure 1.3: Onde longitudinale [11]

### I.1.2 Ondes de surfaces

Les ondes de surfaces sont des ondes guidées par la surface du matériau, leur effet est comparable aux rides formées à la surface d'un lac. Elles sont moins rapides que les ondes de volume mais leur amplitude est généralement plus forte [9], ces ondes

s'appliquent à toute déformation qui se propage en n'ébranlant qu'une faible épaisseur de la matière près de la surface. L'épaisseur s'évalue de l'ordre de la longueur d'onde [12], on peut distinguer plusieurs modes d'excitations tels que :

### a) Ondes de love

Ce sont des ondes transversales dispersives qui se propagent dans un milieu constitué d'une couche et un substrat semi-infini dont les propriétés élastiques sont différentes [13] (figure 1.4).

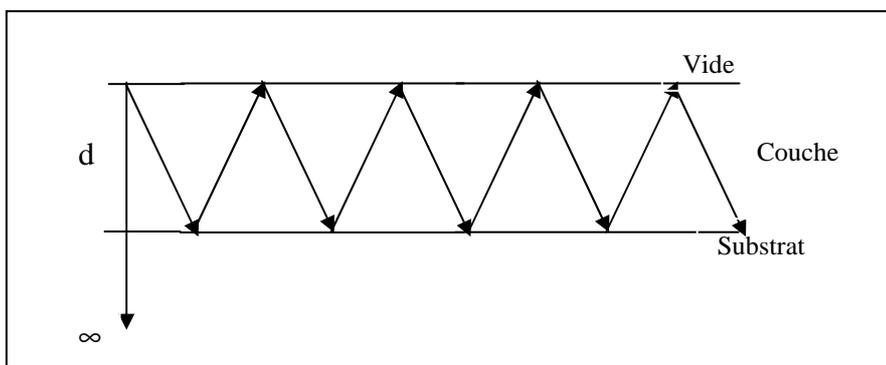


Figure 1.4: Ondes de love

### b) Ondes de Rayleigh

Les ondes de Rayleigh ont été découvertes par John William Strutt Rayleigh en 1885, ce sont des ondes constituées d'une composante longitudinale et d'une composante transversale [14]. Comme toutes les ondes de surfaces, l'onde de Rayleigh décroît exponentiellement en profondeur et se propage parallèlement à la surface. En suivant l'approximation de Viktorov [15] on peut établir l'expression de la vitesse de Rayleigh,  $V_R$ , de la forme :

$$V_R = V_T \left[ \frac{0.718 - \left(\frac{V_T}{V_L}\right)^2}{0.75 - \left(\frac{V_T}{V_L}\right)^2} \right] \quad (1.1)$$

Avec:

$V_R$ ,  $V_T$  et  $V_L$  sont des vitesses de Rayleigh, transversale et longitudinale

### c) Ondes de Lamb

Les ondes qui correspondent aux vibrations propres d'une couche élastique infinie d'une épaisseur finie,  $d$ , dans le vide sont des ondes de Lamb. Il existe deux types d'ondes de Lamb symétriques ou antisymétriques [14]. Quand les composantes longitudinales sont égales et les composantes transversales sont opposées (figure 1.5a) de part et d'autre du plan médian, on des ondes de Lamb symétriques. Par contre, lorsque la composante longitudinale change de signe mais pas la composante transversale, on trouve les ondes de Lamb antisymétriques (figure 1.5b).

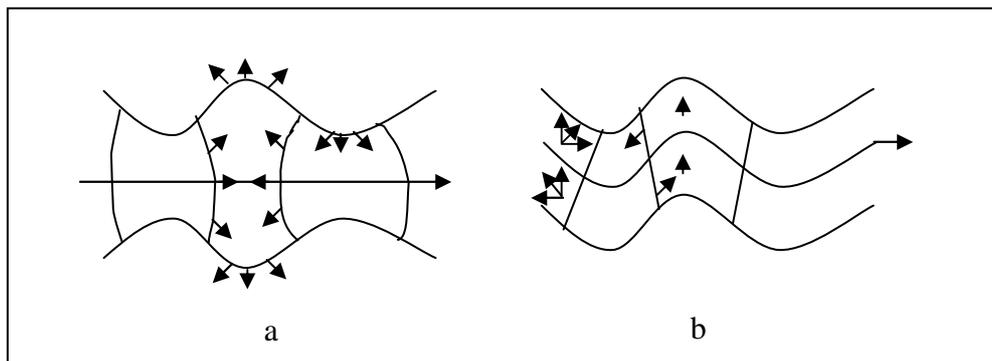


Figure 1.5: Les ondes de Lamb: (a) symétriques et (b) antisymétriques

## I.2 QUELQUES LOIS ET RELATIONS FONDAMENTALES DE L'ACOUSTIQUE

Lorsque la distance qui sépare les différents points matériels d'un milieu se trouve modifiée sous l'influence des forces externes, on dit que celui-ci a subi une déformation. Des forces internes, appelées "contraintes" se développent pour s'opposer à la déformation du corps solide et tendent à lui faire reprendre sa forme et son volume initial. Un matériau est dit élastique lorsque les contraintes s'annulent en même temps que la déformation.

## I.2.1 Lois de Snell et Descartes

Les lois de Snell-Descartes vont exprimer mathématiquement la valeur de l'angle correspondant au changement de direction, les lois de propagation d'un faisceau ultrasonore sont les mêmes que les lois de propagation en optique. En électromagnétisme, 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. Des relations analogues, existent aussi pour les ondes acoustiques dans les solides, quand un faisceau ultrasonore rencontre une interface entre deux milieux (figure 1.6), une partie de son énergie est transmise, l'autre est réfléchi. Les faisceaux réfléchi et transmis (ou réfracté) 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.
- ii. Les angles de réflexion et de réfraction sont déterminés par la relation [16, 17]:

$$\frac{\sin \theta_i}{V_1} = \frac{\sin \theta_R}{V_1} = \frac{\sin \theta_d}{V_2} \quad (1.2)$$

Avec:

$\theta_i$ ,  $\theta_R$  et  $\theta_d$  sont respectivement notées des angles d'incident, réfléchi et réfracté.

$V_1$  et  $V_2$  sont des vitesses de milieu 1 et 2.

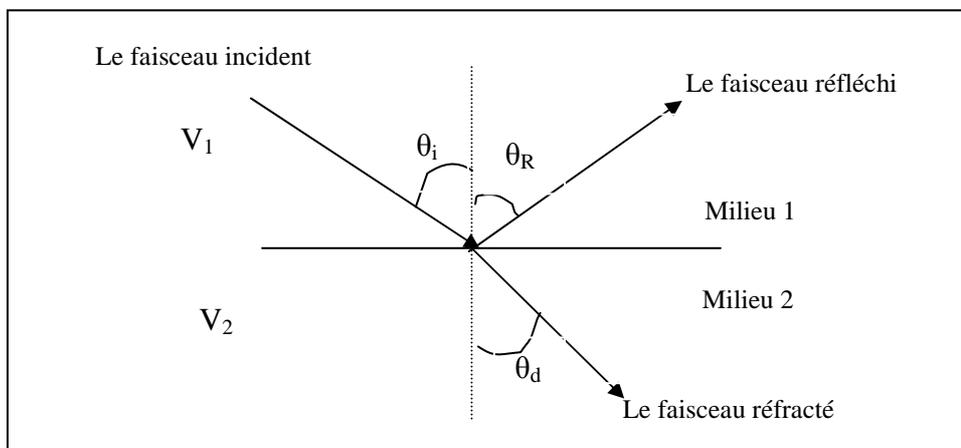


Figure 1.6: Illustration de loi de Snell.

## I.2.2 Impédance acoustique

L'impédance acoustique  $Z$ , représente le rapport de l'amplitude de la pression ( $P_0$ ) sur la vitesse de la particule  $V_p$ :

$$Z = \frac{P_0}{V_p} \quad (1.3)$$

En acoustique, l'impédance caractéristique ou spécifique,  $Z$ , est définie [17] par:

$$Z = -\sigma_T \left( \frac{\partial U}{\partial t} \right) \quad (1.4)$$

Où  $\sigma_T$  est un vecteur de force par unité de surface et  $\frac{\partial U}{\partial t}$  est la vitesse du déplacement de la particule.

Lorsqu'une onde acoustique est incidente sur une surface plane avec un angle  $\theta$ , par rapport à la normale à la surface, chaque rayon réfracté obéit à la loi de Snell:  $\frac{\sin \theta}{V} = \text{constante}$ . Cette loi peut être alternativement exprimée par la continuité de la composante tangentielle (parallèle à la frontière) du vecteur d'onde,  $k$ , à l'interface autrement dit  $k \sin \theta = \text{constante}$ . par conséquent, l'impédance acoustique, dans un milieu de densité,  $\rho$ , à un angle d'incidence  $\theta$  (par rapport à normale à l'interface) est donnée par:  $Z = \frac{\rho V}{\cos \theta}$ .

En incidence normale cette impédance devient:

$$Z = \rho V \quad (1.5)$$

L'unité de l'impédance acoustique est le rayl, avec  $1 \text{ rayl} = 1 \text{ Kg/m}^2\text{s}$ .

### I.2.3 Coefficients de réflexion et de transmission

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 par [18]:

$$\text{Continuité de la force:} \quad R + T = 1 \quad (1.6)$$

$$\text{Continuité de la vitesse:} \quad \frac{(1-R)}{Z_1} = \frac{T}{Z_2} \quad (1.7)$$

Où  $Z_1$  et  $Z_2$  sont les impédances des deux milieux; notons que le signal moins est dû au changement de la direction de la propagation de l'onde réfléchi. La combinaison des relations (1.6) et (1.7) donne:

$$\text{Le coefficient de réflexion:} \quad R = \frac{(Z_1 - Z_2)}{(Z_1 + Z_2)} \quad (1.8)$$

$$\text{Le coefficient de transmission:} \quad T = \frac{2Z_2}{(Z_2 + Z_1)} \quad (1.9)$$

### I.2.4 Constantes élastiques

Un matériau élastique isotrope est décrit, en plus de sa densité, par des constantes élastiques. Ces dernières, connues dans la littérature sous le nom de "module", sont généralement définies comme le rapport de la pression et du changement fractionnel des dimensions [19, 20]. Le module élastique exprime la déformation élastique sous l'effet d'une contrainte, plus le module est faible est plus l'allongement est grand.

La définition des contraintes élastiques, ainsi que les différentes techniques de leur détermination aussi bien par des méthodes statiques que dynamiques ont été

largement étudiées [17, 18, 21, 22]. Par conséquent, nous nous rappelons les formules analytiques de ces constantes et les relations qui existent entre elles.

Dans un matériau homogène et isotrope, de densité,  $\rho$ , les vitesses des ondes longitudinale et transversale sont reliées aux coefficients de Lamé  $\lambda$  et  $\mu$  par les relations:

$$\lambda = \rho(V_L^2 - 2V_T^2) \quad (1.10)$$

$$\mu = \rho V_T^2 \quad (1.11)$$

Il est donc possible de calculer les constantes élastiques suivantes:

#### I.2.4.1 Module de Young, E

Cette quantité représente la raideur du matériau. Elle lie également la contrainte  $\sigma$ , à la déformation  $\varepsilon$ , de façon bijective. Dans le cas d'une compression uniaxiale, cette relation s'exprime par:

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon} \quad (1.12)$$

Et aussi en fonction des coefficients de Lamé:

$$E = \frac{\mu(3\lambda + 2\mu)}{(\lambda + \mu)} \quad (1.13)$$

Le module de Young, E, peut être décrit en fonction des vitesses acoustiques sous la forme:

$$E = \frac{\rho V_T^2 (3V_L^2 - 4V_T^2)}{(V_L^2 - V_T^2)} \quad (1.14)$$

### I.2.4.2 Module de cisaillement, G

Si le matériau est sollicité non plus en tension – compression, mais en cisaillement, le coefficient de proportionnalité entre l'effet et la déformation est désignée par G, "module de cisaillement". Appelé aussi module de Coulomb ou d'élasticité de glissement, il résulte du quotient entre le cisaillement  $\gamma$  induit par un effort de tension  $\tau$  :

$$G = \frac{\tau}{\text{tg}\gamma} \approx \frac{\tau}{\gamma} \quad (1.15)$$

Aussi en fonction du coefficient de Lamé et de la vitesse transversal:

$$G = \mu = \rho V_T^2 \quad (1.16)$$

### I.2.4.3 Coefficient de Poisson, $\nu$

Ce coefficient représente l'aptitude du matériau à se comprimer et traduit le rapport entre l'allongement relatif transversal et l'allongement relatif longitudinal. Ainsi, cette quantité lie les composantes de l'état de déformation. Dans le cas d'une compression uniaxiale, ce coefficient est défini par le rapport des déformations radiale  $\varepsilon_r$  et axiale  $\varepsilon_x$  :

$$\nu = \frac{\varepsilon_r}{\varepsilon_x} \quad (1.17)$$

Ainsi qu'en fonction des coefficients de Lamé:

$$\nu = \frac{\lambda}{2(1 + \mu)} \quad (1.18)$$

Le coefficient de Poisson,  $\nu$ , est relié aux vitesses acoustiques par la relation suivante:

$$\nu = \frac{(V_L^2 - 2V_T^2)}{2(V_L^2 - V_T^2)} \quad (1.19)$$

Ces constantes élastiques sont reliées entre elle par:

$$E = 2G(1 + \nu) \quad (1.20)$$

### I.3 ATTENUATION DES ONDES DE SURFACE

L'atténuation des ondes acoustiques de surface se produit quand une onde perd un peu de son énergie quand elle se propage à travers un liquide ou un solide. Les sources de cette dissipation peuvent être le résultat des pertes dans ou le moyen ou ses limites qui peuvent être dues à combinaison de réflexion, réfraction, diffraction et dispersion. Le coefficient d'atténuation de SAWs de structure liquide/solide est caractérisé par les propriétés élastiques des matériaux aussi bien que l'état de la surface du substrat, variation topographique, dimension du grain et distribution. Donc, l'atténuation du SAW est un moyen sensible de caractérisation de la surface, par conséquent, l'analyse technique de la microscopie acoustique [23, 24], basée sur l'émission et la réflexion des ondes ultrasoniques, qui serait un moyen très utile et promoteur pour l'investigation d'atténuation.

Le coefficient d'atténuation des ondes acoustiques est du à plusieurs paramètres tels que: l'ouverture de la lentille du microscope acoustique ( $\theta_{exc}$ ), la fréquence de travail ( $f$ ) et la vitesse de Rayleigh ( $V_R$ ) des matériaux étudiées.

#### I.3.1 Influence de l'ouverture de la lentille sur les courbes de $V(z)$

La figure 1.7 montre quelques courbes de  $V(z)$  d'un même matériau, Al, calculées à la même fréquence égale à 142 MHz et pour plusieurs valeurs de l'angle d'ouverture de la lentille:  $14^\circ$ ,  $22^\circ$ ,  $28^\circ$  et  $30^\circ$  et  $50^\circ$ .

On remarque clairement que la courbe initiale de la signature  $V(z)$  (figure 1.7 i) est caractérisée par un comportement oscillatoire qui comporte une série de maximum et minimum, séparés par un espacement périodique,  $\Delta z$ , dû aux phénomènes d'interférences constructive et destructive entre les modes excités.

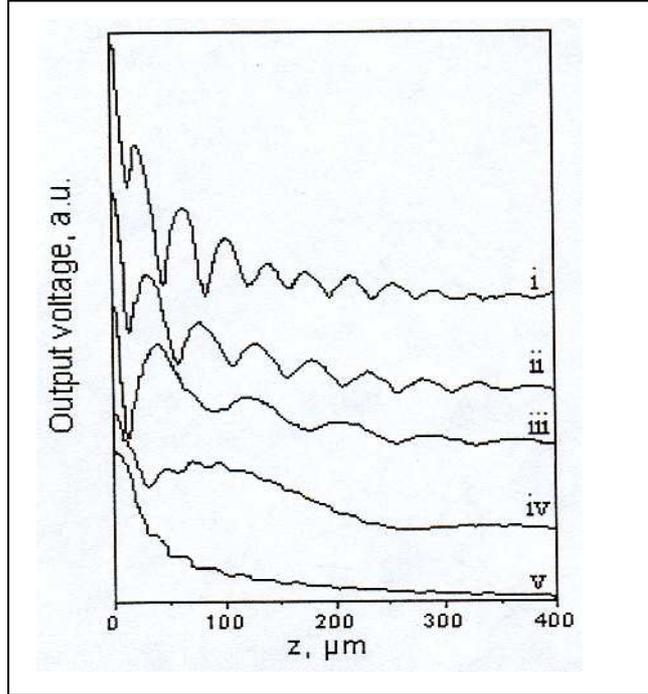


Figure 1. 7: Signatures acoustiques de la structure eau/Al sont calculées à  $f = 142 \text{ MHz}$  pour différentes ouvertures de la lentille: (i)  $\theta_{exc} = 50^\circ$ , (ii)  $\theta_{exc} = 14^\circ$ , (iii)  $\theta_{exc} = 22^\circ$ , (iv)  $\theta_{exc} = 28^\circ$  et (v)  $\theta_{exc} = 30^\circ$

L'expression de la période  $\Delta z$  est décrite par la relation suivante [17]:

$$\Delta z = \frac{V_{liq}}{2f(1 - \cos \theta_R)} \quad (1.21)$$

Où  $\theta_R$  est l'angle critique du mode de Rayleigh excité.

L'intervalle périodique de  $\Delta z$  est mis en rapport avec la vitesse des ondes propageant,  $V_p$ , du mode dominant par la relation [25]:

$$V_p = \frac{V_{liq}}{\sqrt{1 - \left(1 - \frac{V_{liq}}{2f\Delta z}\right)^2}} \quad (1.22)$$

Cependant, pour les autres courbes  $V(z)$ , (ii, iii et iv) de la figure 1.7, on observe, grâce à l'augmentation des angles critiques exclue, trois types de variation:

- 1) Une baisse d'amplitude, en particulier au point focal.
- 2) Élargissement des intervalles périodiques.
- 3) Une disparition complète des oscillations habituelles des courbes de  $V(z)$  pour la plus part des angles étudiés.

Pour expliquer un tel comportement, il a été démontré [26] que ce n'est plus le rayon axial qui est responsable de l'apparition des phénomènes d'interface mais un autre excité au bord de l'angle critique exclure,  $\theta_{exc}$ . Par conséquent, les périodes généralisées,  $\Delta z'$ , dans les courbes  $V(z)$  des lentilles annulaires s'expriment sous la forme:

$$\Delta z' = \frac{V_{liq}}{2f(\cos\theta_{exc} - \cos\theta_R)} \quad (1.23)$$

D'où, nous diminuons  $\cos\theta_{exc}$  on introduisant un paramètre croissant (à savoir  $\theta_{exc}$ ), nous déterminons l'augmentation de  $\Delta z'$ . Cet accroissement correspond à l'élargissement des périodes observées dans les courbes  $V(z)$  (ii, iii et iv) de la figure 1.7. Quand  $\theta_{exc} = \theta_R$  la période généralisée tend vers l'infini et la saturation de la disparition complète de l'ondulé représente comme la courbe v dans la figure 1.7.

Il est noté que pour tous les matériaux étudiés, la disparition complète d'oscillations se produit quand on exclut l'approche des valeurs de l'angle à ceux des modes de Rayleigh. Donc, les signatures acoustiques prennent une simple courbe de forme exponentielle en décroissance qui décrit la décroissance de l'amplitude des matériaux. Un tel comportement est analogue à celui d'une onde plane mono fréquence qui se propage suivant la direction (oz). L'expression du signal acoustique y compris l'effet de l'absorption peut s'écrire comme:

$$V(z) = V_0 e^{-\alpha z} \quad (1.24)$$

Où  $V_0$  est l'intensité du signal acoustique à  $z = 0$  et  $\alpha$  représente la dégradation exponentielle.

### I.3.2 Dérivation de la formule de l'atténuation

L'utilisation du modèle du rayon acoustique [27], dans le cas de SAM conventionnel instrumentation, il peut être montré que quand l'échantillon est défocalisé par une distance  $z$ , le chemin des ondes est augmenté au niveau de la surface de l'échantillon par  $2z \tan \theta_R$ , pendant qu'il diminue par  $2z \cos \theta_R$  dans le liquide de couplage. Donc, le déduit  $\alpha$  de l'accessoire de la courbe  $V(z)$  sans interférence peut être écrit comme suit:

$$\alpha = -\frac{2\alpha_{liq}}{\cos \theta_R} + 2\alpha_R \tan \theta_R \quad (1.25)$$

Où  $\alpha_{liq}$  est l'atténuation dans le liquide de couplage, qui peut être déterminée par:  $\alpha / f^2 = 25.3 \times 10^{-17} s^2 cm^{-1}$  à 20 °C [28].  $\alpha_R$  est l'atténuation des ondes de Rayleigh.

Par conséquent, l'atténuation des ondes de Rayleigh normalisées,  $\alpha_N$ , est donnée par la relation:

$$\alpha_N = \frac{\alpha}{2 \tan \theta_R} + \frac{\alpha_{liq}}{\sin \theta_R} \quad (1.26)$$

#### I.3.2.1 Investigation de la variation d'atténuation en fonction de la vitesse de Rayleigh sur

Pour avancer a investigué sur le phénomène de l'atténuation, nous avons appliqué la méthode précitée à plusieurs matières (Be, Al, SiO<sub>2</sub>, Si, Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, AlN, SiC) à une fréquence de 142 MHz. Il a été remarqué que les coefficients d'atténuation déterminés différent d'une matière à une autre. Les résultats typiques sont mieux illustrés dans la figure 1.8, on remarque clairement que chaque augmentation de  $V_R$

engendre une croissance presque linéaire de  $\alpha_R$  et  $\alpha_N$ , cette proportionnalité est décrite par les deux relations suivantes :

$$\alpha_R = 2 \times 10^{-5} V_R - 0.05 \quad (1.27)$$

$$\alpha_N = 1.7 \times 10^{-4} V_R - 0.5 \quad (1.28)$$

Ce comportement peut être attribué aux contractions dans les propriétés élastiques qui caractérisent les différentes matières aussi bien qu'aux mécanismes de l'absorption moléculaires dans les matières soumises à une déformation dynamique.

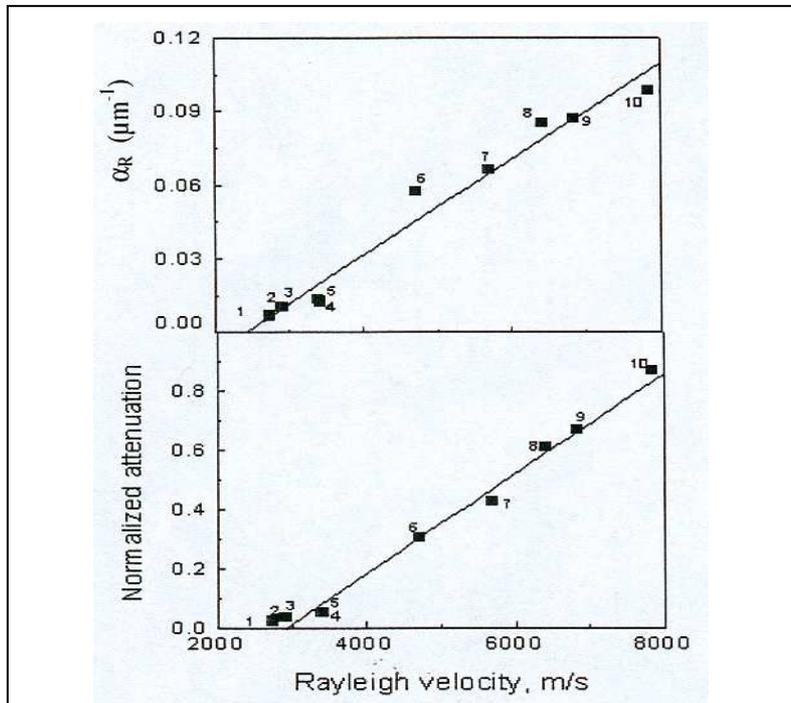


Figure 1.8: Variation de la vitesse de Rayleigh en fonction de  $\alpha_R$  et  $\alpha_N$  pour: 1 Heavy flint; 2 Al; 3 duraluminium; 4 quartz; 5  $\text{SiO}_2$ ; 6 Si; 7  $\text{Si}_3\text{N}_4$ ; 8 AlN; 9 SiC; 10 Be

### I.3.2.2 Investigation de la variation d'atténuation en fonction de la fréquence

Dans cette étude, ils ont exécuté plusieurs matières à différentes fréquences, quelques courbes typiques, qui représentent l'évolution de l'atténuation comme une

fonction de la fréquence, est illustrée dans la figure 1.9. Pour les différents matériaux tels que: SiC, Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, SiO<sub>2</sub> et Si les observations suivantes peuvent être:

- Pour un matériau donné, quand la fréquence augmente l'atténuation croît.
- A une fréquence donnée, quand la vitesse matérielle devient plus grande l'atténuation croît fortement.
- La variation de l'atténuation-fréquence est linéaire dans tous les cas.
- L'inclinaison de la variation linéaire diffère d'un sommet matériel à un autre.

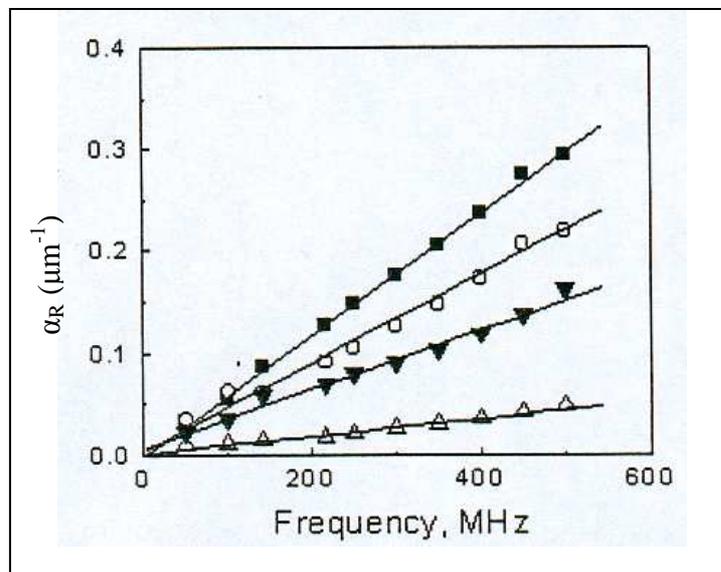


Figure 1.9: Variation de l'atténuation de l'onde de Rayleigh en fonction de la fréquence pour: SiC (■), Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> (○), Si (▼) et SiO<sub>2</sub> (Δ).

Pour vaincre les contradictions de l'inclinaison observée au dessus, en d'autres termes pour généraliser la dépendance de la fonction atténuation-fréquence pour tous les matériaux, nous complétons dans la figure 1.10. qui représente les variations relatives des pentes d'inclinaisons,  $\Delta\alpha/\Delta f$ , en fonction de la vitesse de Rayleigh,  $V_R$ , pour Be, Al, SiO<sub>2</sub>, Si, Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, AlN et SiC. On remarque clairement que toutes les valeurs se trouvent sur une ligne droite qui obéit à la loi suivante [29]:

$$\Delta\alpha/\Delta f = 1.35 \times 10^{-3} V_R - 3.39 \quad (1.29)$$

L'importance de cette relation se trouve dans:

- (i) Applicable à plusieurs matières (connaître leur  $V_R$ ).
- (ii) Prédiction de la relation entre les paramètres : fréquence, atténuation et la vitesse de Rayleigh.

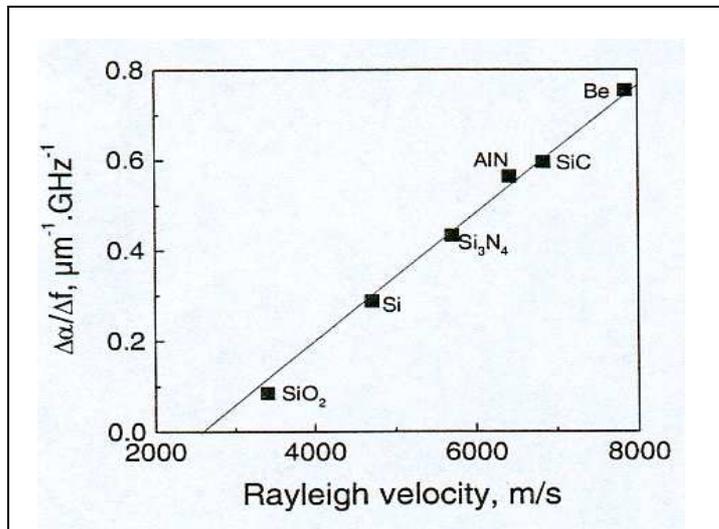


Figure 1.10: Variation de la vitesse de Rayleigh en fonction  $\Delta\alpha / \Delta f$  pour différents matériaux.

#### I.4 INFLUENCE DES DIFFERENTS PARAMETRES SUR LES CARACTERISTIQUES DES DIFFERENTES ONDES ACOUSTIQUES

Malgré l'existence de plusieurs types des ondes acoustiques de surface, seule le mode de Rayleigh a été étudié avec un grand intérêt. Ceci est dû à leurs diverses utilisations, non seulement dans la détection des défauts de surfaces et dans le test non destructif, mais également dans la fabrication des composants électrochimiques [30]. Cependant, très peu d'investigations ont été menées sur le phénomène de réflexion près de l'angle critique longitudinale [31]. Ces ondes de surface de compression appelées également "Skimming", malgré leur faible amplitude et leur vitesse assez élevée (deux fois plus grande que celle de Rayleigh), sont d'une importance capitale dans la détermination des propriétés élastiques des matériaux et ne doivent pas être négligées. Pour cela, nous proposons dans ce paragraphe comment choisir les conditions pour observer ces ondes (Rayleigh et Skimming).

### I.4.1 L'effet de charge

Comme les ultrasons se propagent difficilement dans l'air, toute application de la microscopie acoustique nécessite l'introduction d'un liquide de couplage, souvent l'eau, entre la lentille et l'échantillon. L'utilisation du mercure, malgré sa réactivité chimique avec certains matériaux, devient de plus en plus fréquente [32]. La vitesse de propagation des ondes dans ce liquide est égale à 1450 m/s, similaire à celle de l'eau (1500 m/s). Par contre sa densité est 13.6 fois plus grande, ceci lui permet d'avoir une impédance acoustique comparable à celle de plusieurs matériaux. Par conséquent, la transmission des ondes est beaucoup plus meilleure. En plus le mercure a l'avantage d'être quatre fois moins absorbant que l'eau.

L'effet de la densité du liquide de couplage apparaît directement sur le coefficient de réflexion  $R(\theta)$ . Cet effet est illustré sur la figure 1.11 qui représente l'amplitude (-----) et la phase (——) de  $R(\theta)$  pour la structure eau/saphir.

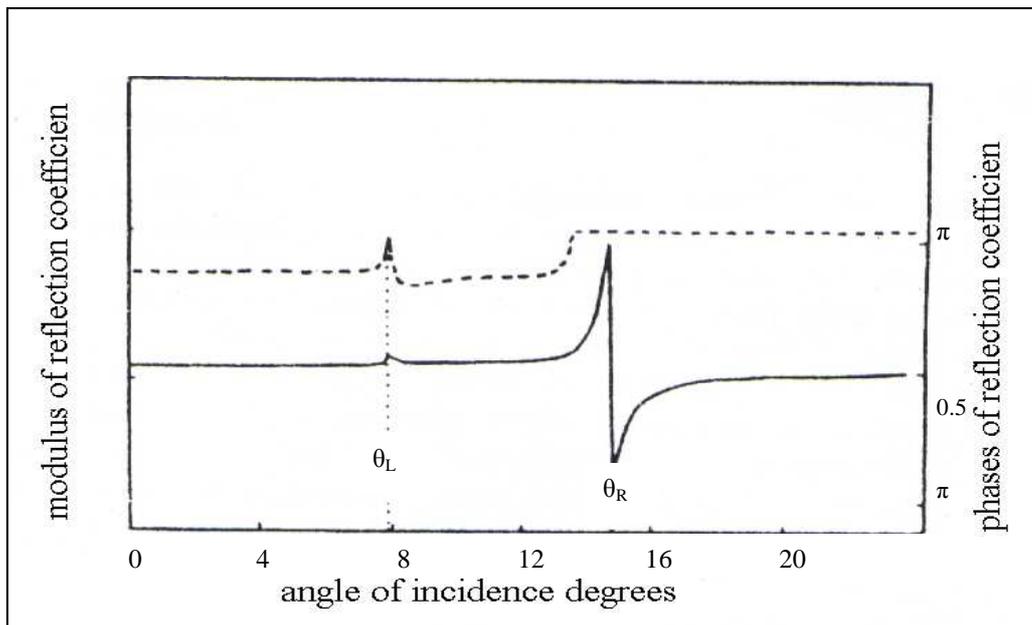


Figure 1.11: Amplitude (-----) et phase (——) du coefficient de la structure eau/saphir [33].

La comparaison de cette figure avec celle de la structure mercure/saphir (figure 1.12) permet de faire deux remarques importantes concernant le mode longitudinale:

- (i) Les ondes longitudinales du Skimmig sont excitées pratiquement au même angle critique  $\theta_L = 7.8^\circ$ .
- (ii) La fluctuation au niveau de  $\theta_L$ , aussi bien dans l'amplitude que dans la phase, est plus importante avec le mercure

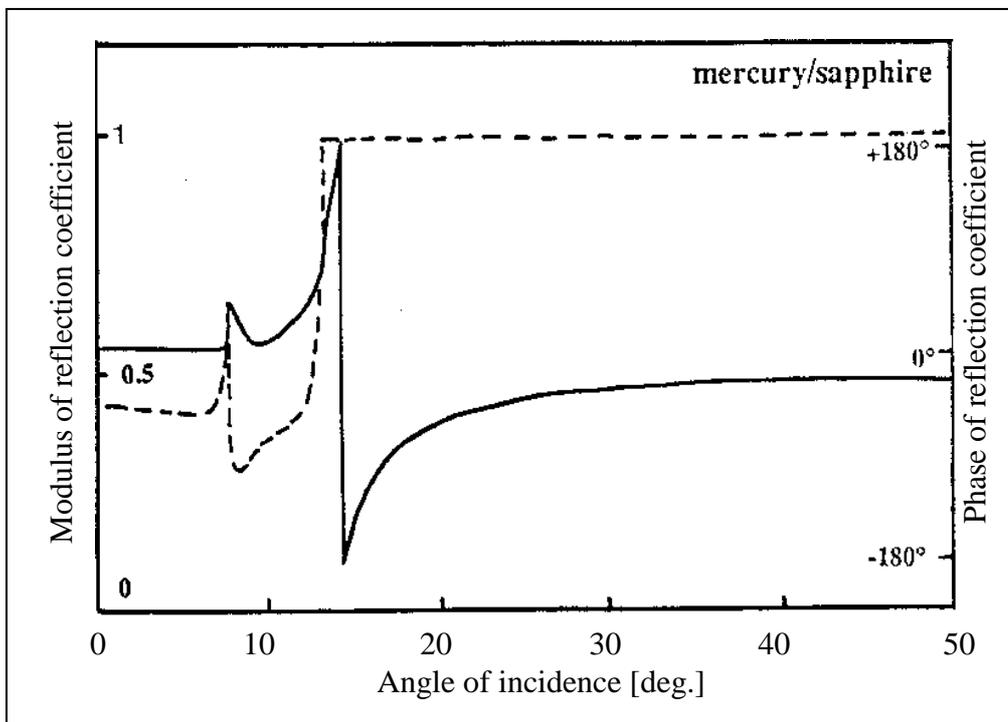


Figure 1.12: Amplitude (-----) et phase (——) du coefficient de la structure mercure/saphir [33].

#### I.4.2 L'effet de l'ouverture de la lentille

La seconde approche, que nous adoptons, pour faire apparaître le mode de Skimming avec plus d'efficacité, consiste à utiliser une lentille de différentes ouvertures. Rappelons que mode de longitudinale, pour le saphir est excité respectivement à  $7.8^\circ$ . Alors l'utilisation d'une lentille ouverte à  $9^\circ$  permettra l'obtention de ce mode avec une grande efficacité. Donc, le mode longitudinale de

Skimming peut être mis en évidence, avec le maximum d'efficacité, en utilisant une lentille à faible angle d'ouverture de telle sorte que:

$$\theta_{Lens} = (\theta_L)_{sol} + 1 \quad (1.30)$$

Pour mieux montrer l'influence de l'ouverture de la lentille, nous avons représenté sur les figures 1.13 a et 1.13 b les spectres de FFT des courbes de  $V(z)$  de la structure eau/saphir obtenus respectivement avec une lentille à large angle d'ouverture ( $50^\circ$ ) et celle de  $9^\circ$ .

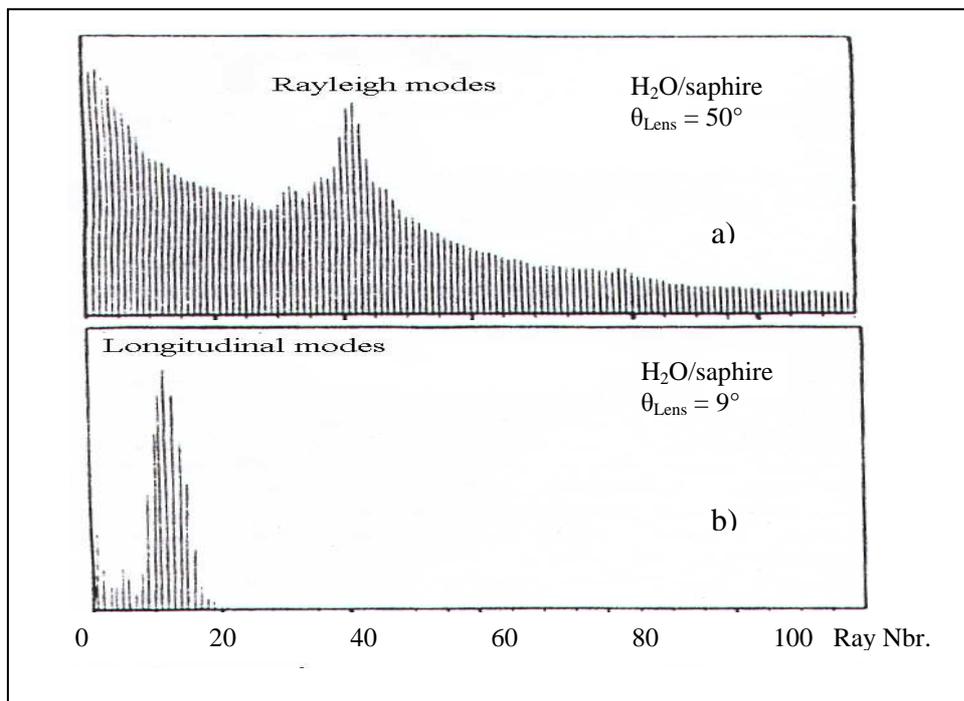


Figure 1.13: Spectres de FFT des signatures acoustiques de la structure eau/saphir pour: a)  $\theta_{Lens} = 50^\circ$  et b)  $\theta_{Lens} = 9^\circ$  [33].

Il est clair que le mode de Rayleigh cache toutes les informations (figure 1.13a) lorsqu'une lentille largement ouverte est utilisée. Par contre ce mode disparaît avec l'utilisation d'une lentille peu ouverte; il ne reste qu'un pic bien clair avec une raie principale très nette à partir de laquelle la vitesse du mode longitudinale est facilement déterminée.

## **I.5 CONCLUSION**

Vue l'importance de la microscopie acoustique, qui s'impose comme une nouvelle technique non destructive, qui repose sur l'utilisation d'ondes acoustiques, dans ce chapitre nous avons abordé la description des ondes élastiques, leurs relations avec les caractéristiques mécaniques des matériaux et les différents modes excités (le mode longitudinal, le mode transversal et.....).Ainsi nous avons parlé des lois fondamentales de l'acoustique (loi de Snell-Descartes, impédance acoustique,  $Z$ , les propriétés élastiques des matériaux....). Ensuite, nous avons démontré le phénomène acoustique d'atténuation acoustique, Enfin, nous avons parlez de quelques paramètres qui influent sur la génération du mode de surface.

## *Chapitre 2*

*INVESTIGATION DES PROPRIÉTÉS  
ELASTIQUES DES COUCHES MINCES  
Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> DEPOSEES SUR SiC VIA LA  
MICROSCOPIE ACOUSTIQUE*

La microscopie acoustique s'est développée comme technique, non destructive et non contaminante [1], de caractérisation des propriétés élastiques des matériaux aussi bien pour le qualitatif par imagerie que pour le quantitatif [2, 3] via l'étude de la signature acoustique,  $V(z)$ . Ce signal est caractérisé par une série d'oscillations périodiques, dues aux interférences constructives et destructives du faisceau réfléchi. La nature des ondes ultrasonores fait intervenir les paramètres fondamentaux de la matière tels que la densité, la vitesse, la structure...etc. Par conséquent, elles sont particulièrement utilisées dans la microanalyse des propriétés élastiques des matériaux massifs et des couches minces. Plus récemment, on s'est intéressé particulièrement, [4, 5], à l'étude des couches minces à étudier les propriétés mécaniques des couches minces et la détermination de leurs épaisseurs de manière plus précise. Les structures couches minces/substrats sont caractérisées soit par l'effet de charge qui se manifeste lorsque la vitesse de propagation de l'onde de Rayleigh dans une couche mince,  $V_{RC}$  est inférieure à celle du substrat,  $V_{RS}$  ( $V_{RC} < V_{RS}$ ), soit par l'effet de rigidité dans le cas inverse, c'est-à-dire  $V_{RC}$  supérieur à  $V_{RS}$  ( $V_{RC} > V_{RS}$ ).

Dans ce chapitre, en se basant sur l'effet de charge (dispersion négative), nous démontrons le principe de la méthode étudiée et la classification des matériaux selon leurs propriétés acoustiques. Ensuite, nous étudions l'influence des épaisseurs d'une couche mince de saphir,  $Al_2O_3$ , déposée sur un substrat en carbure de silicium, SiC, aussi bien sur le coefficient de réflexion,  $R(\theta)$ , que sur les signatures acoustiques,  $V(z)$ . Finalement, nous déterminons également la courbe de dispersion de la vitesse de phase du mode le plus lent via l'analyse spectrale des signatures  $V(z)$ .

## **II.1 ONDES DE RAYLEIGH GENERALISEES**

Les ondes élastiques sont des ondes de la matière, résultant des déplacements de particules, elles n'existent que dans les milieux fluides ou solides contrairement aux ondes électromagnétiques qui se propagent aussi dans le vide. Les ondes de Rayleigh ont reçu un intérêt [6] considérable grâce à leur utilité pour la détection des défauts de surface dans le test ultrasonique non destructif des matériaux. En plus, elles ont été employées dans les radars et les systèmes de télécommunication.

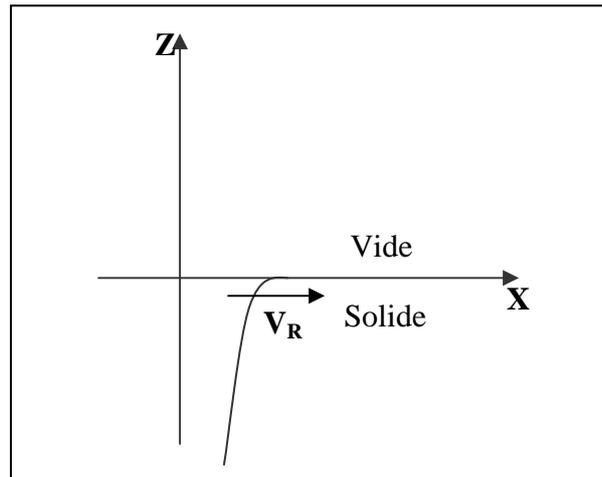


Figure 2.1: Courbe des amplitudes des déplacements en fonction de la profondeur pour les ondes de Rayleigh.

Si le vide limitant le solide semi-infini est remplacé par un liquide [7, 8] (figure 2.2), les ondes de Rayleigh sont dites "ondes de Rayleigh généralisées" ou "ondes de fuite de Rayleigh" [9, 10]. Ces ondes re-émettent de l'énergie dans le liquide, générant ainsi des ondes se propageant à l'angle critique de Rayleigh,  $\theta_R$ . 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

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 suivant l'approximation de Viktorov, on peut établir une équation séculaire de la forme:

$$V_R \leq V_R < V_T < V_L \quad (2.1)$$

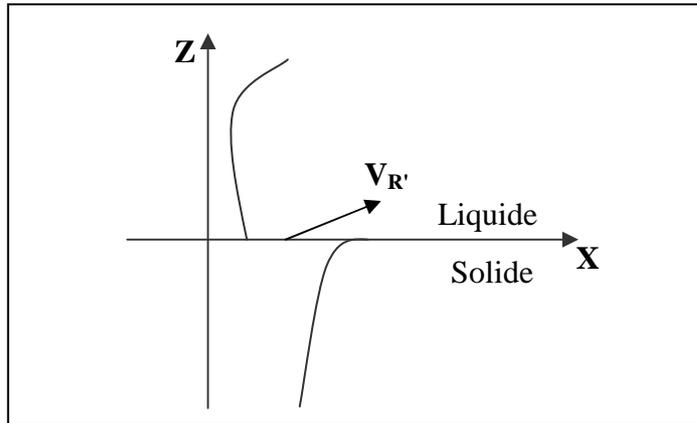


Figure 2.2: Courbe des amplitudes des déplacements en fonction de la profondeur pour les ondes de Rayleigh généralisées.

## II.2 COURBES DE DISPERSION DE LA VITESSE DES ONDES DE SURFACE

L'étude non destructive des propriétés acoustiques des couches minces [1, 11] est basée sur les signatures acoustiques  $V(z)$  qui sont permis de calculer l'épaisseur de la couche et leurs propriétés élastiques [12, 13]. Les variations dans l'allure des courbes de ces signatures acoustiques sont dues aux structures mêmes caractérisées et aussi de la période  $\Delta z$ , ceci entraîne la naissance des modes guidés tels que les modes de Rayleigh, Lamb généralisées (ce mode est très sensible à la valeur de l'épaisseur de la couche),... qui se propage avec une vitesse de surface  $V_s$ . Les courbes de dispersion présentent la variation des ondes de surfaces en fonction de l'épaisseur de la couche. Généralement, on trouve deux types de dispersion: dispersion négative et positive.

### II.2.1 Dispersion négative

La dispersion négative (figure 2.3) apparaît quand la vitesse de Rayleigh  $V_R$  décroît pour les faibles valeurs des épaisseurs [14]. Cependant, pour les épaisseurs relativement élevées, la vitesse devient constante et tend asymptotiquement vers la valeur de la vitesse de Rayleigh de la couche mince. Tel que la vitesse de substrat est assez élevée que celle de la couche c'est à dire  $V_{RS} > V_{RC}$ .

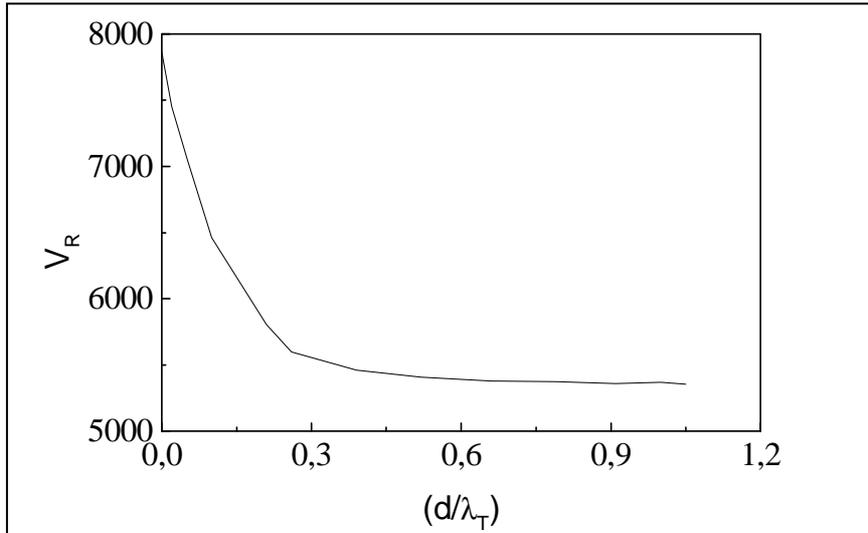


Figure 2.3: Courbe de dispersion négative de structure TiN/Be

## II.2.2 Dispersion positive

La dispersion positive (figure 2.4) apparaît quand la vitesse de Rayleigh  $V_R$  augmente avec les faibles épaisseurs. Cependant, pour les épaisseurs relativement élevées, la vitesse devient constante et tend asymptotiquement vers la valeur de la vitesse de Rayleigh de la couche mince. Tel que la vitesse de substrat est assez élevée que celle de la couche c'est à dire  $V_{RS} < V_{RC}$ .

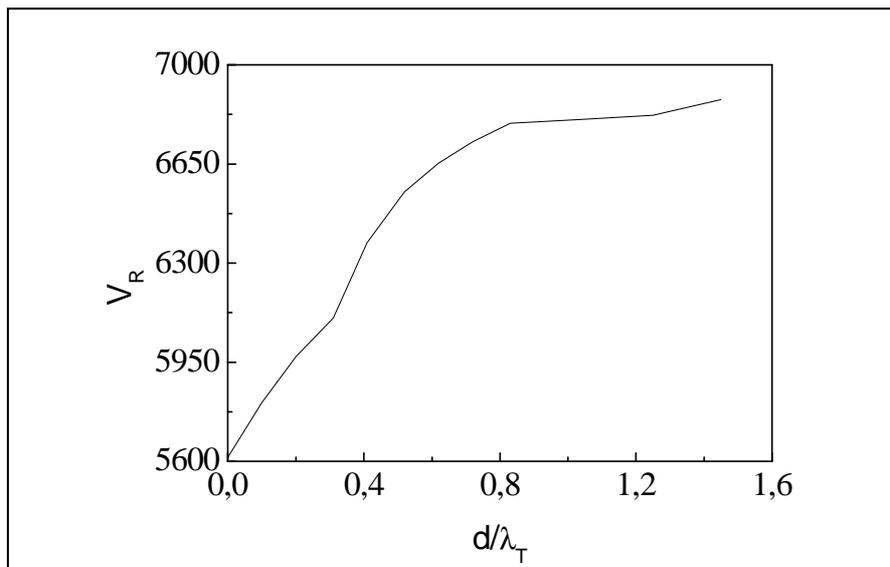


Figure 2.4: Courbe de dispersion positive de structure SiC/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> [15].

### II.3 PRINCIPE DE MICRO-CARACTERISATION

La méthode de la micro-caractérisation acoustique [16] consiste à émettre des ondes ultrasonores par un transducteur piézoélectrique, puis la réception de ces ondes qui reviennent riches en information concernant le matériau qu'elles ont balayé ou traversé. En microanalyse quantitative [2, 17, 18], l'échantillon est déplacé verticalement (figure 2.5) vers la lentille (selon l'axe,  $z$ ), pour étudier l'effet de la distance de défocalisation,  $Z$ , sur l'intensité du signal récupéré,  $V$ . Cette réponse  $V(z)$ , connue comme la signature acoustique des matériaux, est caractérisée par une série d'oscillations périodiques dues aux interférences constructives et destructives du faisceau réfléchi. L'interprétation des résultats est basée sur la variation de l'intensité de la signature acoustique qui est directement liée au coefficient de réflexion  $R(\theta)$ . Ce dernier dépend des conditions aux limites à l'interface liquide de couplage/solide (impédance, densité  $\rho$ , angles d'incidences  $\theta_i$  et les vitesses des différents modes de propagation). Par conséquent, les signatures acoustiques permettent d'obtenir des informations fort intéressantes sur les vitesses de propagation des ondes acoustiques de surfaces et par conséquent sur les propriétés élastiques des matériaux et des couches minces.

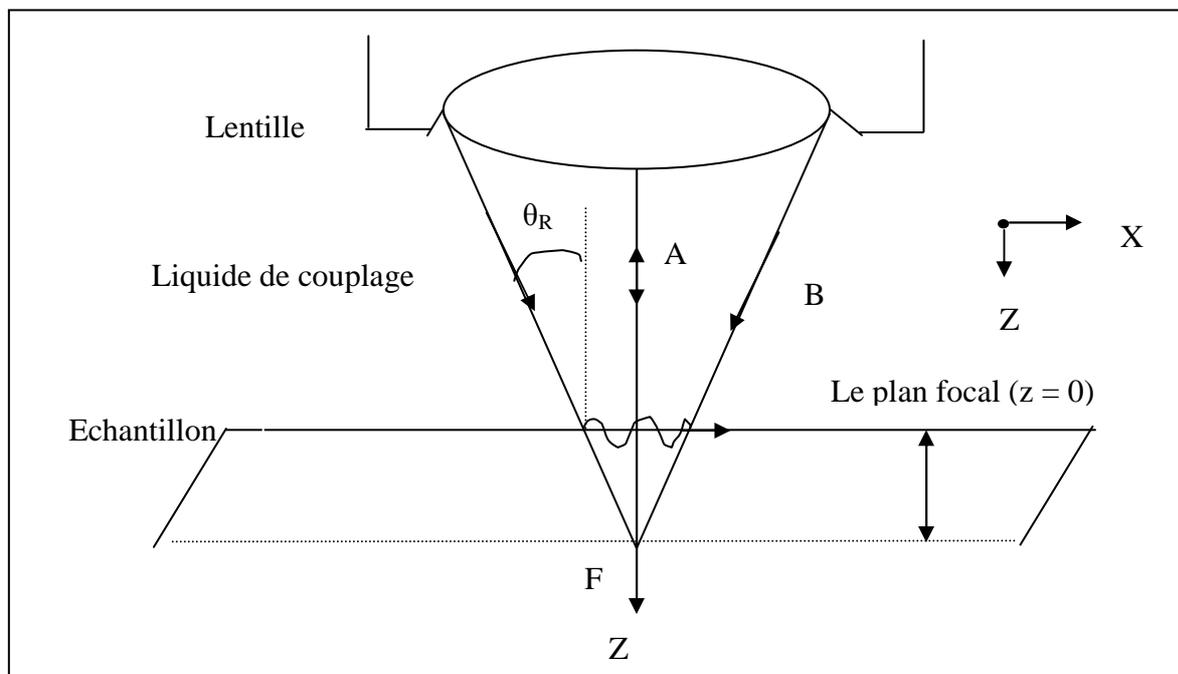


Figure 2.5: Schémas montre l'allure des rayons réfléchis dans l'échantillon.

## II.4 CHOIX DES CONDITIONS DE SIMULATION

Afin de surmonter le phénomène d'atténuation des ultrasons dans l'air, l'introduction d'un liquide de couplage entre la lentille et l'échantillon est nécessaire pour toute application de la microscopie acoustique. L'eau est choisie pour sa disponibilité, sa compatibilité avec la structure, le mode de micro-caractérisation et surtout son faible coefficient d'absorption à comparer avec beaucoup d'autres liquides (voir I.5.1). L'intensité du champ d'éclairage est également un paramètre très important, pour la détermination des vitesses de propagation des ondes acoustiques de surfaces (SAW : *Surface Acoustic Waves*). Elle dépend du demi-angle d'ouverture de la lentille acoustique (voir I.52), de la longueur de la ligne à retard et de la fréquence de vibration du capteur,  $f$ . Afin d'assurer une distribution de champ de forme gaussienne et faciliter ainsi l'utilisation de la technique, la longueur de la ligne à retard,  $l$ , est de l'ordre de celle de Fresnel,  $l_0$ , la largeur de la distribution est limitée par un demi-angle d'ouverture de la lentille choisi de  $50^\circ$  et une fréquence de travail de 156 MHz.

## II.5 CLASSIFICATIONS DES MATERIAUX

Généralement, les matériaux peuvent être classés en différentes familles selon leur structure chimique et leurs propriétés en quatre:

### II.5.1 Céramiques

Les céramiques [19] sont des liaisons iono-covalentes, ce qui regroupe pèle mêle : les roches, les bétons, les verres, les carbures, les nitrures... Le mot « céramique » longtemps associé à la poterie, aux porcelaines caractérise aujourd'hui une famille plus vaste de matériaux et les utilisations modernes ne sont plus limitées aux domaines traditionnels puisqu'on les emploie en électrotechnique et en construction mécanique.

Les céramiques sont caractérisées par des liaisons fortes, ce qui se traduit dans la pratique par une très bonne tenue en température et une excellente rigidité élastique. La faible tendance à la plasticité qui en résulte rend ces matériaux fragiles, peu tenaces, peu ductiles, mais en revanche, résistants à l'usure. Ces matériaux ont de hauts points de

fusion et une bonne résistance à la corrosion. Les céramiques techniques de qualité ont tendance à être chères.

### **II.5.2 Polymères**

Les polymères [19] sont constitués d'un grand nombre d'unités fondamentales, appelées monomères. Ce sont des molécules organiques dont le noyau est essentiellement constitué d'un atome de carbone (ou de silicium dans le cas des polymères siliconés). On distingue les polymères issus d'éléments naturels tels que le latex, le bois, le coton... et les polymères obtenus par synthèse à partir d'éléments tels que le charbon, les hydrocarbures, l'eau, le sable...

Les polymères sont constitués de macromolécules à squelette covalent, liées entre elles par des liaisons faibles (liaisons de Van der Waals ou liaisons hydrogène). Leurs propriétés dépendent fortement du comportement de ces liaisons faibles, et évoluent considérablement avec la température. Ils ont généralement un faible module d'élasticité, et une limite élastique d'autant plus faible qu'ils seront portés à plus haute température. Ils sont donc faciles à mettre en forme. Ils ont aussi malgré leur bonne déformabilité, une bonne résistance à l'usure. Ils sont faciles à assembler et ont une bonne tenue à la corrosion. Enfin, ce sont des matériaux légers et ils peuvent être très bon marché.

### **II.5.3 Métaux**

Les métaux [20] sont des groupes d'éléments chimiques qui comportent tous ou la plupart les propriétés physiques suivantes: état solide à température ordinaire, opacité (sauf sous forme de films), bonne conductivité de la chaleur et de l'électricité, grande brillance après polissage, structure cristalline à l'état solide. A l'exception de l'hydrogène, les métaux, dans le tableau périodique de Mendeleïev, se situent à la gauche d'une diagonale tracée par les éléments métalloïdes (le bore, le silicium, le germanium, l'arsenic, l'antimoine, le tellure, le polonium et l'astate). Le groupe des métaux inclut: aluminium, argent, baryum, béryllium, bismuth, cadmium, calcium, cérium, chrome, cobalt, cuivre, étain, fer, iridium, lithium, magnésium, manganèse, mercure, molybdène, nickel, or, osmium, palladium, platinium, plomb, potassium,

radium, rhodium, sodium, tantale, thallium, thorium, titane, tungstène, uranium, vanadium et zinc.

#### II.5.4 Semi-conducteurs

Les semi-conducteurs [21] sont des matériaux présentant une conductivité électrique intermédiaire entre les métaux et les isolants. Les semi-conducteurs sont primordiaux en électronique, car ils offrent la possibilité de contrôler, par divers moyens, aussi bien la quantité de courant électrique susceptible de les traverser que la direction que peut prendre ce courant.

Les propriétés des semi-conducteurs [22] sont en grande partie régies par la quantité de porteurs de charge qu'ils contiennent. Ces porteurs sont les électrons ou les trous. Le dopage d'un matériau consiste à introduire dans sa matrice des atomes d'un autre matériau. Ces atomes vont se substituer à certains atomes initiaux et ainsi introduire davantage d'électrons ou de trous.

Mais en acoustique, ces matériaux représentent une large gamme de matériaux rapides (vitesse longitudinale,  $V_L$ , très élevée); lents (vitesse longitudinale,  $V_L$ , très faible) selon la vitesse de propagation des ondes de surface (SAW) ou matériaux lourds (densité volumique,  $\rho$ , très grande) ou légers (densité volumique,  $\rho$ , très faible) selon leur densité, Dans cette étude nous nous sommes intéressés aux matériaux rapides et lents.

Le tableau suivant regroupe quelques matériaux de différentes familles.

Matériaux	$V_L$ (m/s)	$\rho$ (Kg/m <sup>3</sup> )
béryllium (rapide)	<b>12890</b>	1846
Acier (lent)	<b>5980</b>	7800
Tingsten (lourd)	5221	<b>19254</b>
Verre (légère)	5968	<b>2150</b>

Tableau 2.1: Différents matériaux en acoustique.

## II.6 METHODOLOGIE

Contrairement aux matériaux massifs, la vitesse de propagation du mode de Rayleigh dans les couches minces est dispersive, elle dépend aussi bien de la fréquence de travail que de l'épaisseur de la couche,  $d$ . Afin de pondérer l'effet de ces deux paramètres, il est utile de représenter les variations de la vitesse en fonction de l'épaisseur normalisée à la longueur d'onde transversale de la couche,  $\lambda_T$ .

Les courbes de dispersion qui représentent la variation de la vitesse des ondes acoustiques en fonction de l'épaisseur de la couche,  $d$ , sont déterminées à partir d'une méthode théorique, basée sur l'émission et la réception des ondes ultrasonores. Elle consiste à calculer successivement le coefficient de réflexion  $R(\theta)$  de la structure couche mince/substrat considérée, puis la signature acoustique,  $V(z)$ , de la structure et celle de la lentille, ensuite le traitement par transformée de Fourier rapide, FFT, des courbes de  $V(z)$ , pour pouvoir déterminer enfin la vitesse de phase. Le calcul est répété pour chaque épaisseur normalisée  $d/\lambda_T$ . L'analyse spectrale de la détermination des vitesses de propagation des différents modes peut être résumée selon les étapes suivantes:

### II.6.1 Coefficient de réflexion

Le calcul du coefficient de réflexion de chaque structure a été fait à l'aide de la relation suivante:

$$R(\theta) = \frac{Z_{sol} - Z_{liq}}{Z_{sol} + Z_{liq}} \quad (2.2)$$

$$\text{Où : } Z_{sol} = Z_L \cos^2 2\theta_T + Z_T \sin^2 2\theta_T$$

$$\text{Avec } Z_i = \rho_i V_i / \cos \theta_i$$

L'indice,  $i$ , qui présente le mode transversale (T) ou longitudinale (L), ainsi  $V_i$ ,  $\theta_i$  et  $Z_i$  sont respectivement les vitesses, les angles et les impédances acoustiques du mode considéré.

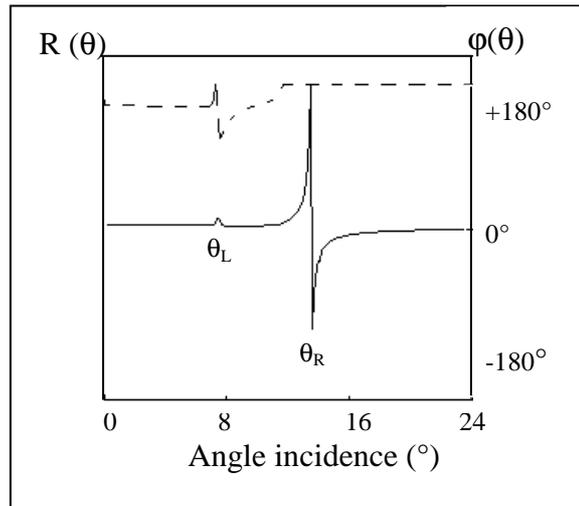


Figure 2.6: Coefficient de réflexion

La fonction de réflexion,  $R(\theta)$ , est une fonction complexe, elle tient compte de la génération des différents modes de surface qui se propagent à la structure. L'étude et la détermination du coefficient de réflexion  $R(\theta)$ , (figure 2.6), nécessite la connaissance des vitesses longitudinales et transversales. Le calcul de  $R(\theta)$  permet alors de déterminer les angles de réfraction, en effet, il existe des valeurs critiques de  $\theta_L$  et qui correspondent à l'angle d'incidence à partir duquel il n'y a plus d'ondes réfractées dans le solide. C'est-à-dire, lorsque l'angle d'incidence devient supérieur à cette valeur critique, il y a réflexion totale et le coefficient de réflexion  $R(\theta)$  devient alors complexe on peut représenter son amplitude et sa phase [23, 24]

## II.6.2 Signature acoustique

Le signal acoustique qui provient de l'échantillon est le résultat de la superposition de plusieurs types d'ondes qui interfèrent au niveau du transducteur. Il est possible, en effet, suivant l'ouverture  $\theta_{\text{Lens}}$  de la lentille, de générer une ou plusieurs ondes qui se propagent, avec leurs vitesses spécifiques, simultanément dans l'échantillon [25]. L'investigation de la tension de sortie  $V(z)$  délivrée par le capteur présente des pseudos oscillations qui constituent la signature acoustique du matériau.

Le modèle théorique de ce phénomène à été fait par Sheppard et Wilson [26]. Ce modèle permet de calculer l'amplitude de cette signature, à partir de la connaissance théorique du coefficient de réflexion. En effet, d'après ce modèle, nous avons:

$$V(z) = \int P^2(\theta) R(\theta) \exp(2jk_0 z \cos\theta) \sin\theta \cos\theta d\theta \quad (2.3)$$

Avec:  $\theta = 0, \theta_{\text{lens}}$

Où  $P(\theta)$  représente la fonction pupille qui dépend de la géométrie et du matériau de conception de la lentille utilisée.

$k_0$  est le nombre d'onde.

Les courbes de la signature acoustique  $V(z)$ , (figure 2.7a) simulées, peuvent être considérées comme la somme de la réponse de la lentille  $V_{\text{Lens}}(z)$ , et la réponse caractéristique du matériau  $V_u(z)$  [27]

$$V(z) = V_{\text{Lens}}(z) + V_u(z) \quad (2.4)$$

La réponse de la lentille dépend des dimensions de la lentille de défocalisation et de la fréquence de travail (figure 2.7b), autrement dit, du champ de la distribution acoustique. L'amplitude de  $V_{\text{Lens}}(z)$  est maximale quand l'échantillon est localisé au point focal ( $z = 0$ ), car le transducteur peut recevoir les ondes acoustiques avec presque toutes les composantes de la fréquence spatiale réfléchies à partir de l'échantillon. Quand l'échantillon s'approche de la lentille suivant l'axe Z, les composantes des ondes ayant des fréquences spatiales plus petites autour du faisceau axial seront reçues par le transducteur de telle sorte que l'amplitude décroît rapidement et devient presque constante.

Pour l'obtention de  $V_u(z)$ , (figure 2.7c), de l'échantillon on fait la soustraction des deux signaux,  $V(z)$  et  $V_{\text{Lens}}(z)$  comme suit:

$$V_u(z) = V(z) - V_{\text{Lens}}(z) \quad (2.5)$$

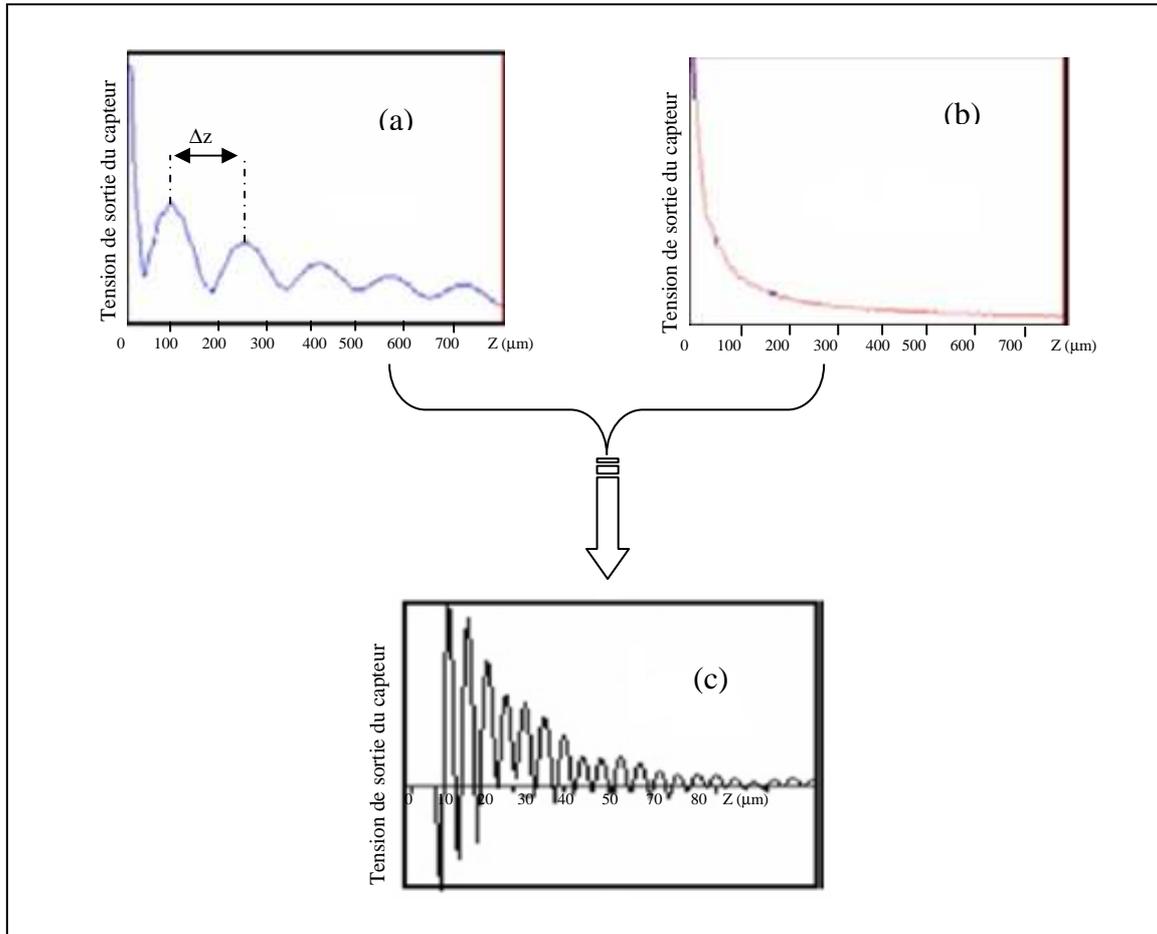


Figure 2. 7.:Principe de soustraction de la réponse acoustique.  
 (a) Signature globale  $V(z)$  (b) Réponse de la lentille  $V_{Lens}(z)$   
 (c) Signature propre du matériau  $V_u(z)$

### II.6.3 Calcul des vitesses

Le traitement de la signature du matériau  $V_u(z)$  par la transformée de Fourier rapide, FFT, permet d'obtenir un spectre de raies, à partir duquel on peut déterminer la période  $\Delta z$  entre deux pics successifs principaux.

Les vitesses de propagation des ondes de surface sont déterminées à partir des pics principaux de la FFT, (figure 2.8), via la relation suivante:

$$V = V_{liq} / \{1 - [1 - V_{liq} / 2 f \Delta Z]^2\}^{1/2} \quad (2.6)$$

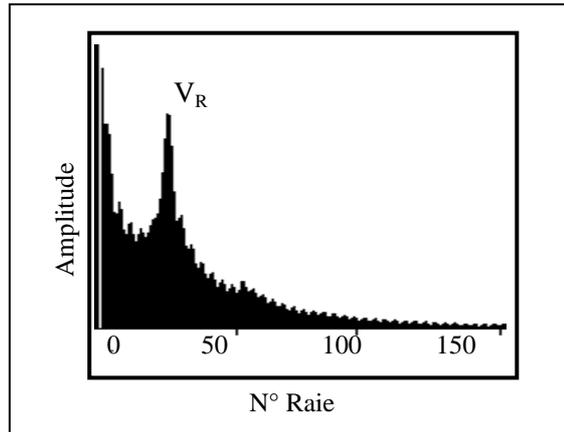


Figure 2.8: Analyse spectrale par FFT.

## II.7 INVESTIGATION DE LA STRUCTURE $Al_2O_3/SiC$

Tous les résultats obtenus de  $R(\theta)$  et  $V(z)$  ont été simulés à partir des conditions suivantes: une fréquence de vibration du capteur  $f = 156$  MHz, un demi angle d'ouverture de la lentille  $\theta_{Lens} = 50^\circ$  et l'eau comme liquide de couplage dont la vitesse de propagation des ondes longitudinales  $V_{liq} = 1500$  m/s, et dont la densité volumique  $\rho_{liq}$  égale à  $1000$  Kg/m<sup>3</sup>. Notons que le choix de ce  $\theta_{Lens}$  est détecté par le fait que, pour la plupart des matériaux, le mode de Rayleigh est généré à un angle critique inférieur à  $50^\circ$ ; l'eau est choisie pour sa disponibilité et sa compatibilité avec la structure. Le tableau 2.2 regroupe les propriétés élastiques du saphir ( $Al_2O_3$ ) constituant la couche mince et le carbure de silicium (SiC) représentant le substrat. Notons qu'aussi bien l' $Al_2O_3$  que SiC sont classés parmi les matériaux rapides, autrement dit les ondes élastiques s'y propagent avec des vitesses relativement élevées. Par conséquent la structure caractérisée est de type rapide/rapide.

Matériaux	$\rho$ (Kg/m <sup>3</sup> )	$V_L$ (m/s)	$V_T$ (m/s)	$\theta_L$ (°)	$\theta_T$ (°)	$\lambda_T$ ( $\mu$ m)
Le saphir	3980	11150	6036	7.73	14.38	38.69
Carbure de silicium	3210	12099	7485	7.12	11.56	48.62

Tableau 2.2 : Caractéristiques et propriétés élastiques des matériaux étudiés.

### II.7.1 Coefficient de réflexion

Le coefficient de réflexion,  $R(\theta)$  est une fonction complexe qui admet une amplitude et une phase. La réflexion totale sera obtenue pour  $|R(\theta)| = 1$ . La figure II.9 montre l'influence de l'épaisseur,  $d$ , des couches minces en  $\text{Al}_2\text{O}_3$  sur le module (-----) et la phase (—) du coefficient de réflexion, en fonction de l'angle d'incidence  $\theta$  pour le substrat en SiC (courbe 2.9a) et également pour des épaisseurs de  $\text{Al}_2\text{O}_3$  de 6  $\mu\text{m}$  (courbe 2.9b), 12  $\mu\text{m}$  (courbe 2.9c), 24  $\mu\text{m}$  (courbe 2.9d), 30  $\mu\text{m}$  (courbe 2.9e), 40  $\mu\text{m}$  (courbe 2.9f), 60  $\mu\text{m}$  (courbe 2.9g), et 78  $\mu\text{m}$  (courbe 2.9h). On remarque qu'au fur et à mesure que l'épaisseur de la couche augmente, l'angle critique correspondant à l'excitation du mode de Rayleigh se déplace vers les grands angles d'incidence. De plus, on constate l'apparition d'autres fluctuations (courbe 2.9d et 2.9h) indicatives de la génération de nouveaux modes de propagation caractéristiques de la structure.

### II.7.2 Signatures acoustiques

Les signatures acoustiques  $V(z)$  sont caractérisées par une série d'oscillations périodiques dues aux interférences constructives et destructives entre l'onde axiale et les différents faisceaux réfléchis. Ces signatures sont déterminées à partir du coefficient de réflexion et sont fortement influencées par la nature du matériau, le type de la structure et même la forme de l'objet.

La figure 2.10 illustre les réponses  $V(z)$  calculées à partir de la relation de Sheppard et Wilson [26]. La courbe (2.10a) présente la signature acoustique du substrat en SiC et les courbes (2.10b jusqu'à 2.10h) celles de la structure  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiC}$  pour différentes épaisseurs de la couche mince. On remarque que la forme oscillatoire est différente d'une courbe à une autre. De plus, la période  $\Delta z$  qui représente la différence entre deux minimums ou maximums successifs varie d'une structures à l'autre en présence de modulations secondaires (2.10c jusqu'à 2.10h). Ces variations des signatures acoustiques qui sont typiques pour une telle structure, sont d'une grande importance pour la détermination et la compréhension de plusieurs phénomènes d'élasticité.

### II.7.3 Analyse spectrale des signatures acoustiques

Pour mieux étudier l'influence de l'épaisseur sur les signatures acoustiques, nous avons effectué le traitement des courbes périodiques des signatures par la transformée de Fourier rapide, FFT. Les résultats obtenus sont mieux illustrés par la figure 2.11, qui représente les courbes de FFT, pour le substrat en SiC (courbe 2.11a) et différentes autres épaisseurs de la couche  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (courbe 2.11b jusqu'à 2.11h). La raie principale de ce pic permet d'obtenir la période des oscillations du signal de sortie et par conséquent la vitesse de propagation du mode considérée. Pour les faibles épaisseurs, c'est à dire d variant entre zéro et  $24\ \mu\text{m}$ , on observe un seul pic principal qui représente le mode le plus lent qui est souvent celui de Rayleigh. Pour les autres épaisseurs,  $30\ \mu\text{m} < d < 78\ \mu\text{m}$ , on remarque:

- i) L'apparition d'autres pics aux grandes périodes spatiales avec une efficacité (hauteur du pic principal) relativement faible.
- ii) Un décalage du pic principal du mode de Rayleigh vers les faibles périodes spatiales.

A partir de ces spectres, le décalage influe directement sur la vitesse de phase et sont illustrés dans le tableau 2.3.

l'épaisseur de la couche $\text{Al}_2\text{O}_3$	la vitesse de phase
$0\ \mu\text{m}$	6806 m/s
$6\ \mu\text{m}$	6503 m/s
$12\ \mu\text{m}$	6071 m/s
$24\ \mu\text{m}$	5691 m/s
$30\ \mu\text{m}$	5633 m/s
$40\ \mu\text{m}$	5620 m/s
$60\ \mu\text{m}$	5614 m/s
$78\ \mu\text{m}$	5613 m/s

Tableau 2.3: Variation de la vitesse de la phase en fonction de l'épaisseur de la couche.

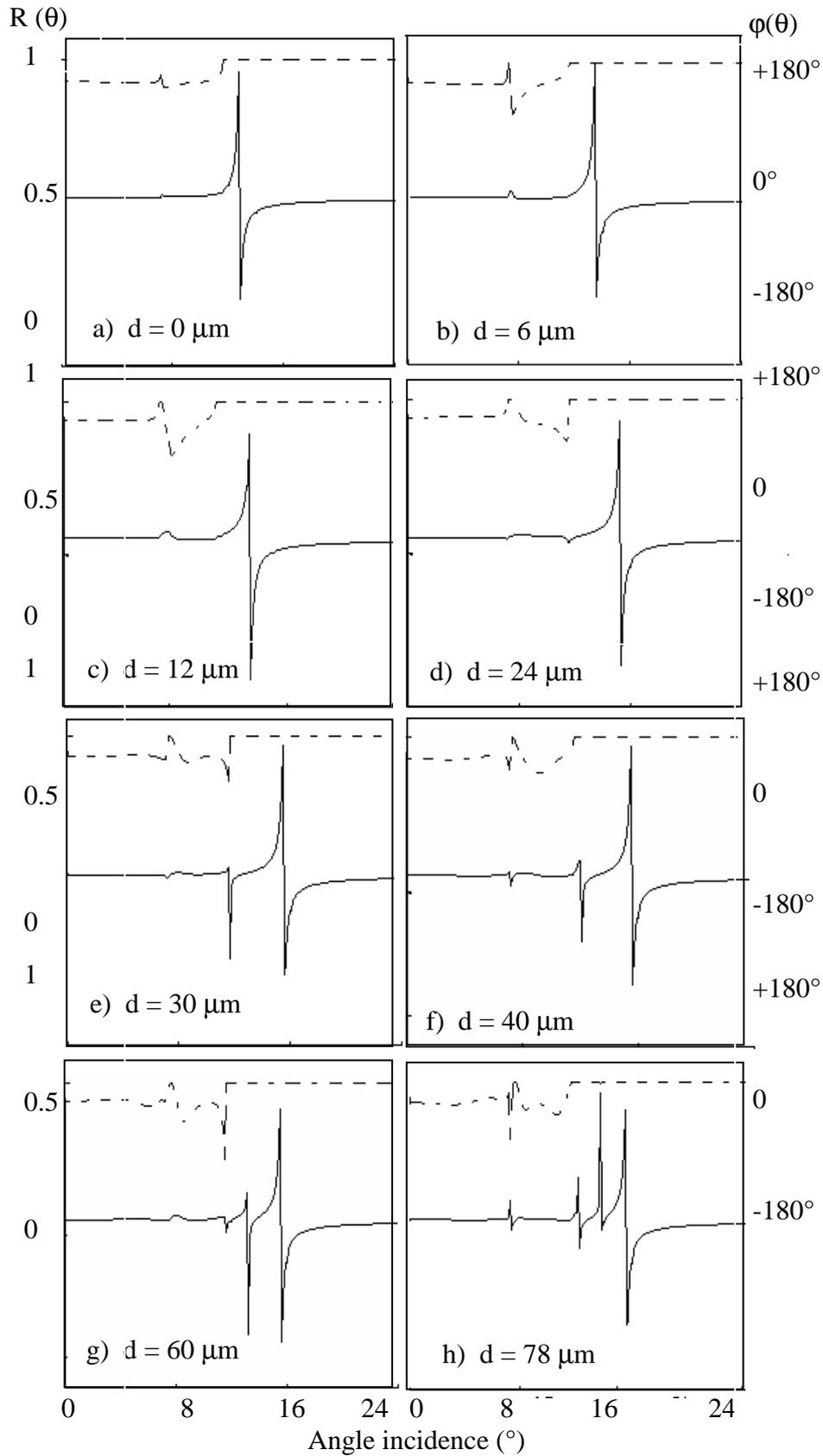


Figure 2.9: Coefficients de réflexion obtenus à 156 MHz pour SiC nu (a) et différentes épaisseurs de  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (b, jusqu'à h)

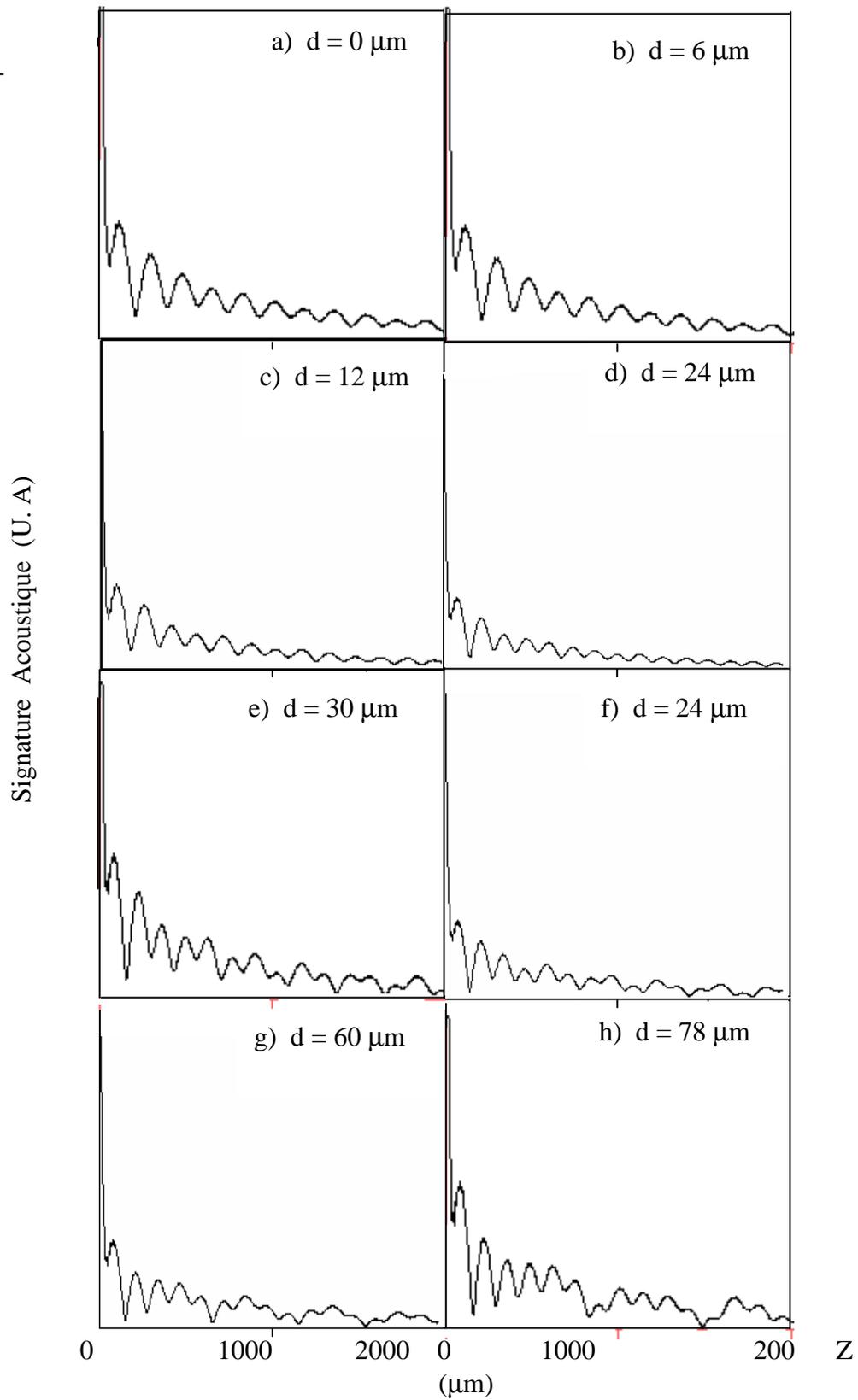


Figure 2.10 : Signature acoustique obtenu à 156 MHz Pour SiC nu (a) et différentes épaisseurs de Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (b, jusqu'à h)

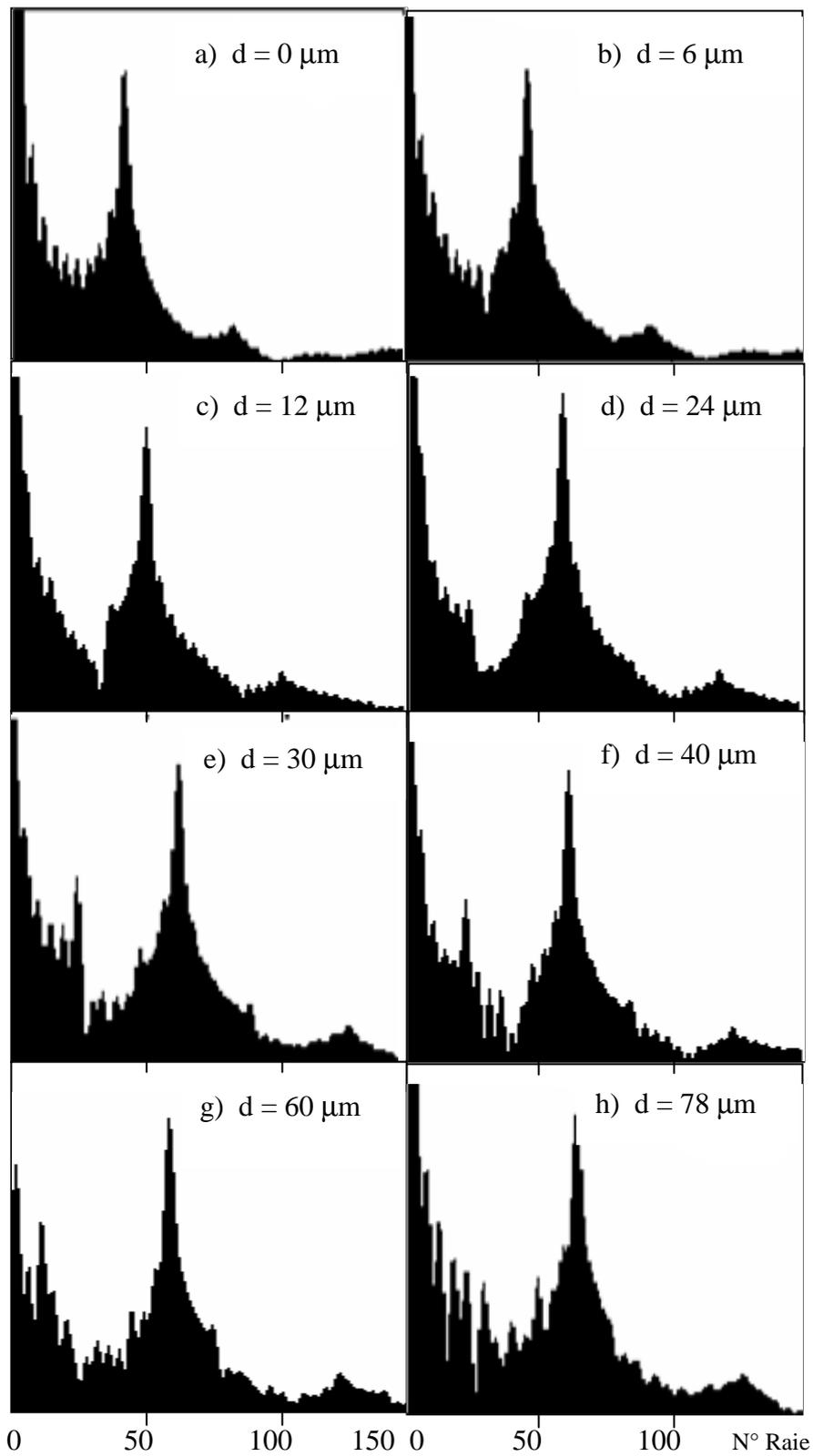


Figure 2.11: Spectre de FFT des courbes de  $V(z)$  pour SiC nu (a) et différentes épaisseurs de  $AL_2O_3$  (b, jusqu'à h)

## II.7.4 Influence de l'épaisseur sur la vitesse de phase du mode Rayleigh

Rappelons que le mode de Rayleigh est le mode le plus lent, le plus dominant et le plus facile à détecter par rapport aux autres modes de propagation tel que: les ondes transversales, de skimming, de Lamb [28. 29],...pour ce là, nous nous intéressons particulièrement à étudier l'influence de l'épaisseur sur la vitesse de phase du mode de Rayleigh généralisée dans les structures de type rapide/ rapide

Comme nous l'avons montré aux paragraphes précédents, il est difficile de dissocier les caractéristiques de la couche d' $\text{Al}_2\text{O}_3$  de celle du substrat. Pour surmonter cette difficulté, il serait intéressant de tracer la courbe de dispersion de la vitesse de phase, qui représente l'évolution de cette dernière pour la structure eau/ $\text{Al}_2\text{O}_3$ /SiC, en fonction de l'épaisseur de la couche normalisée ( $d/\lambda_{Tc}$ ) où  $\lambda_{Tc}$  étant la longueur d'onde transversale dans la couche. La figure 2.12 représente la vitesse de phase en fonction du rapport  $d/\lambda_{Tc}$  variant de 0 à 2. On remarque que la courbe de dispersion peut être divisée en deux régions principales:

**Région I:** Correspondant aux faibles valeurs  $0 \leq d/\lambda_T \leq 0.75$ , dans cet intervalle, la vitesse de phase subit une forte décroissance en fonction de  $d/\lambda_T$ . Elle varie de la valeur 6806 m/s qui sont la vitesse du substrat à 5611 m/s obtenue pour  $d/\lambda_T$  égale à 0.75. L'utilisation d'une méthode d'optimisation nous a permis de quantifier la pente initiale par la relation [4]:

$$\Delta V = - 2270 d/\lambda_T. \quad (2.7)$$

Avec:

$$\Delta V = V_{\text{sub.}} - V_{\text{pha}} \quad (2.8)$$

$V_{\text{sub.}}$ : vitesse de substrat

$V_{\text{pha}}$ : vitesse de phase du mode de Rayleigh

**Région II:** correspondant aux épaisseurs  $0.75 \leq d/\lambda_T \leq 2$ . La vitesse de la phase atteint une valeur pratiquement constante. L'énergie de ce mode se propage dans la couche d' $\text{Al}_2\text{O}_3$  près de la surface supérieure et le déplacement devient celui d'une onde

de Rayleigh du matériau  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Par conséquent, la vitesse de Rayleigh de  $\text{Al}_2\text{O}_3$  est égale à 5613 m/s.

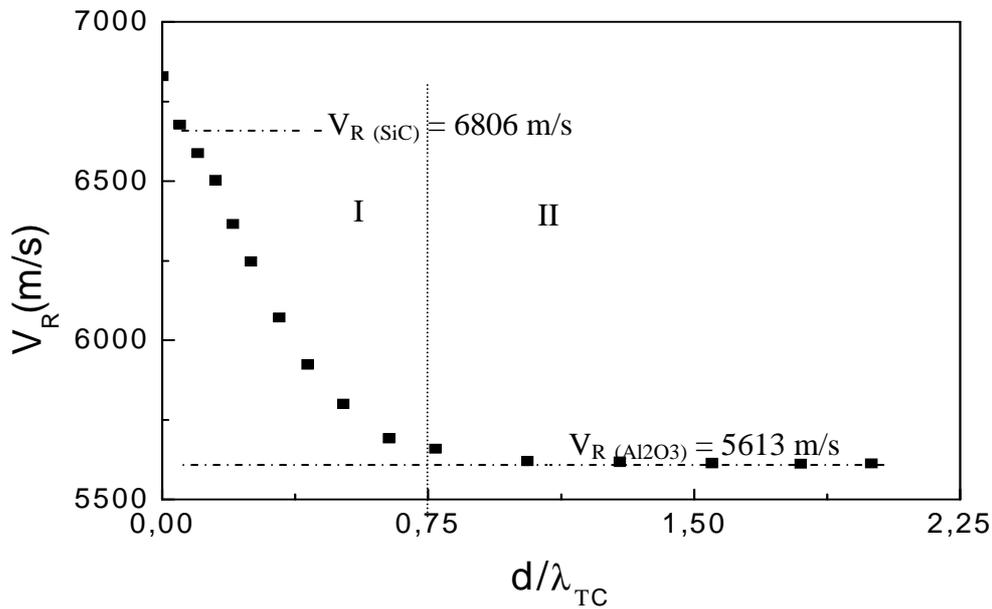


Figure 2.12: Courbe de dispersion de la vitesse de Rayleigh en fonction du rapport ( $d/\lambda_{TC}$ ) de la structure  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiC}$ .

## II.8 CONCLUSION

Au cours de cette étude, nous avons choisi la structure  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiC}$  qui représente la famille des matériaux rapide/rapide, afin d'étudier l'influence de l'épaisseur de la couche de  $\text{Al}_2\text{O}_3$  sur les vitesses de propagation des ondes acoustiques. A travers la détermination des  $R(\theta)$ , des  $V(z)$  et de leur FFT, il nous a été possible de tracer la courbe de dispersion de la vitesse de phase caractérisée par une décroissance initiale, caractérisée par la relation  $\Delta V = - 2270 d/\lambda_T$ , suivi d'une région de saturation. L'analyse de cette courbe est d'un grand intérêt dans la détermination des propriétés élastiques des couches minces

## *Chapitre 3*

*Détermination de  
l'épaisseur optimale  
séparant les propriétés  
d'une couche mince de celles  
d'un matériau massif.*

La micro caractérisation non destructive [1- 6] par ondes ultrasonores est principalement basée sur l'interaction ondes élastiques-matière. L'observation qualitative et quantitative des structures, quelle soit en surface ou en volume, représente le plus important atout de la microscopie acoustique. Cette technique révèle le comportement élastique des différents matériaux et structures: isotrope [7- 9], anisotrope [10, 11] et amorphes. Ainsi, elle permet la caractérisation de la qualité des couches minces, en l'occurrence, leurs épaisseurs, leur homogénéité [12, 13] et leurs propriétés élastiques [14- 17]...etc.

Il est bien établi que l'évolution de l'onde de Rayleigh généralisée dans la structure couche mince déposée sur un substrat, produit une dispersion de la vitesse de propagation du mode. Cette dispersion peut être négative, dans le cas d'une couche moins rapide que le substrat sur lequel elle est déposée, ou positive, pour le cas contraire. Dans ce chapitre, on s'intéresse à l'étude de l'épaisseur critique, qui sépare le comportement de la vitesse de Rayleigh généralisée du système couche mince - substrat de celui de la couche mince, autrement dit le point de disjonction de la région de transition, de la courbe de dispersion négative, de celle de saturation. Cette étude s'étend sur un intervalle d'épaisseur,  $d$ , allant de 0 à  $2\lambda_{TC}$ ,  $\lambda_{TC}$  est la longueur d'onde transversale de la couche. Ainsi, afin d'élargir au mieux possible l'analyse de la vitesse de ce mode, nous avons mené nos investigations en deux grandes étapes. Pour la première, nous avons considéré différentes couches minces (Si, Al, Ti, TiN, ZnO, Cu, Mg, Fe, V, WC, Quartz, Constantan, Inconel, Crown glass, Pyrex, Heavy flint, etc) déposées à chaque fois sur différents substrats tel que: SiC, AlN, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, TiN, Si, SiO<sub>2</sub>, Mg, et Pyrex. Cependant, dans la seconde étape nous nous sommes intéressés uniquement à deux types de couches minces, heavy-flint et titane, déposées sur différents substrats.

### **III. 1 CONDITIONS DE SIMULATIONS ET MATERIAUX ETUDIÉS**

Ce travail a été réalisé grâce à une simulation théorique, à l'aide d'un microscope acoustique à balayage, SAM (Scanning Acoustic Microscop), opérant en mode de réflexion, avec une demi ouverture d'angle de la lentille de 50°, une fréquence de

vibration du capteur de 156 MHz et on utilisant l'eau comme liquide de couplage, ayant une vitesse longitudinale  $V_L = 1500$  m/s et une densité  $\rho_{liq} = 1000$  Kg/m<sup>3</sup>. Le tableau 3.1 regroupe les matériaux étudiés avec leurs différentes caractéristiques acoustiques utilisées: densité,  $\rho$ , vitesse longitudinale,  $V_L$ , vitesse transversale,  $V_T$  et vitesse de Rayleigh généralisée,  $V_R$ .

matériaux	$\rho(\text{Kg/m}^3)$	$V_L(\text{m/s})$	$V_T(\text{m/s})$	$V_R(\text{m/s})$
Be	1846	12890	8880	7844
SiC	3210	12099	7485	6806
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	3980	11150	6036	5613
AlN	3260	10012	7647	6418
TiN	5200	9580	5890	5367
Si	2300	9160	5085	4712
WC	15000	6655	3984	3643
SiO <sub>2</sub>	2600	5980	3746	3409
Mg	1738	5823	3163	2930
Pyrex	2230	5640	3280	3013
Ti	4508	6130	3182	2950
Heavy-flint	3600	5260	2960	2731

*Tableau 3.1: Caractéristiques acoustiques des matériaux étudiés.*

## **III.2 DIFFERENTES COUCHES SUR UN MEME SUBSTRAT**

Il est bien établi que les atomes de la matière vibrent sous forme de différents modes tel que: le longitudinale, le transversale, les lambs.... Cependant le mode de Rayleigh, qui est le mode le plus lent, représente le mode le plus dominant et le plus facile à détecter parmi toutes les autres ondes acoustiques. La raison pour laquelle nous nous sommes intéressés à l'étude de l'influence de l'épaisseur sur la vitesse de propagation du mode de Rayleigh généralisé dans les systèmes couche mince/substrat., Pour cette analyse, on a choisi deux types de substrats, suivant leurs vitesses de propagation: quatre rapides tel que: le saphire (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>), le carbure de silicium (SiC), le

nitride d'aluminium (AlN) et le nitride de titane (TiN), ainsi que quatre lentilles tels que: le dioxyde de silicium ( $\text{SiO}_2$ ), le magnésium (Mg), le silicium (Si) et le Pyrex.

### III.2.1 Structures couches minces/substrat rapide

Nous avons considéré plusieurs couches minces (Mg, Cu, Fe, Zn, Si, Ni, ZnO, Al, Ti, W, WC, Qz, monel, etc.) déposées sur divers substrats (Be, SiC, AlN,  $\text{Al}_2\text{O}_3$  et TiN) caractérisés par des vitesses longitudinales assez élevées,  $V_L > 9000$  m/s. Les courbes de dispersion négative établies nous ont permis de déterminer l'épaisseur optimale  $(d/\lambda_T)_{\text{opt}}$ , qui représente l'épaisseur pour laquelle le matériau choisi fait sa transition entre le comportement d'une couche mince vers celui d'un matériau massif.

#### III.2.1.1 Structures couches minces/ $\text{Al}_2\text{O}_3$

Pour chaque structure considérée, la vitesse de phase du mode de Rayleigh,  $V_R$ , a été calculée pour plusieurs épaisseurs,  $d$ , sur un intervalle variant de 0 à  $2\lambda_T$ . Cette vitesse est déduite de la période spatiale de la signature acoustique,  $V(z)$ , correspondante, suite à son analyse par transformée de Fourier rapide.

L'alumine ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) est l'une des céramiques les plus employées. Elle présente une haute résistance à l'abrasion et à la corrosion, une excellente dureté, une résistance mécanique élevée ainsi qu'une bonne stabilité dimensionnelle. Ce matériau est disponible pour fabriquer des plaques, tubes, pièces usinées sur plan et une Possibilité de métallisation [20].

La figure 3.1 représente les courbes de dispersions des couches minces WC, Quartz, Ti, et W déposées sur un substrat en  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Il est clair que toutes les courbes possèdent un comportement similaire. Elles commencent au même point, à  $d/\lambda_T = 0$ , correspondant à la vitesse de Rayleigh du substrat,  $V_{RS} = 5613$  m/s, puis subissent une décroissance de pente différente selon la combinaison de la structure. Enfin, chacune des courbes se sature quand  $d/\lambda_T$  devient égale à une valeur optimale,  $(d/\lambda_T)_{\text{opt}}$ , indiquée par une flèche sur la figure 3.1. Ces valeurs optimales restent caractéristiques de chaque structure couche mince/ $\text{Al}_2\text{O}_3$ ; indiquées sur le tableau 3.2, qui regroupe les différentes

caractéristiques acoustiques utilisées, tel que: le rapport ( $V_{RC}/V_{RS}$ ) entre la vitesse du substrat,  $V_{RS}$ , et celle de la couche,  $V_{RC}$ , le rapport  $\rho_C/\rho_S$  entre la densité du substrat,  $\rho_S$ , et celle de la couche,  $\rho_C$ , et l'épaisseur optimale normalisée à la longueur d'onde transversale du substrat,  $(d/\lambda_T)_{opt}$ .

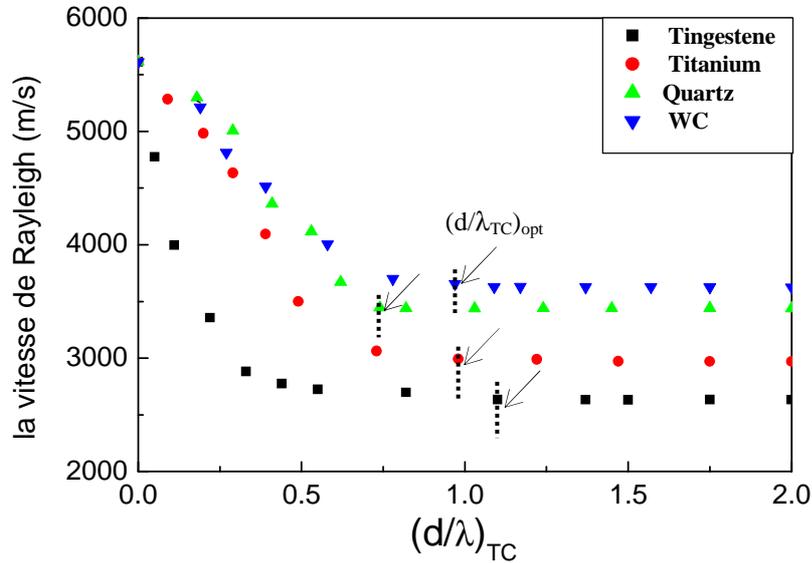


Figure 3.1: Courbes illustrant l'évolution de la vitesse  $V_R$  en fonction de  $d/\lambda_{TC}$  des couches minces/ $Al_2O_3$ .

Substrat	$Al_2O_3$			
Couches	W	WC	Ti	Quartz
$V_{RC}/V_{RS}$	0.33	0.46	0.37	0.43
$\rho_C/\rho_S$	3.67	2.85	0.85	0.41
$(d/\lambda_T)_{opt}$	1.13	1.1	0.97	0.74

Tableau 3.2: Caractéristiques acoustiques des structures couches minces/ $Al_2O_3$

A travers le tableau 3.2, on remarque que pour les systèmes étudiés il y a une augmentation de l'épaisseur optimale,  $(d/\lambda_T)_{opt}$ , allant de 0.74 pour la structure Quartz/ $Al_2O_3$  à 1.13 pour celle de W/ $Al_2O_3$ . Cette évolution de  $(d/\lambda_T)_{opt}$  est suivie d'une augmentation du rapport de densités,  $\rho_C/\rho_S$ . Cependant le rapport des vitesses,  $V_{RC}/V_{RS}$ , ne montre pas une importante influence par rapport à celle de l'épaisseur optimale [21].

### III.2.1.2 Structures couches minces/SiC

Le carbure de silicium est aussi un matériau compris dans la famille de céramique [22]. Il a des diverses propriétés telle que: une grande conductivité

thermique, bonne résistance aux chocs thermique, excellente inertie chimique....etc. Il est souvent utilisé comme un réfractaire, un support de catalyseur et aussi un joint d'étanchéité des pompes à eau.

La figure 3.2 illustre les courbes de dispersion négative des couches minces:  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{SiO}_2$ , Ti, et W déposées sur un substrat en SiC. On remarque que l'évolution de la vitesse de Rayleigh,  $V_R$ , en fonction de l'épaisseur normalisée,  $d/\lambda_{TC}$ , est similaire à celle de la figure 3.1.

Les valeurs optimales  $(d/\lambda_T)_{opt}$ , des systèmes couche mince/SiC sont indiquées sur le tableau 3.3, qui montre une liaison inverse, bien définie, entre ces points (de  $(d/\lambda_T)_{opt} = 0.83$  jusqu'à  $(d/\lambda_T)_{opt} = 1.12$ ) avec les rapports de  $V_{RC}/V_{RS}$  (allant de 0.82 jusqu'à 0.38).

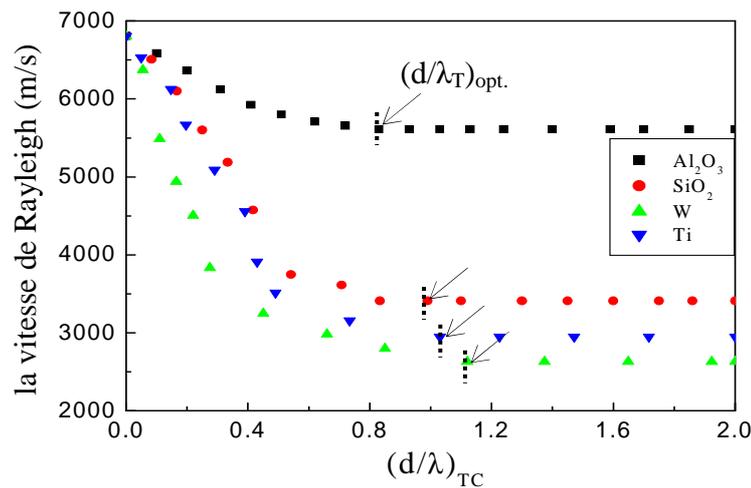


Figure 3.2: Courbes montrant l'évolution de la vitesse  $V_R$  en fonction de  $d/\lambda_{TC}$  des couches minces/SiC

Substrat	SiC			
Couches	$\text{Al}_2\text{O}_3$	$\text{SiO}_2$	Ti	W
$V_{RC}/V_{RS}$	0.82	0.50	0.43	0.38
$\rho_C/\rho_S$	1.23	0.80	1.48	6.01
$(d/\lambda_T)_{opt}$	0.83	0.85	1.02	1.12

Tableau 3.3: Caractéristiques acoustiques des structures couches minces/SiC

### III.2.1.3 Structures couches minces/AlN

Une nuance d'AlN, alliant une bonne résistance à la flexion [20], une résistance mécanique et une conductivité thermique élevées à une bonne aptitude à l'usinage, a été développée. Comme dans le cas des vitro-céramiques, des outils de carbure sont recommandés pour l'usinage. Son application est dans les circuits imprimés, colonne thermique, fenêtre pour radar, creuset pour la fonderie [22]...etc.

La figure 3.3 représente l'évolution de la vitesse de Rayleigh généralisée,  $V_R$ , en fonction de l'épaisseur de la couche normalisée,  $d/\lambda_{TC}$ , des structures: Quartz/AlN, Heavy-flint/AlN, Duralium/AlN, et Constantant/AlN. On distingue clairement une variation de dispersion de vitesse,  $V_R$ , semblable aux précédentes (fig. 3.1 et fig. 3.2), et toujours caractérisée par le point optimal,  $(d/\lambda_T)_{opt}$ , propre à chaque type de couche mince, et qui désigne l'épaisseur pour laquelle débute la région de saturation dans les courbes de dispersion positive.

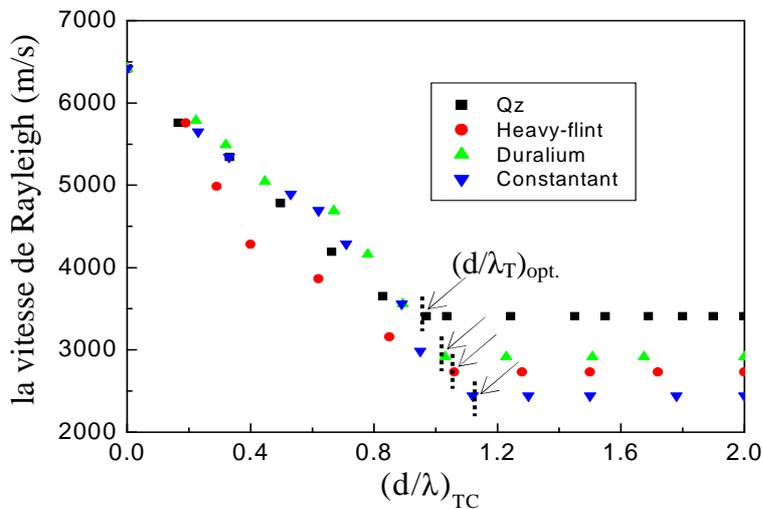


Figure 3.3: Courbes illustrant l'évolution de la vitesse  $V_R$  en fonction de  $d/\lambda_{TC}$  des couches minces/AlN

Le tableau 3.4 regroupe les valeurs de l'épaisseur optimale,  $(d/\lambda_T)_{opt}$ , qui diffèrent d'une structure à une autre et varient de 0.98 pour la structure Quartz/AlN jusqu'à 1.12 pour celle de Constantant/AlN. On remarque également à travers ces valeurs une nette influence du rapport des densités,  $\rho_C/\rho_S$ , sur la variation de  $(d/\lambda_T)_{opt}$ , et qui est similaire aux deux autres systèmes.

Substrat	AlN			
	Qz	Heavy-flint	Duralium	Constantant
$V_{RC}/V_{RS}$	0.53	0.42	0.45	0.38
$\rho_C/\rho_S$	0.67	1.18	0.85	2.73
$(d/\lambda_T)_{opt.}$	0.98	1.08	1.03	1.12

Tableau 3.4: Caractéristiques acoustiques des structures couches minces/AlN

### III.2.1.4 Structures couches minces/TiN

Les couches minces de nitrures de titane sont largement utilisées comme revêtements protecteurs pour les outils de coupe en raison de leur haute valeur de dureté et de leur bonne résistance à l'usure. Leur stabilité chimique est toutefois insuffisante pour les applications à haute vitesse de coupe. La température peut alors localement atteindre 900°C et entraîner l'oxydation et l'endommagement de la couche mince de TiN. Dans le but d'augmenter cette résistance à l'oxydation, l'effet de l'incorporation du silicium dans TiN est examiné [23].

La dispersion négative de la vitesse de Rayleigh généralisée,  $V_R$ , en fonction de  $d/\lambda_{TC}$  des couches minces: Si, Mg, Chromium, et Zirconium, déposées sur un substrat en TiN est bien illustrée sur la figure 3.4. Les courbes de dispersion des systèmes étudiés montrent une allure semblable à celle observée sur les figures 3.1, 3.2 et 3.3, avec une épaisseur optimale qui varie de  $(d/\lambda_T)_{opt} = 0.93$  pour Si/TiN à  $(d/\lambda_T)_{opt} = 1.12$  pour Zirconium/TiN. Cependant le tableau 3.5, qui regroupe les paramètres acoustiques utilisés y compris l'épaisseur optimale, ne montre aucune influence, que se soit pour le rapport des densités,  $\rho_C/\rho_S$ , ou bien pour celui des vitesses,  $V_{RC}/V_{RS}$ , sur la variation de  $(d/\lambda_T)_{opt.}$

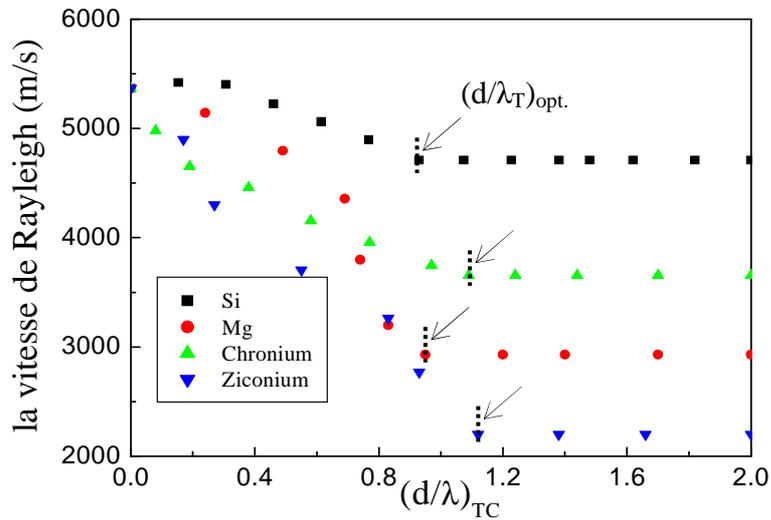


Figure 3.4: Courbes montrant l'évolution de la vitesse  $V_R$  en fonction de  $d/\lambda_{TC}$  des couches minces/TiN

Substrat	TiN			
Couches	Si	Mg	chromium	Zirconium
$V_{RC}/V_{RS}$	0.87	0.54	0.68	0.39
$\rho_C/\rho_S$	0.44	0.33	1.38	1.25
$(d/\lambda_T)_{opt.}$	0.93	0.95	1.09	1.12

Tableau 3.5: Caractéristiques acoustiques des structures couches minces/TiN.

### III.2.2 Structures couches minces/substrat lent

Afin d'enrichir cette étude, nous avons également considéré d'autres substrats lents: Si, SiO<sub>2</sub>, Mg, et Pyrex et qui sont caractérisés par des vitesses longitudinales moins élevées,  $V_L < 9000$  m/s. La méthode utilisée pour déterminer l'épaisseur optimale,  $(d/\lambda_T)_{opt.}$ , est identique à celle adoptée pour les systèmes couches minces/substrat rapide.

#### III.2.2.1 Structures couches minces/SiO<sub>2</sub>

La silice est, comprise dans le groupe IV, oxyde de métal, qui a une bonne résistance à l'abrasion, l'isolation électrique et de haute stabilité thermique. Il est insoluble dans tous les acides, à l'exception de fluorure d'hydrogène (HF). La silice est

largement utilisée en matière céramique comme un précurseur à la fabrication d'autres produits céramiques et les matériaux de lui-même [24].

Nous avons considéré d'autres couches minces: constantan, magnésium, monel et inconel déposées sur un substrat en  $\text{SiO}_2$ , caractérisé par une vitesse de Rayleigh égale à 3409 m/s. Les simulations théoriques, pour le calcul des vitesses acoustiques, ont été effectuées dans les mêmes conditions précédentes en utilisant les mêmes étapes de calcul. Les résultats ainsi obtenus sont regroupés sur la figure 3.5. Il est clair que le comportement de ces courbes confirme celui obtenu précédemment (figure 3.1, 3.2, 3.3 et 3.4).

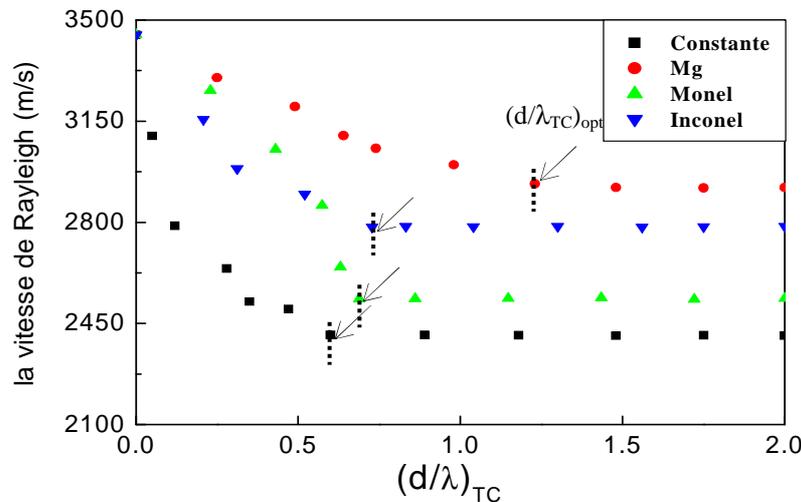


Figure 3.5: Courbes illustrant l'évolution de la vitesse  $V_R$  en fonction de  $d/\lambda_{TC}$  des couches minces/ $\text{SiO}_2$

La valeur de l'épaisseur normalisée optimale,  $(d/\lambda_T)_{opt}$  varie selon la structure considérée [21] (tableau 3.6). C'est-à-dire, ce point varie de 0.66 pour la structure constantan/ $\text{SiO}_2$  jusqu'à 1.23 pour celle de inconel/ $\text{SiO}_2$ . En plus, on remarque dans ce système qu'il y a une variation proportionnelle entre les valeurs de  $(d/\lambda_T)_{opt}$  et le rapport  $\rho_C/\rho_S$ , mais aucune liaison avec le rapport de  $V_{RC}/V_{RS}$ .

Substrat	$\text{SiO}_2$			
	constantan	Mg	monel	inconel
$V_{RC}/V_{RS}$	0.71	0.74	0.80	0.85
$\rho_C/\rho_S$	3.42	3.39	3.22	0.66
$(d/\lambda_T)_{opt.}$	0.66	0.68	0.70	1.23

Tableau 3.6: Caractéristiques acoustiques des structures couches

### III.2.2.2 Structures couches minces/Si

Le silicium (symbole Si, numéro atomique 14) ne se trouve pas à l'état natif, mais sous forme de silice et de silicates, et constitue l'élément le plus abondant après l'oxygène, à la surface du globe. L'essentiel des composants électroniques actuels est à base de silicium monocristallin; la fiabilité et les performances, qui ne cessent d'augmenter, ont conduit à la révolution technique (informatique, communications, robotique) de la fin du XIX<sup>e</sup> siècle [25].

Pour ce système, Nous avons choisi des couches minces: constantan, magnésium, monel et inconel déposées sur un substrat en Si, caractérisé par une vitesse de Rayleigh égale à 4718 m/s. Les résultats obtenus sont illustrés sur la figure 3.6. On constate, que la vitesse de Rayleigh décroît de la valeur du substrat, Si, jusqu'à celle de la couche étudiée. Les valeurs de l'épaisseur normalisée optimale,  $(d/\lambda_T)_{opt}$  (qui sont indiquées par une flèche sur la figure 3.6) varient de 1.19 à 1.27, selon la structure considérée. A partir du tableau 3.7 on remarque, une variation inverse entre les valeurs de  $(d/\lambda_T)_{opt}$ , avec le rapport  $\rho_C/\rho_S$ .

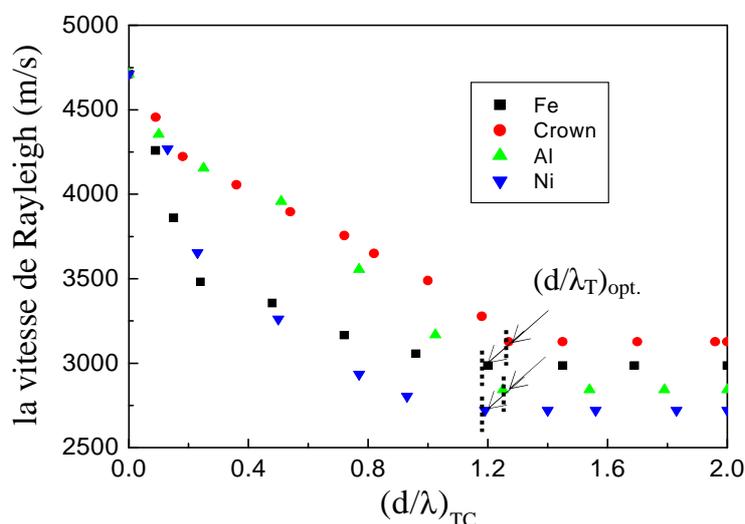


Figure 3.6: Courbes montrant l'évolution de la vitesse  $V_R$  en fonction de  $d/\lambda_{TC}$  des couches minces/Si

Substrat	Si			
Couches	Fe	Crown	Al	Ni
$V_{RC}/V_{RS}$	0.63	0.66	0.60	0.57
$\rho_C/\rho_S$	3.34	0.97	1.17	3.87
$(d/\lambda_T)_{opt.}$	1.2	1.27	1.25	1.19

Tableau 3.7: Caractéristiques acoustiques des structures typiques couches minces/Si.

### III.2.2.3 Structures couches minces/Mg

Élément chimique, métallique, de symbole: Mg, situé dans le groupe II dans le tableau périodique, il est très abondant dans la nature, et qu'on trouve en quantité importante dans beaucoup de minerais rocheux, comme la dolomite, la magnétite, l'olivine et la serpentine [26]. Ce matériau est utilisé pour les pièces intérieures d'automobile, Téléphones cellulaires et Boîtiers d'appareil photos [27].

Les courbes de dispersion des couches minces: Heavy-flint, Al, inconel et V déposées sur un substrat en Mg, caractérisé par une vitesse de Rayleigh égale à 2930 m/s, sont illustrées sur la figure 3.7. On constate que pour les quatre structures considérés, l'évolution de la dispersion se fait en deux étapes: une décroissance pour  $d/\lambda_{TC} < (d/\lambda_{TC})_{opt.}$ ; suivi d'une saturation pour les valeurs de l'épaisseur normalisées supérieure à  $(d/\lambda_{TC})_{opt.}$ .

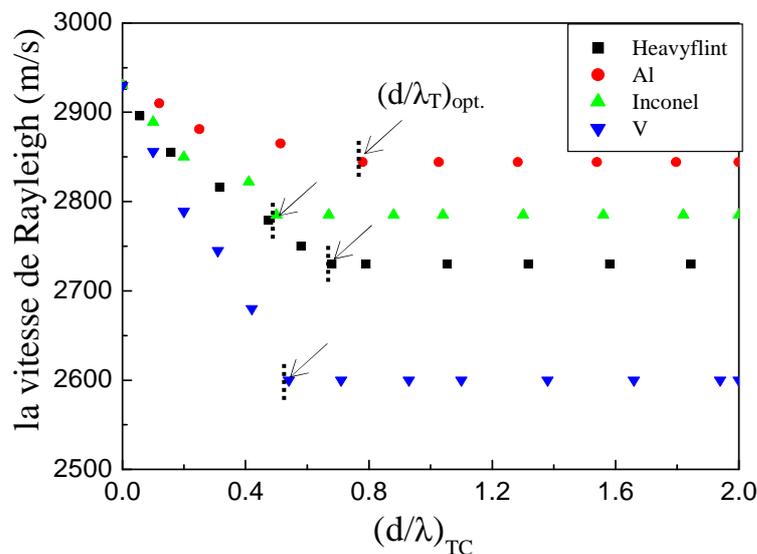


Figure 3. 7: Courbes illustrant l'évolution de la vitesse  $V_R$  en fonction de  $d/\lambda_{TC}$

Les résultats de l'épaisseur optimale obtenue variant de 0.50 pour la structure Inconel/Mg à 0.78 pour celle d'Al/Mg, sont regroupés dans le tableau 3.8. On remarque clairement à travers les valeurs du tableau 3.8 qu'au fur à mesure que l'épaisseur  $(d/\lambda_T)_{opt}$  augmente le rapport des densités diminue. Cependant, aucune liaison importante entre l'épaisseur optimale et le rapport des vitesses n'est observée.

Substrat	Mg			
Couches	Heavy-flint	Al	Inconel	V
$V_{RC}/V_{RS}$	0.93	0.97	0.95	0.88
$\rho_C/\rho_S$	2.07	1.55	4.82	4.18
$(d/\lambda_T)_{opt.}$	0.68	0.78	0.50	0.54

Tableau 3.8: Caractéristiques acoustiques des structures couches minces/Mg.

#### III.2.2.4 Structures couches minces/Pyrex

Le pyrex est un verre borosilicate présentant un faible coefficient de dilatation. Il est principalement utilisé pour les optiques non transmissives comme les miroirs, car son homogénéité est faible et sa porosité élevée. C'est aussi un verre résistant à la chaleur car son coefficient de dilatation thermique est très faible [28].

Le pyrex choisi comme substrat, représente le matériau le plus lent considéré dans cette étude, caractérisé par une valeur de vitesse longitudinale égale à 5640 m/s. Ainsi afin d'obtenir une dispersion de vitesse négative le choix des couches minces utilisées était limité aux: ZnO, V, Fe et Cu. La figure 3.8 illustre la variation de la vitesse,  $V_R$ , en fonction de l'épaisseur normalisée,  $d/\lambda_{TC}$ . L'épaisseur optimale normalisée,  $(d/\lambda_T)_{opt}$ , est désignée sur la figure 3.8 par une flèche, et qui varie toujours selon le type de structure considérée.

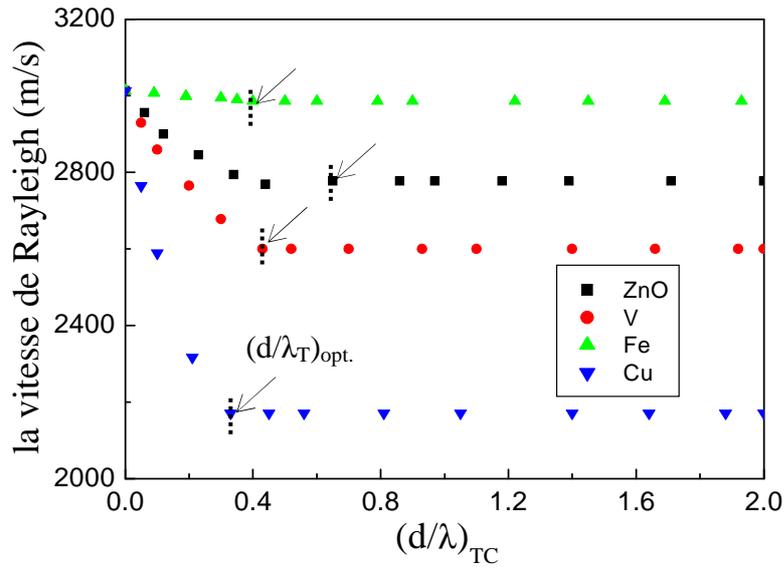


Figure 3.8: Courbes montrant l'évolution de la vitesse  $V_R$  en fonction de  $d/\lambda_{TC}$  des couches minces/Pyrex

Les valeurs de  $(d/\lambda_T)_{opt}$ ,  $V_{RC}/V_{RS}$ , et de  $\rho_C/\rho_S$ , sont regroupées dans le tableau 3.9. On constate qu'il existe une variation inversement proportionnelle entre l'épaisseur optimale normalisée et le rapport des densités,  $\rho_C/\rho_S$ .

Substrat	Pyrex			
Couches	ZnO	V	Fe	Cu
$V_{RC}/V_{RS}$	0.91	0.86	0.99	0.72
$\rho_C/\rho_S$	2.51	2.73	3.44	4.0
$(d/\lambda_T)_{opt.}$	0.65	0.43	0.40	0.33

Tableau 3.9: Caractéristiques acoustiques des structures couches minces/Pyrex.

### III.3 COUCHE MINCE SUR DIVERS SUBSTRATS

Pour enrichir cette étude, et afin de déterminer le paramètre principale d'influence sur la valeur de l'épaisseur normalisée optimale, nous avons choisi deux couches minces: le titanium et le Heavy-flint, déposées sur divers substrats (Be, SiC, Si et WC) leurs caractéristiques acoustiques sont regroupées dans le tableau 3.1.

Dans le but d'enrichir et de compléter cette étude afin de déterminer le paramètre qui influe sur la variation des valeurs de l'épaisseur optimale normalisée, nous avons choisi deux couches minces: le titane et le Heavy-flint, déposées sur différents substrats (Be, SiC, Si et WC).

### III.3.1 Couche mince en Titane

Le titane est un élément chimique de symbole Ti et de numéro atomique 22. Il est une lumière, forte, brillant, résistant à la corrosion (y compris à l'eau de mer et du chlore) de métaux de transition avec une couleur grisâtre. Le titane est utilisé dans l'acier comme élément d'alliage (ferro-titane) afin de réduire la taille des grains et une deoxidizer, et en acier inoxydable pour réduire la teneur en carbone [29]

La figure 3.9 regroupe les courbes de dispersion de la vitesse de Rayleigh des structures Ti/substrats. L'allure de ces courbes confirme le comportement dispersive déjà obtenu pour les structures couches minces/substrat: une décroissance suivi par une saturation. A  $d/\lambda_{TC} = 0$  chaque courbe débute par une vitesse du substrat correspondant:  $V_{R(Be)} = 7840$  m/s,  $V_{R(SiC)} = 6810$  m/s,  $V_{R(Si)} = 4710$  m/s et  $V_{R(WC)} = 3640$  m/s. On remarque clairement sur la figure 3.9, que Lorsque  $d/\lambda_{TC}$  devient assez important, autrement dit pour une valeur de  $d/\lambda_{TC} > 1$ , toutes les courbes rejoignent la valeur de la vitesse de la couche mince, Ti,  $V_{R(Ti)} = 2950$  m/s. En plus, il est claire que  $(d/\lambda_T)_{opt}$  est une caractéristique de chaque type de structure, ainsi elle varie de 0.73 concernant la structure Ti/WC à 0.95 pour celle de Ti/Be, de 0.97 pour le Ti/SiC jusqu'à 1.35 pour Ti/Si.

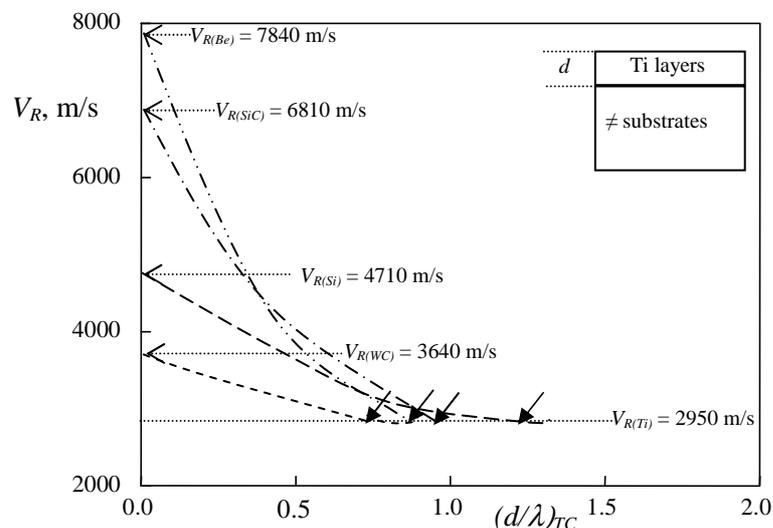


Figure 3.9: Courbes illustrant l'évolution de la vitesse  $V_R$  en fonction de  $d/\lambda_{TC}$  de Ti/substrats.

### III.3.2 Couche mince en Heavy-flint

Verre optique conventionnel en Heavy-flint avec un faible nombre d'Abbe pour l'application dans les domaines de l'imagerie, de projection, les télécommunications, l'optique technologies de la communication et la technologie laser contient généralement des PBO, afin de atteindre les propriétés optiques. PBO réduit les produits chimiques résistance de ces types de verre. En outre, les matériaux à haute résistance chimique sont de plus en plus importants pour l'utilisation dans les produits à valeur ajoutée [30]

La figure 3.10 illustre la variation de la dispersion négative dans le cas des systèmes Heavy-flint/substrats. On note les mêmes constatations faites pour la figure 3.9. Les flèches indiquées sur la figure 3.10 concernent les valeurs de l'épaisseur optimale normalisée  $(d/\lambda_T)_{opt}$  de chaque structure. Ces valeurs varient d'une structure à l'autre, ainsi le  $(d/\lambda_T)_{opt}$  de la structure Heavy-flint/WC prend une valeur égale à 0.81 suivi par la structure de Heavy-flint/Be pour une valeur de 0.95 après 0.97 pour la structure de Heavy-flint/SiC et enfin le dernière point qui est égale de 1.22 concernant le Heavy-flint/Si.

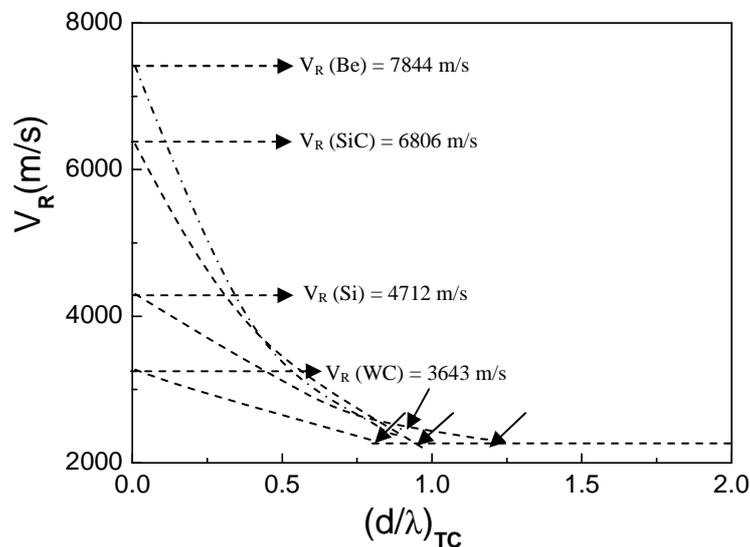


Figure 3.10: Courbes montrant l'évolution de la vitesse  $V_R$  en fonction de  $d/\lambda_{TC}$  de Heavy-flint/substrats.

Tous les courbes de dispersion que nous avons établi pour des structures couches minces déposées sur un même substrat rapide ou lent et même pour les structures couche mince déposée sur divers substrats possèdent la même allure typique à celle

d'une dispersion négative. Nous avons pu remarqué que L'épaisseur optimale normalisée  $(d/\lambda_T)_{opt}$  varie d'une structure à une autre. Ainsi la comparaison établie entre ce point,  $(d/\lambda_T)_{opt}$ , et d'autres paramètres de caractérisation de la structure étudiée, comme les rapports  $V_{RC}/V_{RS}$  et  $\rho_C/\rho_S$ , n' a pas abouti à une liaison fondée entre ces différents paramètres utilisés. D'ou on se pose la question: *quelle est le (ou les) véritable (es) paramètre (es) qui influence (ent) l'épaisseur optimale  $(d/\lambda_T)_{opt}$ ?* La réponse à cette question fera l'objet du chapitre suivant.

### III.4 CONCLUSION

Une étude qualitative de la variation de la dispersion négative d'une large variété de structures couches minces/substrat, a été établie afin de déterminer l'épaisseur optimale normalisé,  $(d/\lambda_T)_{opt}$ , pour laquelle le matériau considéré transite d'un comportement d'une couche mince vers celui d'un matériau massif. Cette analyse a révélé l'existence d'une relation entre le rapport des densités,  $\rho_C/\rho_S$ , et la variation de l'épaisseur optimale normalisée,  $(d/\lambda_T)_{opt}$ .

## *Chapitre 4*

*Applications des courbes de dispersion de vitesses pour la dissociation des caractéristiques élastiques des films de celles des substrats.*

De nos jours, plusieurs équipes de recherche accordent un intérêt croissant [1- 4] à l'utilisation dans le domaine du contrôle non destructif [5- 11] via les ondes acoustiques. La nature de ces ondes fait intervenir les paramètres fondamentaux de la matière [12- 15] tels que la densité, la vitesse, la viscosité, les défauts, la structure (matériau massif, couches minces, empilement de couches), etc. La microscopie acoustique, une des techniques dynamiques qui utilisent les ondes élastiques, est largement utilisée dans la recherche scientifique et l'industrie, afin d'obtenir des informations sur les propriétés élastiques des matériaux isotropes, anisotropes et amorphes. Cette technique a été également appliquée à la micro caractérisation des structures couches minces/substrat, particulièrement dans la détermination de leurs épaisseurs, leur homogénéité ou leurs propriétés élastiques, etc.

La microanalyse des caractéristiques des couches minces est l'un des domaines de recherches d'actualité qui intéresse un grand nombre de chercheurs [16- 18]. Pour cela plusieurs techniques sont utilisées pour déterminer leurs caractéristiques physiques et électriques. Cependant, leurs propriétés mécaniques telles que les vitesses de propagation des ondes de surfaces, les impédances acoustiques, les différents modes qui peuvent s'y propager etc..... restent encore peu connus.

Dans ce chapitre, nous présentons une étude quantitative des courbes de dispersion du mode de Rayleigh généralisé se propageant dans plusieurs systèmes couches minces déposées sur des substrats rapides (et lents), caractérisés par des vitesses longitudinales assez (ou moins) élevées, afin de déterminer le facteur responsable de la variation de la valeur de l'épaisseur optimale,  $(d/\lambda_T)_{opt}$ , qui marque le début de la région de saturation, dans les courbes de la dispersion négative de la vitesse de Rayleigh généralisée.

#### **IV.1 ANALYSE ET QUANTIFICATION DES RESULTATS**

L'analyse des résultats obtenus dans le chapitre 3 montre que les valeurs de l'épaisseur  $(d/\lambda_T)_{opt}$ , déterminées à partir des courbes de dispersion négative, sont fortement influencées aussi bien par les caractéristiques de la couche que celles du

substrat, tel que: la vitesse longitudinale,  $V_L$ , vitesse transversale,  $V_T$ , vitesse de Rayleigh,  $V_R$  et densité volumique,  $\rho$ . La méthode adoptée pour cette étude consiste à établir une comparaison entre les valeurs de l'épaisseur normalisée,  $(d/\lambda_T)_{opt}$ , et les paramètres acoustiques utilisés, d'une façon individuelle ou bien avec une combinaison de deux ou trois paramètres. Cette analyse a révélé l'existence d'une influence du rapport des vitesses,  $V_{RC}/V_{RS}$  ainsi que celui des densités,  $\rho_C/\rho_S$ , sur cette épaisseur optimale. Cependant, les relations obtenues ne pouvaient pas être généralisées à l'ensemble des systèmes étudiés. Par conséquent, il s'avère nécessaire de rassembler tous les facteurs caractérisant la structure à travers un nouveau paramètre acoustique,  $\chi$  [19], défini comme étant le rapport des vitesses à celui des densités:

$$\chi = (V_{RC}/V_{RS})/(\rho_C/\rho_S). \quad (4.1)$$

Le choix de substrats en silice et en alumine est dicté par leurs multiples applications dans différents domaines technologiques modernes aussi bien dans les composants à ondes de surface que dans ceux à semi-conducteurs. Afin de satisfaire la condition de l'effet de charge, les structures considérées doivent avoir un rapport des vitesses tel que:  $V_{RC}/V_{RS} < 1$ . Ainsi, plusieurs couches minces vérifiant cette condition ont été considérées: Si, Al, Ti, TiN, ZnO, Cu, Mg, Fe, V, WC, Quartz, Constantan, Inconel, Crown glass, Pyrex, Heavy flint, etc. Le tableau 4.1 regroupe les différentes structures étudiées, y compris leurs épaisseurs optimales,  $(d/\lambda_T)_{opt}$ , ainsi que le paramètre  $\chi$ .

Substrats	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>				SiO <sub>2</sub>			
	W	WC	Ti	Quartz	Constantan	Monel	Inconel	Mg
$(d/\lambda_T)_{opt}$	1.13	1.10	0.97	0.74	0.66	0.68	0.70	1.23
$\chi$	0.09	0.17	0.46	1.10	0.20	0.22	0.25	1.28

*Tableau 4.1: Paramètres acoustiques utilisés des structures couches minces/substrats étudiées.*

#### **IV.1.1 Analyse de l'épaisseur optimale normalisée des structures couches minces/ $\text{Al}_2\text{O}_3$ et couches minces/ $\text{SiO}_2$**

Les courbes de dispersion de vitesse de Rayleigh des structures couches minces/ $\text{Al}_2\text{O}_3$  (fig. 3.1) ont montré que la valeur  $(d/\lambda_T)_{\text{opt}}$  varie d'une structure à l'autre, la raison pour laquelle une analyse comparative de ces valeurs avec le nouveau paramètre  $\chi$  s'impose. Les valeurs calculées de ce paramètre  $\chi$  (tableau 4.1) montrent que  $(d/\lambda_T)_{\text{opt}}$  est d'autant plus important que  $\chi$  est faible pour les structures couches minces/ $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Cependant, le comportement inverse, la valeur de  $\chi$  accroît avec l'augmentation de celle  $(d/\lambda_T)_{\text{opt}}$ , a été relevé pour les autres structures déposées sur le substrat  $\text{SiO}_2$ .

Afin d'enrichir cette importante observation, de mieux comprendre la relation  $(d/\lambda_T)_{\text{opt}} = f(\chi)$  et de généraliser l'étude pour une meilleure quantification, nous avons étudié d'autres couches minces : Si, Al, TiN, ZnO, Cu, Fe, V, crown glass, pyrex, et heavy flint. Il est à noter que toutes ces structures ont confirmé les comportements précédemment trouvés:  $(d/\lambda_T)_{\text{opt}}$  est d'autant plus important que le facteur  $\chi$  est grand pour les structures couches minces/ $\text{SiO}_2$ , mais il est de plus en plus faibles lorsque  $\chi$  augmente pour les structures couches minces/ $\text{Al}_2\text{O}_3$ .

#### **IV.1.2 Quantification de l'épaisseur optimale normalisée des structures couches minces/ $\text{Al}_2\text{O}_3$ et couches minces/ $\text{SiO}_2$**

La figure 4.1 illustre les variations de l'épaisseur normalisée optimale, correspondante à la génération du mode de Rayleigh dans les couches minces déposées sur  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , en fonction du paramètre  $\chi$ . On constate que la valeur de  $(d/\lambda_T)_{\text{opt}}$  diminue de 50 % lorsque  $\chi$  augmente de 0.18 à 1.4. De plus, pour toutes les structures étudiées, la fonction  $(d/\lambda_T)_{\text{opt}} = f(\chi)$  suit une décroissance linéaire. Ainsi, par l'utilisation d'une technique d'optimisation, il a été possible de déterminer son équation de variation de la forme [20]:

$$(d/\lambda_T)_{opt.} = 1.15 - 0.38 \chi \quad (4.2)$$

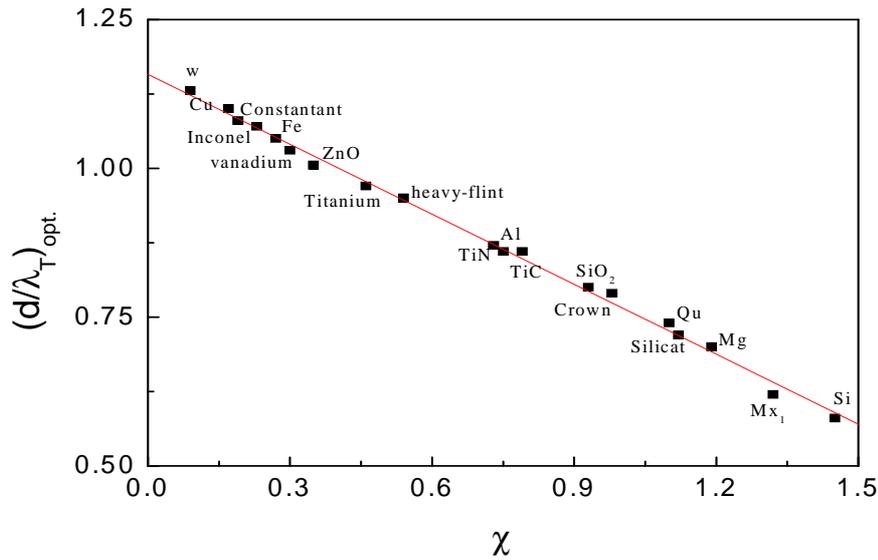


Figure 4.1: Variation de l'épaisseur optimale normalisée,  $(d/\lambda_T)_{opt.}$ , en fonction du paramètre  $\chi$  des structures couches minces/ $Al_2O_3$ .

La figure 4.2 représente l'évolution de  $(d/\lambda_T)_{opt.}$  en fonction de  $\chi$  pour les structures couches minces/ $SiO_2$ . On note que l'ensemble des points représentant les différentes structures se situent sur une même droite de pente positive. Cependant, les points identifiant le heavy flint, le pyrex et le magnésium sont assez éloignés l'un de l'autre, ce qui est dû à l'inexistence de matériaux vérifiant la condition de l'effet de charge sur cet intervalle de vitesses.

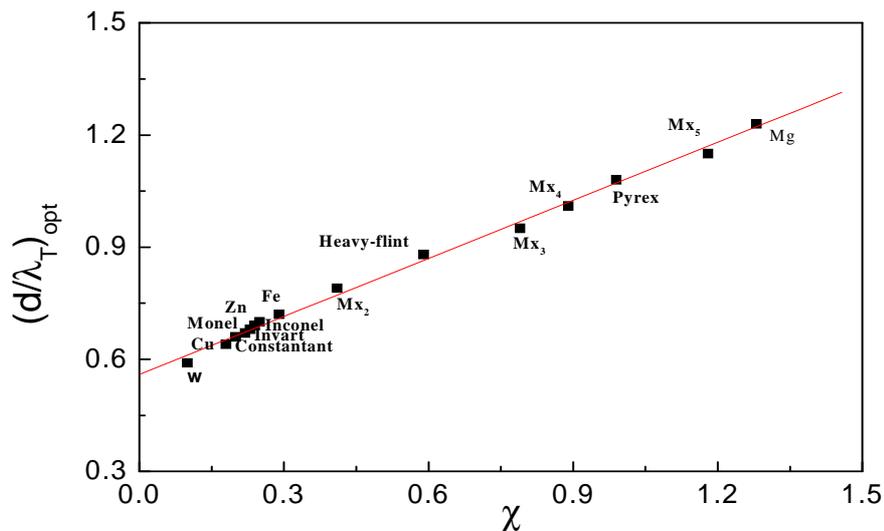


Figure 4.2: Variation de l'épaisseur optimale normalisée,  $(d/\lambda_T)_{opt.}$ , en fonction du paramètre  $\chi$  des structures couches minces/ $SiO_2$ .

Afin d'améliorer la précision, nous avons complété l'étude par la considération de couches minces fictives  $Mx_2$ ,  $Mx_3$ ,  $Mx_4$  et  $Mx_5$  (de propriétés élastiques regroupées sur le tableau 4.2) caractérisées par un paramètre  $\chi$  variant de à 0.38 à 1.20. Ainsi, l'optimisation nous a permis de décrire la variation de l'épaisseur optimale en fonction de  $\chi$  par une augmentation exprimée par l'équation suivante [20]:

$$(d/\lambda_T)_{opt.} = 0.56 + 0.52 \chi \quad (4.3)$$

Matériaux	$V_L$ (m/s)	$V_T$ (m/s)	$V_R$ (m/s)	$\rho$ (Kg/m <sup>3</sup> )
$Mx_1$	9160	5085	4709	2533
$Mx_2$	5957	3224	2988	6093
$Mx_3$	5957	3224	3022	2900
$Mx_4$	5640	3280	2998	2568
$Mx_5$	5823	3163	2987	1884

*Tableau 4.2: Propriétés élastiques des matériaux fictifs.*

Les relations (4.2) et (4.3) sont d'une grande importance dans la détermination et la prédiction de l'épaisseur optimale pour laquelle l'onde de Rayleigh commence à se propager complètement dans la couche mince sans pour autant qu'elle ne soit influencée par les paramètres du substrat et vice-versa. Les courbes décrivant les variations de ces relations peuvent être également utilisées comme abaquages; des études supplémentaires sont en cours pour la généralisation de ces phénomènes.

## IV.2 GENERALISATION DES RESULTATS OBTENUS

Les courbes de dispersion du mode de Rayleigh des couches minces Si, Al, Ti, TiN, ZnO, Cu, Mg, Fe, V, WC, Quartz, Constantan, Inconel, Crown glass, Pyrex, Heavy flint, ainsi que d'autres matériaux fictifs déposés sur  $Al_2O_3$  et/ou  $SiO_2$  ont été établies. L'investigation a montré que la transition aux propriétés intrinsèques de la couche se manifeste à une épaisseur critique optimale normalisée,  $(d/\lambda_T)_{opt.}$  qui dépend de la nature de chaque structure. C'est à dire que, au cours de cette étude et à l'aide de

la relation (4.2) et (4.3), on observe que la valeur de la pente de la figure 4.1 est négative pour les structures couches minces/ $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Alors que le signe inverse a été relevé pour les structures déposées sur le substrat  $\text{SiO}_2$  (figure 4.2). Pour ce là, nous simulons d'autres couches minces déposées sur différents types de substrats (rapides et lents) pour vérifier cette importante observation. Pour cette étude, on a choisi: Be, SiC, AlN, TiN pour les substrats rapides et Wc, Si, pour les substrats lents. Alors que, les simulations sont toujours basés sur l'effet de charge ( $V_{RS} > V_{RC}$ ).

#### IV.2.1 Structures couches minces /substrats rapides

Afin d'améliorer et de généraliser cette étude, on a choisi quatre autres substrats rapides deux ayant des vitesses longitudinales supérieures à celles du  $\text{Al}_2\text{O}_3$  et deux autres inférieures.

##### IV.4.1.1 Substrat en Béryllium

Le béryllium est caractérisé par une vitesse longitudinale assez élevée, qui atteint les 12890 m/s. Les simulations théoriques ont été effectuées toujours dans les mêmes conditions (voir § III.1). Le tableau 4.3 regroupe les différentes valeurs de  $(d/\lambda_T)_{\text{opt}}$  déterminées et de  $\chi$  calculés.

Couches minces/Be	$\chi$	$(d/\lambda_T)_{\text{opt}}$
W/Be	0.032	1.15
Mo/Be	0.075	1.09
Heavy-flint/Be	0.18	0.97
$\text{SiO}_2$ /Be	0.3	0.83
Mg/Be	0.39	0.71
SiC/Be	0.49	0.57

Tableau 4.3: Paramètres acoustiques utilisés pour les structures couches minces/Be.

A partir du tableau 4.3, on distingue clairement que les valeurs de l'épaisseur  $(d/\lambda_T)_{\text{opt}}$  décroît au fur à mesure que le paramètre  $\chi$  augmente (même phénomène

observé pour les structures couches minces /Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>). La figure 4.3 décrit la variation de  $(d/\lambda_T)_{opt}$  en fonction du paramètre  $\chi$ .

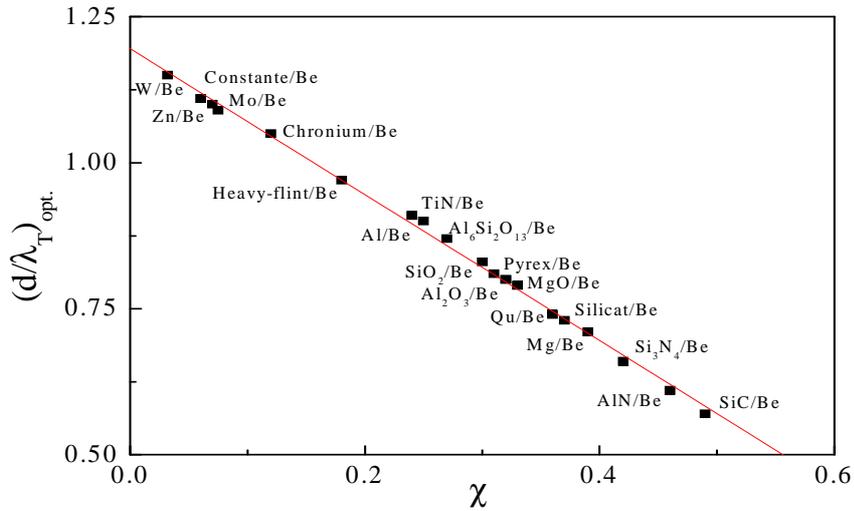


Figure 4.3 Evolution de l'épaisseur optimale normalisée,  $(d/\lambda_T)_{opt}$ , en fonction du paramètre  $\chi$ , des structures couches minces/Be.

La figure 4.3 montre clairement que l'épaisseur  $(d/\lambda_T)_{opt}$  évolue, en fonction du paramètre  $\chi$ , sous une allure linéaire. Cette droite de pente négative regroupe un important ensemble de structures, caractérisé par un  $\chi$  qui varie entre 0.032 pour la structure W/Be à 0.49 pour celle de SiC/Be. Cette allure linéaire obéit à la loi suivante:

$$(d/\lambda_T)_{opt.} = 1.2 - 1.25 \chi \quad (4.4)$$

#### IV.2.1.2 Substrat en Carbone de silicium

Le carbone de silicium (SiC) est un matériau classé parmi les matériaux rapides en acoustique grâce à sa vitesse longitudinale supérieure à celle du Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> et égale à 12099 m/s. Différentes couches minces ont été choisies pour ce type de substrat (les paramètres acoustiques,  $(d/\lambda_T)_{opt.}$  et  $\chi$ , regroupés dans le tableau 4.4), et caractérisées par un paramètre  $\chi$  compris entre 0.06 et 0.92.

Les résultats du tableau 4.4 dévoilent les mêmes constatations relevées sur les courbes des structures ayant des substrats en Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> et Be. En plus, on distingue que les valeurs du paramètre  $\chi$  augmentent à partir des structures lent/rapide (ZnO/SiC) jusqu'à

rapide/rapide (AlN/SiC), suivant une croissance de la vitesse longitudinale de chaque couche.

Couches minces/SiC	$\chi$	$(d/\lambda_T)_{opt}$
W/SiC	0.06	1.12
Copper/SiC	0.11	1.07
Titanium/Be	0.30	1.02
Duralium/SiC	0.49	0.9
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> /SiC	0.66	0.83
AlN/SiC	0.92	0.68

Tableau 4.4: Paramètres acoustiques utilisés pour les structures couches minces/SiC.

La fonction  $(d/\lambda_T)_{opt} = f(\chi)$  évolue toujours sous une allure linéaire (figure 4.4) de pente négative suivant la relation:

$$(d/\lambda_T)_{opt.} = 1.14 - 0.49 \chi \quad (4.5)$$

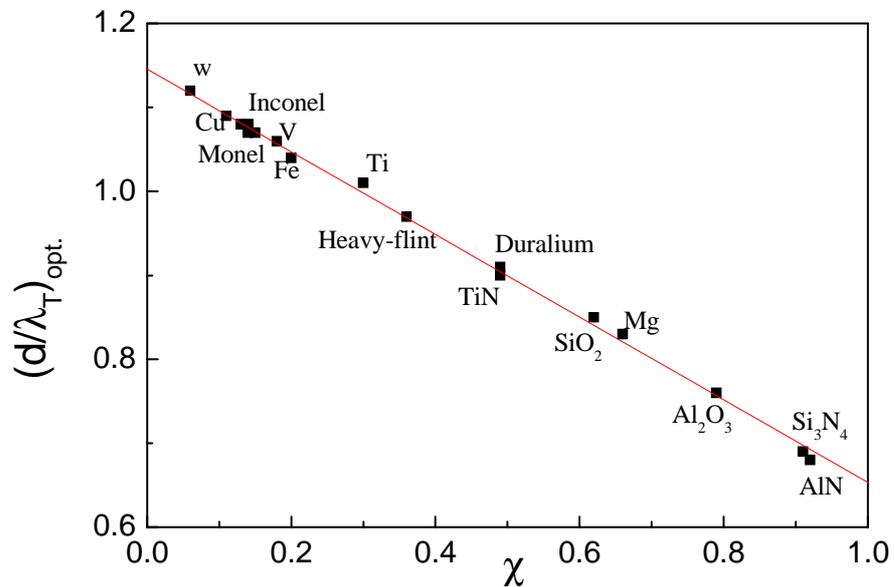


Figure 4.4: Evolution de l'épaisseur optimale normalisée,  $(d/\lambda_T)_{opt}$ , en fonction du paramètre  $\chi$ , des structures couches minces/SiC.

### IV.2.1.3 Substrat en Nitrure d'aluminium

Le nitrure d'aluminium (AlN) appartient également à la gamme des matériaux rapides, avec une vitesse longitudinale  $V_{L(\text{AlN})} = 10012 \text{ m/s}$  inférieure à celle du  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Le tableau 4.5 regroupe les différentes structures étudiées, ainsi que leurs paramètres acoustiques utilisés,  $(d/\lambda_T)_{\text{opt}}$  et  $\chi$ .

Couches minces/AlN	$\chi$	$(d/\lambda_T)_{\text{opt}}$
ZnO/AlN	0.25	1.1
Ti/AlN	0.33	1.09
Al/AlN	0.53	1.04
SiO <sub>2</sub> /AlN	0.66	1.02
Crown/AlN	0.70	1
Qz/AlN	0.79	0.98

Tableau 4.5: Paramètres acoustiques utilisés pour les structures couches minces/AlN.

Une influence du paramètre  $\chi$  sur l'épaisseur optimale normalisée, similaire à celle observée sur les réseaux précédents, est clairement confirmée par les valeurs du tableau 4.5. Cependant, pour ces structures étudiées le paramètre  $\chi$  varie de 0.25 concernant la structure ZnO/AlN à 0.79 pour celle du quartz/AlN. La variation de la fonction  $(d/\lambda_T)_{\text{opt}} = f(\chi)$  est illustrée sur la figure 4.5, qui montre une évolution toujours linéaire suivant la relation:

$$(d/\lambda_T)_{\text{opt}} = 1.16 - 0.23 \chi \quad (4.6)$$

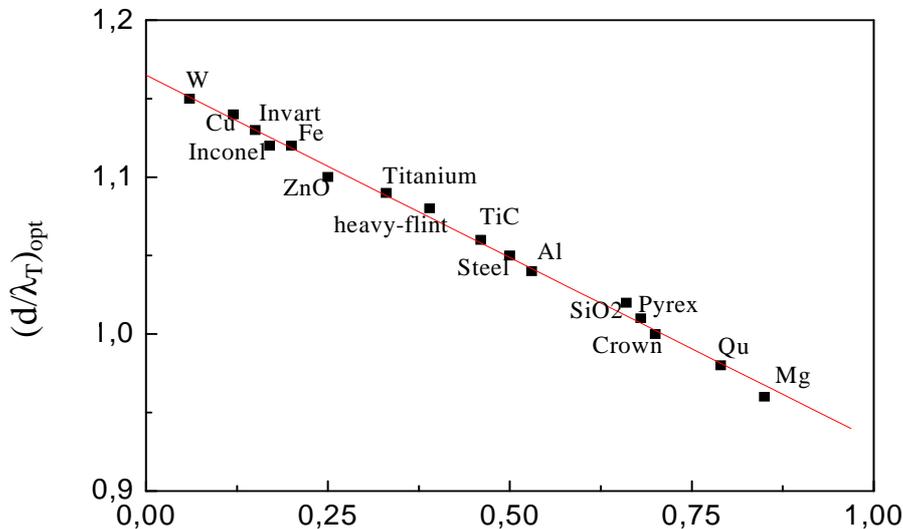


Figure 4.5: Evolution de l'épaisseur optimale normalisée,  $(d/\lambda_T)_{\text{opt}}$ , en fonction du paramètre  $\chi$ , des structures couches minces/AlN.

#### IV.2.1.4 Substrat en Nitrure de titanium

Le nitrure de titanium possède une vitesse longitudinale inférieure à celle du  $\text{Al}_2\text{O}_3$  et égale à 9580 m/s. Les valeurs des paramètres acoustiques  $(d/\lambda_T)_{\text{opt}}$  et  $\chi$ , des structure couches minces/TiN, sont regroupées dans le tableau 4.6.

Couches minces/TiN	$\chi$	$(d/\lambda_T)_{\text{opt}}$
W/TiN	0.13	1.14
Constantant/TiN	0.27	1.12
Ti/TiN	0.63	1.07
Wc/TiN	0.88	1.04
Heavy-flint /TiN	0.74	1.06
Si/TiN	1.98	0.93

Tableau 4.6: Paramètres acoustiques utilisés pour les structures couches minces/TiN.

Les valeurs du tableau 4.6 montre une importante influence du paramètre sur l'épaisseur optimale, qui atteint le double pour la structure Si/TiN, ce qui est bien illustré sur la figure 4.6, qui représente la variation linéaire de la fonction  $(d/\lambda_T)_{\text{opt}} = f(\chi)$ .

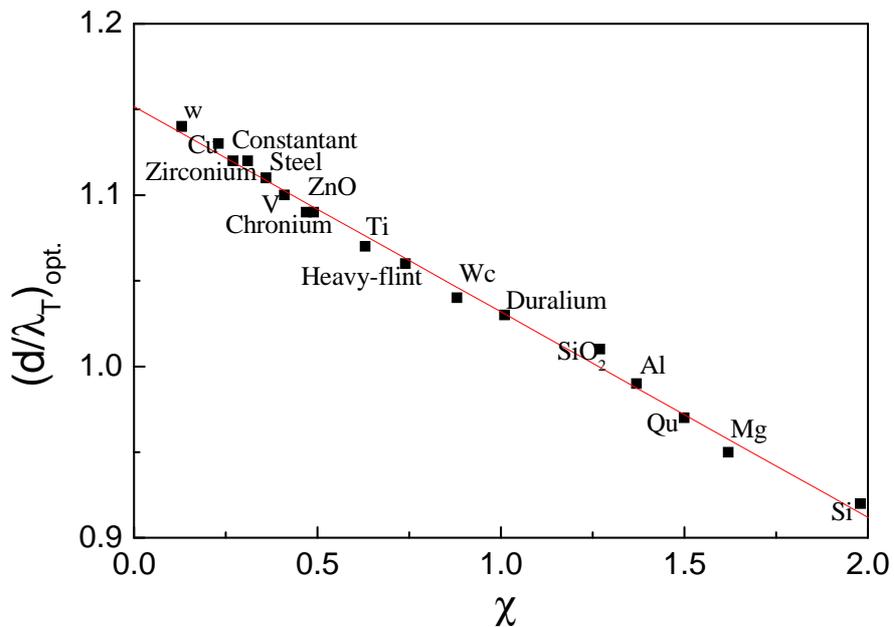


Figure 4.6: Evolution de l'épaisseur optimale normalisée,  $(d/\lambda_T)_{\text{opt}}$ , en fonction du paramètre  $\chi$ , des structures couches minces/Ti [21].

La variation de l'épaisseur optimale,  $(d/\lambda_T)_{opt}$ , en fonction de  $\chi$  des systèmes couches minces/TiN est bien illustré dans la figure 4.6. Les points désignés sur la figure 4.6 par ■, sont formellement liés à une droite exprimée par la relation:

$$(d/\lambda_T)_{opt.} = 1.15 - 0.12 \chi \quad (4.7)$$

A partir de cette étude qui est basée sur les structures de différents couches minces déposées sur des substrats rapides tel que:  $Al_2O_3$ , Be, SiC, AlN et TiN, on constate que:

- (i) il existe une variation linéaire entre  $\chi$  et  $(d/\lambda_T)_{opt.}$ .
- (ii) la pente de ces droites est toujours négative.

La figure 4.7 regroupe toutes les pentes négatives des figures 4.1, 4.3, 4.4, 4.5 et 4.6, qui représentent l'influence du paramètre  $\chi$  sur la variation des valeurs de l'épaisseur optimale,  $(d/\lambda_T)_{opt.}$ . Ces évolutions linéaires varient de la pente la moins élevée, concernant celle des systèmes couches mince/Be, avec une valeur égale à -0.12, jusqu'à -1.25 pour celle des couches minces/TiN.

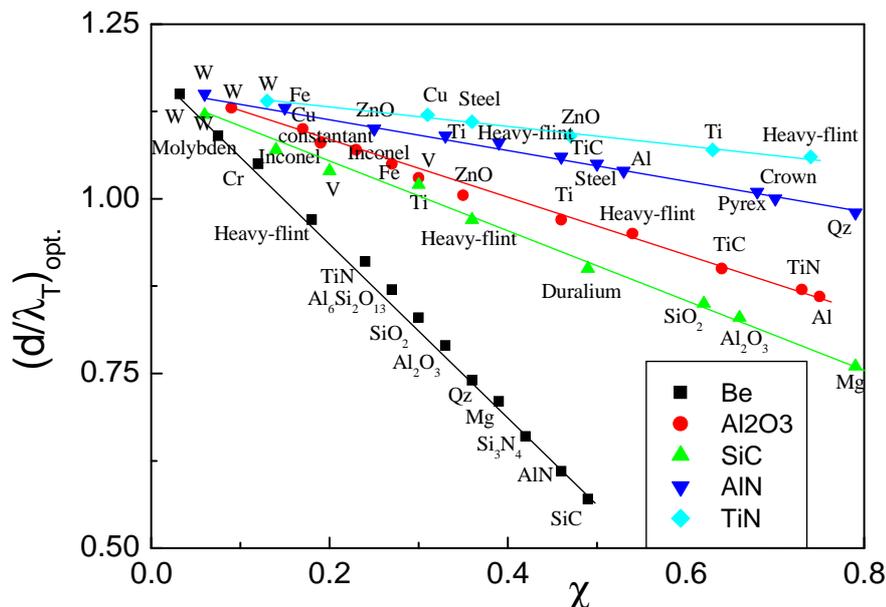


Figure 4.7: Influence du paramètre  $\chi$  sur la variation des valeurs de l'épaisseur optimale normalisée,  $(d/\lambda_T)_{opt.}$ , pour les systèmes couches minces/substrats rapides.

## IV.2.2 Les structures couches minces /substrats lentes

L'analyse précédente des structures couches minces/SiO<sub>2</sub> a révélé l'existence d'une liaison linéaire, de pente positive, entre l'épaisseur optimale normalisée,  $(d/\lambda_T)_{opt}$ , et le paramètre  $\chi$ . Afin de confirmer ce phénomène il a été nécessaire de compléter cette étude par d'autres structures. Pour cela on a considéré quatre substrats:deux d'entre eux de vitesses longitudinales supérieures à celle du SiO<sub>2</sub>, et deux autres inférieures.

### IV.2.2.1 Substrat en Silicium

Le silicium est un matériau largement utilisé dans le domaine de la technologie de pointe, il possède une vitesse longitudinale égale à 9160 m/s, supérieure à celle du SiO<sub>2</sub>. Les valeurs de l'épaisseur optimale,  $(d/\lambda_T)_{opt}$ , déterminée à partir des courbes de la dispersion négative établies, ainsi que le paramètre  $\chi$  de chaque structure considérée, sont regroupées dans le tableau 4.7.

Couches minces/Si	$\chi$	$(d/\lambda_T)_{opt}$
Al/Si	0.51	1,25
Heavy-flint /Si	0.37	1,23
Ti/Si	0.32	1,22
Inconel/Si	0.16	1,19
Fe/Si	0.19	1,2
W/Si	0.06	1,17

Tableau 4.7: Paramètres acoustiques utilisés pour les structures couches minces/Si.

A travers les valeurs du tableau 4.7 on distingue qu'il existe une variation proportionnelle entre l'épaisseur optimale, et le paramètre  $\chi$ . Le tracé de courbe de la fonction  $(d/\lambda_T)_{opt} = f(\chi)$  est illustré sur la figure 4.8, qui représente l'évolution de  $(d/\lambda_T)_{opt}$  (comprise dans un intervalle 1.17-1.25) en fonction du paramètre  $\chi$ , qui varie de la valeur de 0.51 à 0.66.

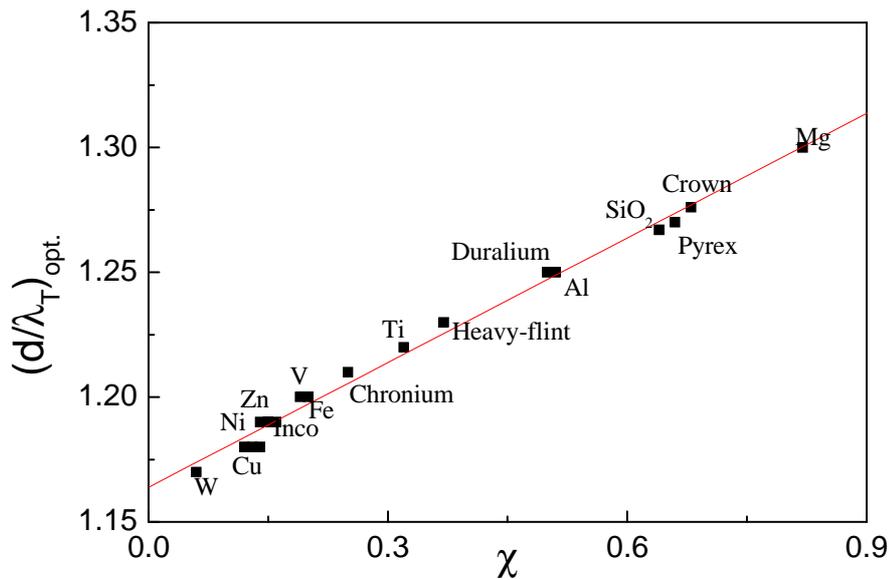


Figure 4.8: Variation de l'épaisseur optimale normalisée,  $(d/\lambda_T)_{opt}$ , en fonction du paramètre  $\chi$  des structures couches minces/Si.

La figure 4.8 montre clairement qu'il existe une variation linéaire, de pente positive, entre  $\chi$  et  $(d/\lambda_T)_{opt}$  et qui évolue sous forme de l'équation suivante [22]

$$(d/\lambda_T)_{opt} = 1.16 + 0.16 \chi \quad (4.8)$$

#### IV.2.2.2 Substrat en Carbure de tungstène

Le carbure de tungstène est un matériau caractérisé par une vitesse longitudinale également supérieure à celle de SiO<sub>2</sub> et égale à 6655 m/s. Le tableau 4.8 désigne les valeurs de  $\chi$  et  $(d/\lambda_T)_{opt}$  des structures couches minces/WC considérées.

Couches minces/WC	$\chi$	$(d/\lambda_T)_{opt}$
V/WC	1.76	1.4
Fe/WC	1.59	1.36
Inconel/WC	1.36	1.29
Monel/WC	1.18	1.2
Zircaloy /WC	0.97	1.12
Constantant/WC	0.13	0.83

Tableau 4.8: Paramètres acoustiques utilisés pour les structures couches minces/WC.

A partir de tableau 4.8, on remarque que  $\chi$  atteint des valeurs assez élevées, jusqu'à 1.76 concernant la structure V/WC, et diminue jusqu'à une valeur de 0.13 pour celle de Constantant/WC. La variation de  $(d/\lambda_T)_{opt} = f(\chi)$  est clairement illustrée sur la figure 4.9.

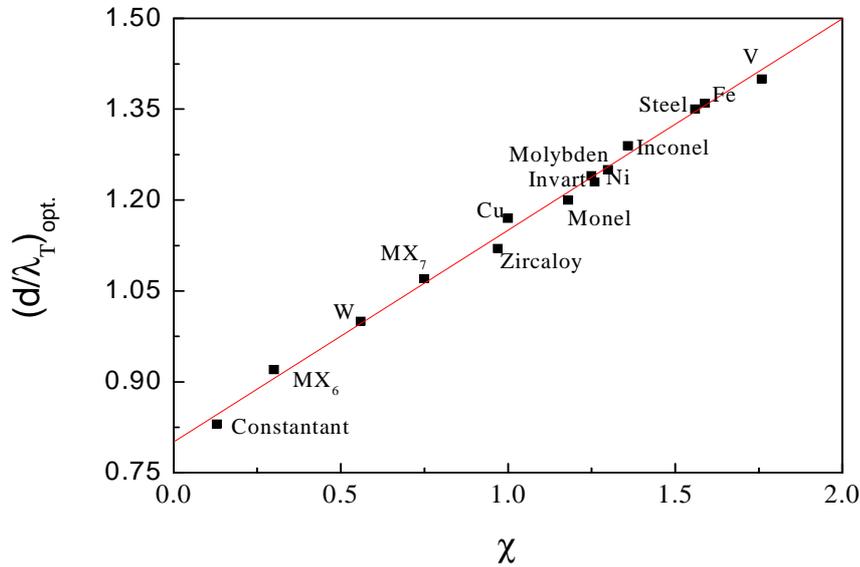


Figure 4.9: Variation de l'épaisseur optimale normalisée,  $(d/\lambda_T)_{opt}$ , en fonction du paramètre  $\chi$  des structures couches minces/WC.

La figure 4.9 montre qu'il existe toujours une variation linéaire. Seulement, on remarque qu'entre les points désignant le constante, W et Zircaloy, d'important vide, qui peut réduire la précision de la pente calculée. Afin d'approcher au mieux cette variation linéaire, nous avons considéré des matériaux fictifs,  $Mx_6$  et  $Mx_7$ , de caractéristiques acoustiques définies sur le tableau 4.9.

Matériaux	$V_L$ (m/s)	$V_T$ (m/s)	$V_R$ (m/s)	$\rho$ (Kg/m <sup>3</sup> )
$Mx_6$	5177	2625	1080	15000
$Mx_7$	5249	2840	2643	14522

Tableau 4.9: Les caractéristiques acoustiques des matériaux fictifs.

L'évolution de  $(d/\lambda_T)_{opt} = f(\chi)$ , après avoir rajouter les matériaux fictifs, montre une variation de pente positive qui obéit à la relation suivante:

$$(d/\lambda_T)_{\text{opt}} = 0.78 + 0.35 \chi \quad (4.9)$$

#### IV.4.2.3 Substrat en Magnésium

Le magnésium possède une vitesse longitudinale égale à 5823 m/s, inférieure à celle du SiO<sub>2</sub>. Plusieurs couches minces, ayant les paramètres acoustiques détaillés sur le tableau 4.10, ont été déposée sur le Mg afin de confirmer le phénomène observé sur les structures couches minces/SiO<sub>2</sub>.

Couches minces/Mg	$\chi$	$(d/\lambda_T)_{\text{opt}}$
Al/Mg	0.62	0.78
Heavy-flint /Mg	0.45	0.68
ZnO/Mg	0.29	0.57
Fe/Mg	0.22	0.51
Constantant/Mg	0.16	0.48
W/Mg	0.08	0.45

Tableau 4.10: Paramètres acoustiques utilisés pour les structures couches minces/Si.

La variation de l'épaisseur optimale,  $(d/\lambda_T)_{\text{opt}}$ , en fonction du paramètre  $\chi$  est représentée par la figure 4.10. On distingue que la droite, qui assure la fonction  $(d/\lambda_T)_{\text{opt}} = f(\chi)$ , est complétée par des points fictifs, désignant des couches fictives, Mx<sub>8</sub> et Mx<sub>9</sub>, de caractéristiques acoustiques indiquées sur le tableau 4.11. Cette droite obéit à l'équation:

$$(d/\lambda_T)_{\text{opt}} = 0.37 + 0.65 \chi \quad (4.10)$$

Matériaux	V <sub>L</sub> (m/s)	V <sub>T</sub> (m/s)	V <sub>R</sub> (m/s)	$\rho$ (Kg/m <sup>3</sup> )
Mx <sub>8</sub>	6400	2950	2765	4459
Mx <sub>9</sub>	5260	2960	2731	3068

Tableau 4.11: Les caractéristiques acoustiques des matériaux fictifs.

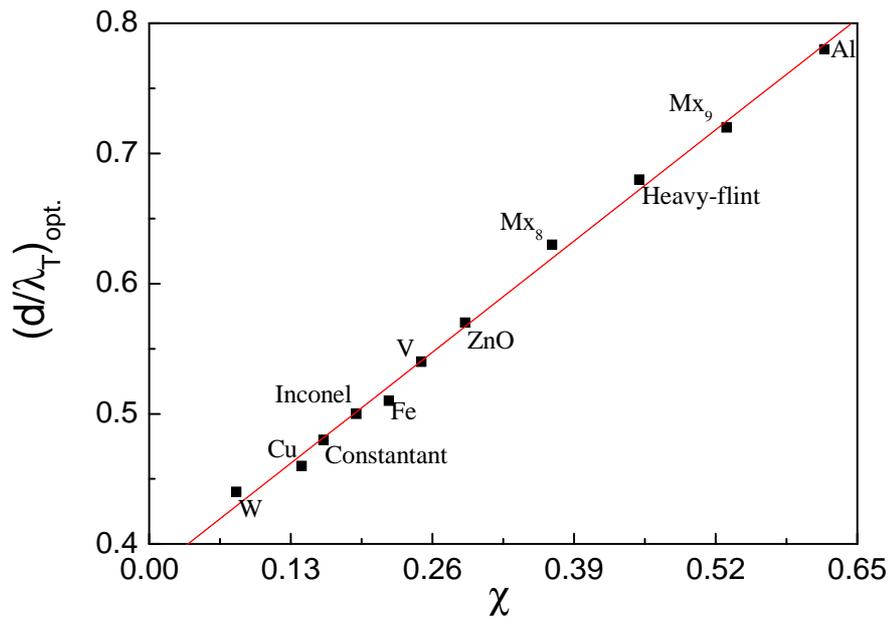


Figure 4.10: Variation de l'épaisseur optimale normalisée,  $(d/\lambda_T)_{opt.}$ , en fonction du paramètre  $\chi$  des structures couches minces/Mg.

#### IV.2.2.4 Substrat en Pyrex

Le pyrex qui est un matériau de la famille des verres, classé parmi les matériaux lents en acoustique, ayant une vitesse longitudinale égale à 5640 m/s. le tableau 4.12 regroupe les résultats des simulations des paramètres  $(d/\lambda_T)_{opt}$  et  $\chi$ .

Couches minces/Pyrex	$\chi$	$(d/\lambda_T)_{opt}$
Mg/Pyrex	1.24	1.19
ZnO/Pyrex	0.36	0.65
Heavy-flint /Pyrex	0.56	0.61
V/Pyrex	0.31	0.43
Inconel/Pyrex	0.24	0.37
W/Pyrex	0.1	0.28

Tableau 4.12: Paramètres acoustiques utilisés pour les structures couches minces/Si.

Les valeurs du tableau 4.12 montrent que le paramètre  $\chi$  est compris entre 1.24, une valeur qui dépasse l'unité, concernant la structure Mg/pyrex et 0.1 pour celle du

W/pyrex. La figure 4.11 illustre clairement la variation linéaire (de pente positive) de l'évolution  $(d/\lambda_T)_{opt}$  suivant  $\chi$ , conformément à la formule:

$$(d/\lambda_T)_{opt} = 0.17 + 0.81 \chi \quad (4.11)$$

Cette droite est également complétée par des couches fictive, afin d'assurer la linéarité du tracé (fig. 4.12). Ces matériaux possèdent les caractéristiques acoustiques du tableau 4.13.

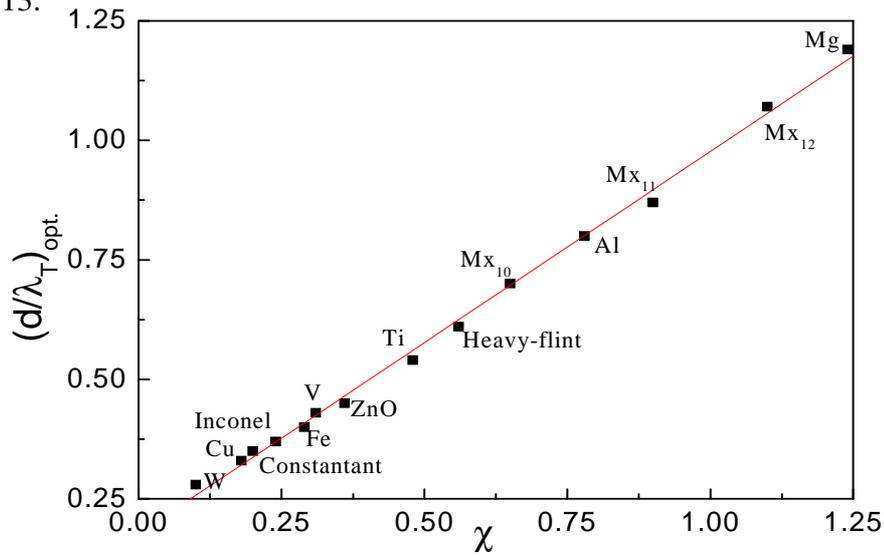


Figure 4.11: Variation de l'épaisseur optimale normalisée,  $(d/\lambda_T)_{opt}$ , en fonction du paramètre  $\chi$  des structures couches minces/pyrex.

Matériaux	$V_L$ (m/s)	$V_T$ (m/s)	$V_R$ (m/s)	$\rho$ (Kg/m <sup>3</sup> )
Mx <sub>10</sub>	5260	2960	2731	3139
Mx <sub>11</sub>	6420	3040	2844	2350
Mx <sub>12</sub>	5823	3163	2930	1971

Tableau 4.13: Les caractéristiques acoustiques des matériaux fictifs.

Les quatre substrats étudiés: Si, WC, Mg et le pyrex confirme que:

- (i) la variation de  $(d/\lambda_T)_{opt}$  en fonction de  $\chi$  es toujours linéaire.
- (ii) La pente de ces droites est positive.

La figure 4.12 regroupe tous les résultats des substrats lents. On remarque dans cette figure que la pente augmente à partir de la valeur 0.16 pour les systèmes ayant un substrat en silicium jusqu'à atteindre 0.81 pour ceux qui possèdent un substrat en Pyrex.

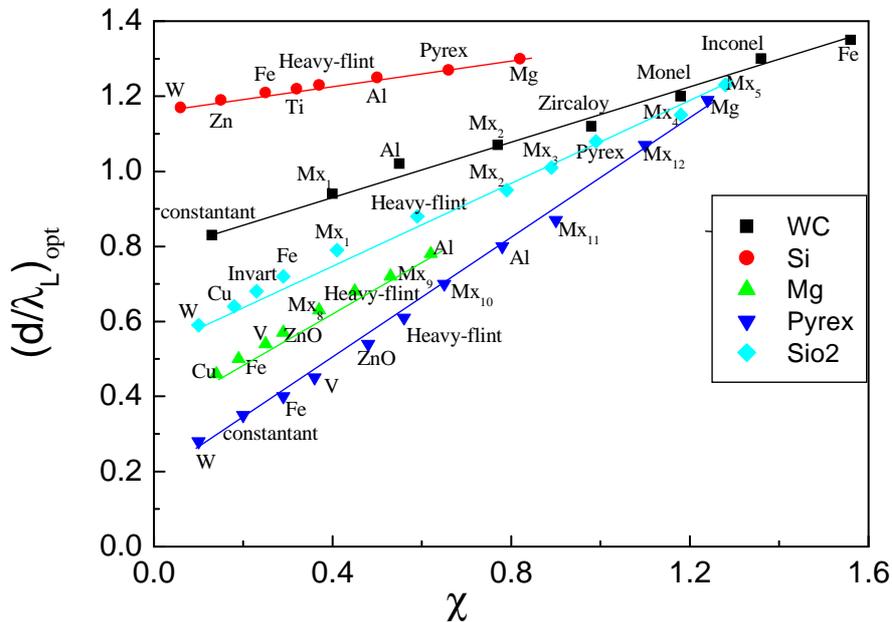


Figure 4.12: Variation de l'épaisseur optimale,  $(d/\lambda_T)_{opt}$ , en fonction de  $\chi$  des substrats lents étudiés.

## IV.3 DISCUSSIONS DES RESULTAS

### IV.3.1 Présentation du phénomène

L'étude de simulation des différentes couches minces déposées sur deux types de substrats (rapides et lents) montre qu'il y a une variation linéaire de  $(d/\lambda_T)_{opt} = f(\chi)$ . Seulement, il existe une différence entre ces deux types de substrats, dans le cas où le substrat est rapide la pente  $\alpha$  est négative, cependant, si le substrat est lent  $\alpha$  devient positive, avec des valeurs qui varient d'un substrat à l'autre.

La question qui se pose: quelle est le facteur responsable de la variation de  $\alpha$ , et quand cette pente devient nulle? Pour répondre à cette question on a simulé plusieurs matériaux réelle et fictifs, toujours dans la gamme entre TiN et Si parce que la transition est faite entre ces deux matériaux. Ainsi, on a fait introduire un matériau fictif My, choisi comme substrat caractérisé par:

- $V_L = (V_{L.TiN} + V_{L.Si})/2 = 9370 \text{ m/s.}$
- $V_T = (V_{T.TiN} + V_{T.Si})/2 = 5487.5 \text{ m/s.}$
- $\rho = (\rho_{TiN} + \rho_{Si})/2 = 3750 \text{ Kg/m}^3.$
- $V_R$  avec la simulation = 5046 m/s.

Différentes couches minces (Si, WC, Mg, Pyrex, SiO<sub>2</sub>, W, Al, V) ont été déposés sur le substrat considéré My. La variation des valeurs de l'épaisseur optimale,  $(d/\lambda_T)_{opt}$ , déterminées, en fonction de ceux  $\chi$  calculées, est illustrée sur la figure 4.13. Ainsi, comme il a été attendu du choix des caractéristiques acoustiques de My, on remarque que l'épaisseur  $(d/\lambda_T)_{opt}$  prend une valeur constante, quelque soit la valeur de  $\chi$ , ce qui veut dire que la pente  $\alpha$  est nulle. La relation 4.12 traduit l'évolution de la fonction  $(d/\lambda_T)_{opt} = f(\chi)$  pour le système couches minces/My.

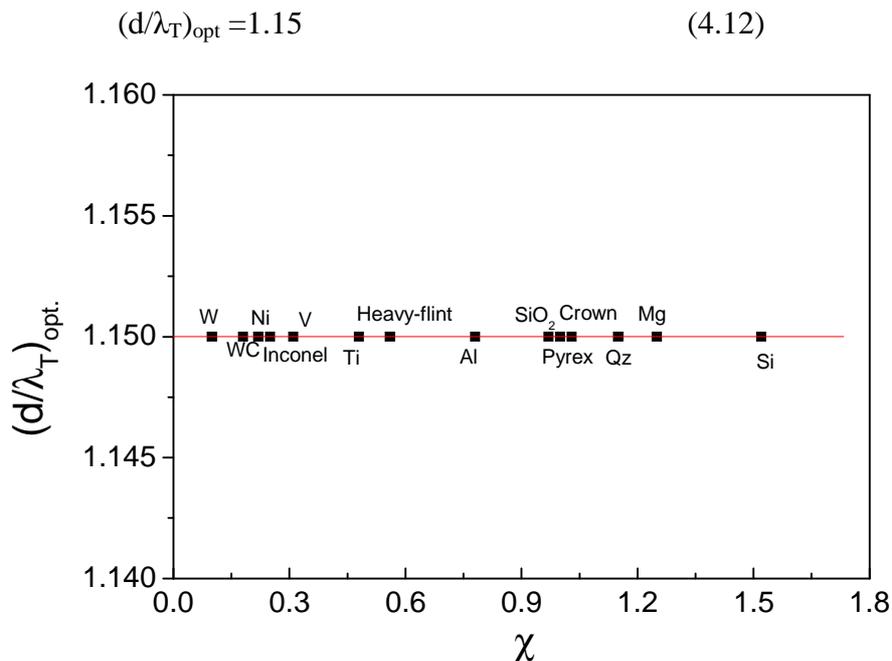


Figure 4.13: Variation de  $(d/\lambda_T)_{opt}$  en fonction de  $\chi$  dans les systèmes couches minces/My.

### IV.3.2 Formule générale

On peut observer clairement, que toutes les variations de l'épaisseur optimale  $(d/\lambda_T)_{opt}$  en fonction du paramètre  $\chi$  obtenus par divers substrats rapide et lents (relations 4.2-4.12) est d'une forme linéaire [23]:

$$\left[ \frac{d}{\lambda_T} \right]_{opt} = \alpha\chi + \beta = \alpha \frac{V_{RL}/V_{RS}}{\rho_L/\rho_S} + \beta \quad (4.13)$$

$\alpha$  et  $\beta$ : sont des paramètres caractérisant la droite qui lie  $(d/\lambda_T)_{opt}$ . avec  $\chi$  pour chaque structures couches minces/ substrats.

L'analyse des résultats ainsi obtenus a abouti à la relation 4.13 qui permet de relier la variation de l'épaisseur optimale  $(d/\lambda_T)_{opt}$ , au rapport  $(V_C/V_S)/(\rho_C/\rho_S)$  de la structure couche mince/substrat. Cette relation, permet de déterminer facilement l'épaisseur de la couche mince, à partir de les vitesses de  $V_{RS}$ ,  $V_{RC}$  et les densités  $\rho_C$ ,  $\rho_S$ .

Tous les valeurs de ces paramètres sont regroupées dans le tableau 4.14 avec les vitesses de Rayleigh et longitudinale de chaque substrats.

	Substrats lents					Substrats rapides					
	Pyrex	Mg	SiO <sub>2</sub>	WC	Si	My	TiN	AlN	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	SiC	Be
$\alpha$	+ 0.81	+ 0.65	+ 0.52	+ 0.35	+ 0.16	0.0	- 0.12	- 0.23	- 0.38	- 0.49	- 1.25
$\beta$	0.17	0.37	0.56	0.78	1.16	1.15	1.15	1.16	1.15	1.14	1.20
$V_{RS}$	3013	2930	3410	3643	4712	5046	5367	6418	5680	6810	7844
$V_{LS}$	5640	5823	5980	6655	9160	9370	9580	10012	11150	12099	12890

Tableau 4.14: Paramètres acoustiques ( $\alpha$ ,  $\beta$  et  $V_{RS}$ ,  $V_{LS}$ ) de chaque substrat rapide et lent.

On distingue, à travers les valeurs du tableau 4.14, que la pente  $\alpha$  décroît linéairement avec l'augmentation de la vitesse de Rayleigh,  $V_{RS}$ , quelque soit le type de substrat (lent ou rapide). Cette variation est représentée par la figure 4.14.

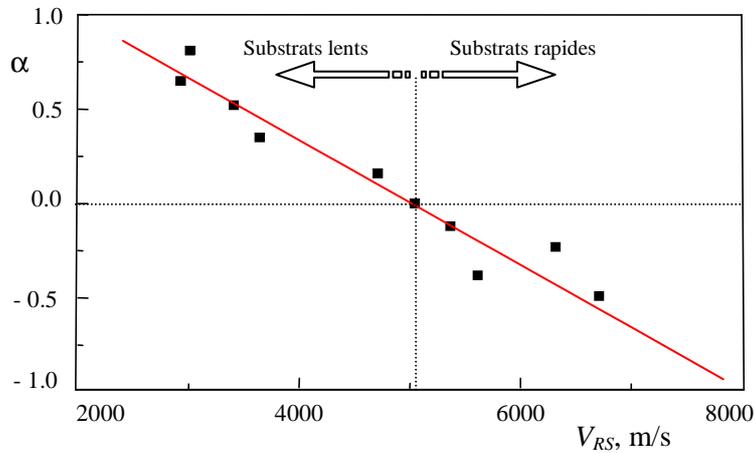


Figure 4.14: Variation de la pente  $\alpha$  en fonction de la vitesse de Rayleigh  $V_{RS}$  de divers substrats rapides et lents,

## IV.4 APPLICATION DES RESULTATS

Afin d'appliquer les résultats obtenus nous avons choisi une couche mince en aluminium déposée sur des substrats rapide comme Be, SiC, AlN,  $Al_2O_3$  et TiN, par la suite nous avons établie les courbes de dispersion de vitesse de ses structures directement, sans passer par les étapes de la simulation théorique conventionnelle.

### IV.4.1 Détermination de la pente initiale

La région de décroissance linéaire dans les courbes de dispersion dépend des caractéristiques cumulées de la couche et du substrat. Cette dépendance est mieux mise en évidence par l'investigation de la pente initiale,  $\alpha$ , de plusieurs substrats rapides (Be, SiC, AlN,  $Al_2O_3$  et TiN) sur lesquels des couches d'aluminium sont déposées. Une telle étude a montré que [14]:

$$\Delta V_R / V_{RS} = \alpha (d / \lambda_T) \quad (4.14)$$

où  $\Delta V_R = V_{RS} - V_{RC}$

avec des valeurs différentes de  $\alpha$ , présentées sur le tableau 4.15

Structures	Al/Be	Al/SiC	Al/Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Al/AlN	Al/TiN
pende, $\alpha$ ,	0.71	0.67	0.61	0.54	0.5
( $V_{LC}/V_{LS}$ )	0.49	0.53	0.57	0.64	0.67

Tableau 4.15: les valeurs de la pente,  $\alpha$ , et le rapport ( $V_{LC}/V_{LS}$ ) des structures Al/substrats rapides.

La figure 4.15 représente la pente initiale,  $\alpha$ , en fonction du rapport des vitesses longitudinales de la couche et des substrats ( $V_{LC}/V_{LS}$ ) pour des couches d'Al déposées sur des substrats rapides. Une droite qui décroît linéairement est clairement obtenue. Ainsi, le rapport des vitesses se présente comme le paramètre principal de ce phénomène. Pour quantifier cette influence, nous avons pu déterminer une loi de la variation de la pente initiale en fonction des rapports de vitesses de la forme :

$$\alpha = 1.28 - 1.16 (V_{LC}/V_{LS}). \quad (4.15)$$

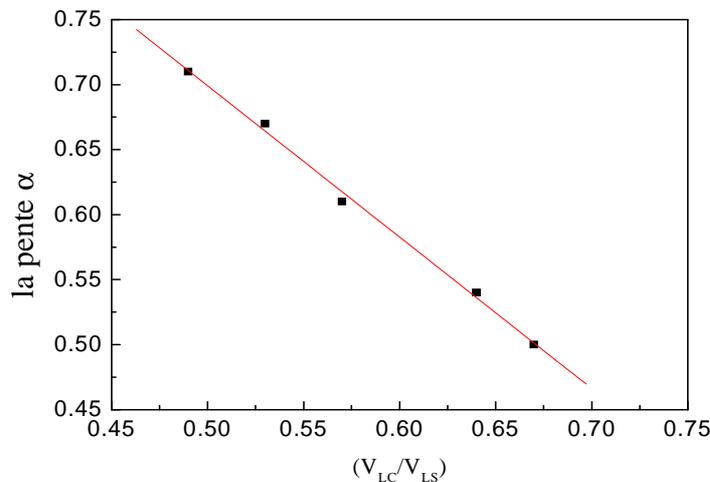


Figure 4.15: Variation de la pente initiale,  $\alpha$ , en fonction du rapport ( $V_{lc}/V_{ls}$ ) pour des couches d'al déposées sur des substrats rapides.

#### IV.4.2 Nouvelle méthode de détermination directe de la dispersion

Dans le but de reproduire directement le phénomène de dispersion, nous proposons une nouvelle façon simplifiée qui consiste à:

- (i) déterminer  $(d/\lambda_T)_{opt}$  à partir des relations (4.2, 4.4 – 4.7)

- (iii) déterminer la pente initiale à partir de la relation (4.15) et le tableau 4.15,
- (iv) tracer les courbes décroissante et saturé de part et d'autre de la valeur de  $(d/\lambda_T)_{opt}$ .

Les résultats de cette investigation, pour les structures Al/AlN et Al/TiN, sont illustrés sur les figures 4.16 et 4.17 (—) en terme de  $V_R$  en fonction de  $(d/\lambda_T)_{opt}$ . Afin de mettre en évidence la validité de cette nouvelle proposition, nous avons calculé les courbes de dispersion pour les structures Al/substrats rapides (décroissance suivi une saturation). Les résultats ainsi obtenus sont superposés sur les courbes des figures 4.16 et 4.17 pour les mêmes structures. Il est clair que la comparaison est très encourageante. Ce même comportement a été également obtenu pour d'autres structures (Al/Be, Al/SiC, Al/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Al/AlN et Al/TiN). Par conséquent, cette nouvelle méthode permet la détermination directe des courbes de dispersion de différentes structures.

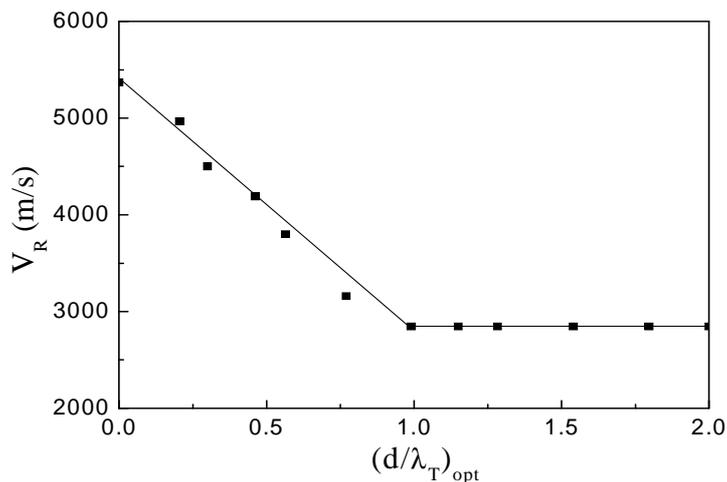


Figure 4.16: courbe de dispersion simulée (■ ■ ■) et calculée (—) pour la structure Al/AlN.

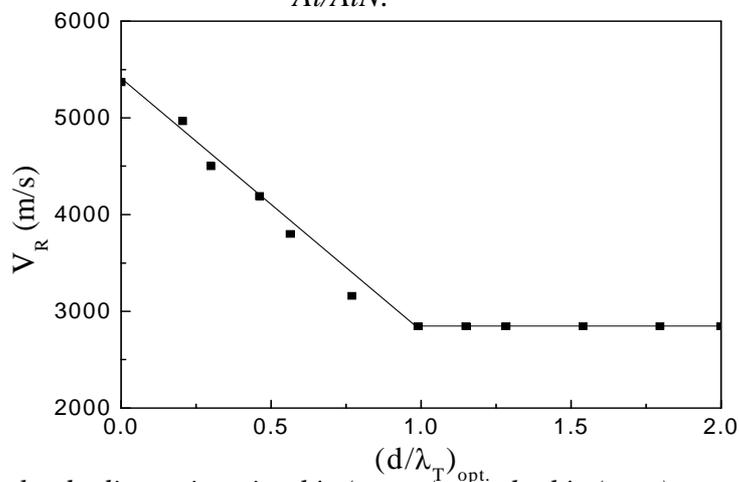


Figure 4.17: courbe de dispersion simulée (■ ■ ■) et calculée (—) pour la structure Al/TiN

## IV.5 CONCLUSION

Au cours de cette étude, basée sur les courbes de dispersion de vitesses de Rayleigh des structures couches minces/substrats, et à l'aide des relations 4.2 - 4.12, on a déterminé qu'il y a une variation linéaire entre l'épaisseur optimale,  $(d/\lambda_T)_{opt.}$ , qui caractérise le premier point de la région de saturation de la courbe de dispersion de vitesse de Rayleigh et-le facteur acoustique,  $\chi$ , qui est le rapport des vitesses sur les rapport des densités. Cette variation est liée à la vitesse de Rayleigh des substrats étudiés. Donc on peut généraliser l'étude sous les conditions suivantes:

- Quand  $V_L > 9370 \text{ m/s}$  la pente  $\alpha$  est négative
- Quand  $V_L < 9370 \text{ m/s}$  la pente  $\alpha$  est positive
- Quand  $V_L = 9370 \text{ m/s}$  la pente  $\alpha$  est nulle.

En tenant compte de l'épaisseur critique optimale,  $(d/\lambda_T)_{opt.}$ , séparant les caractéristiques de la couche mince de celle d'un matériau massif, qui est de la forme:

$$(d/\lambda_T)_{opt} = - a \chi + \beta.$$

Ainsi que de la pente initiale  $\alpha$  de la région de décroissance qui peut être exprimée par une relation:

$$\alpha = 1.28 - 1.16 (V_{LC}/V_{LS}).$$

A partir de ces relations, il nous a été possible de déterminer le point de séparation de n'importe quelle couche mince déposée sur n'importe quel substrat. En plus, on a pu retracer directement, sans passer par les étapes de calcul conventionnel, les courbes de dispersion de vitesse de Rayleigh de n'importe quelle couche mince déposée sur l'un des substrats rapide de: Be, SiC,  $Al_2O_3$ , AlN et TiN.

# *CONCLUSION GÉNÉRALE*

La recherche dans le domaine scientifique en général et en physique en particulier repose sur deux éléments essentiels à savoir l'observation et l'analyse. La détermination ensuite, l'observation et l'analyse des courbes de dispersion de type négative,  $V_{RC}/V_{RS} < 1$ , ont fait du présent travail. Les simulations ont été réalisées dans le cas d'un microscope acoustique fonctionnant à une fréquence de vibration du capteur  $f = 156$  MHz, un demi angle d'ouverture de la lentille  $\theta_{\text{lens.}} = 50^\circ$  et l'eau comme liquide de couplage, avec une vitesse de propagation des ondes longitudinales  $V_{\text{liq.}} = 1500$  m/s, et une densité volumique de masse  $\rho_{\text{liq}}$  égale à  $1000 \text{ Kg/m}^3$ .

Tous les matériaux étudiés peuvent être classés en deux groupes: les rapides caractérisés par une vitesse longitudinale,  $V_L > 9000$  m/s et les lents avec  $V_L < 9000$  m/s. Nous avons constaté que l'augmentation de l'épaisseur normalisée  $d/\lambda_T$  s'accompagne par une grande variation de coefficient de réflexion,  $R(\theta)$ , des signatures acoustiques,  $V(z)$ , des spectres des FFT et des courbes de dispersion. Ainsi, pour les structures type rapide/rapide telle que  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiC}$ , les résultats suivants peuvent être annoncés :

- L'angle critique de  $R(\theta)$  correspondant à l'excitation du mode de Rayleigh se déplace vers les grands angles d'incidence. De plus, on constate l'apparition de plusieurs autres fluctuations indicatives de la génération de nouveaux modes de propagation caractéristiques de la structure.
- La forme oscillatoire de  $V(z)$  est différente d'une courbe à une autre. De plus, la période spatiale,  $\Delta z$ , varie d'une épaisseur à l'autre en présence de modulations secondaires.
- L'apparition d'autres pics dans les spectres de FFT aux grandes périodes spatiales dont l'efficacité reste relativement faible. On note également un décalage du pic principal du mode de Rayleigh vers les faibles périodes spatiales.
- La courbe de dispersion de la vitesse de phase est caractérisée par une décroissance initiale qui obéit à la loi :  $\Delta V = - 2270 d/\lambda_T$ , suivie d'une région de saturation.

Les résultats obtenus dans la deuxième partie de cette thèse, se résument en la détermination, à partir des courbes de dispersion de différentes structures, de l'épaisseur optimale  $(d/\lambda_T)_{opt}$ . L'étude a porté sur plusieurs structures couches minces: Si, Al, Ti, TiN, ZnO, Cu, Mg, Fe, V, WC, Quartz, Constantan, Inconel, Crown glass, Pyrex, Heavy flint, etc déposées sur un même substrat tel que: SiC, AlN, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, TiN, Si, SiO<sub>2</sub>, Mg, et Pyrex. De même, le cas d'une couche (Heavy-flint ou titane) déposée sur différents substrats a été également considéré. Les constatations suivantes peuvent être formulées.

- Une similarité de toutes les courbes de dispersion de la vitesse de Rayleigh : une décroissance initiale suivie d'une saturation.
- La valeur de  $(d/\lambda_T)_{opt}$  reste caractéristique de chaque structure est elle diffère d'un système à l'autre.
- Les valeurs de  $(d/\lambda_T)_{opt}$  sont fortement influencées par les propriétés élastique de la structure.

Dans la troisième partie de cette thèse, suite aux investigations des systèmes: couche minces déposées le substrat rapide (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) et le lent (SiO<sub>2</sub>), nous avons réussi à confirmer qu'aussi bien les vitesses que les densités des couches minces et des substrats interviennent dans l'évaluation de l'épaisseur critique optimale,  $(d/\lambda_T)_{opt}$ . Ainsi un nouveau paramètre acoustique,  $\chi$ , défini comme étant le rapport des vitesses à celui des densités:  $\chi = (V_{RC}/V_{RS})/(\rho_C/\rho_S)$  a été introduit afin de justifier nos observations.

Ensuite, une généralisation à d'autres structures (couches minces déposées sur deux types de substrats, rapide et lents ayant des vitesse longitudinale supérieure et inférieure de celle de Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> et SiO<sub>2</sub>) a conduit à constater que la variation entre le paramètre  $\chi$  et l'épaisseur optimale  $(d/\lambda_T)_{opt}$  est linéaire de pente négative ou positive.

La pente négative a été relevée pour les systèmes de substrats rapides, A titre d'exemple, on peut citer :

- Couches minces/Be

$$(d/\lambda_T)_{opt} = 1.2 - 1.25 \chi$$

- Couches minces/SiC  
 $(d/\lambda_T)_{opt.} = 1.14 - 0.49 \chi$
- Couches minces/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>  
 $(d/\lambda_T)_{opt.} = 1.15 - 0.38 \chi$
- Couches minces/AlN  
 $(d/\lambda_T)_{opt.} = 1.16 - 0.23 \chi$
- Couches minces/TiN  
 $(d/\lambda_T)_{opt.} = 1.15 - 0.12 \chi$

Alors que pour les système caractérisées par des substrats lents, la pente devient positive comme:

- Couches minces/Si  
 $(d/\lambda_T)_{opt.} = 1.16 + 0.16 \chi$
- Couches minces/WC  
 $(d/\lambda_T)_{opt.} = 0.78 + 0.35 \chi$
- Couches minces/SiO<sub>2</sub>  
 $(d/\lambda_T)_{opt.} = 0.56 + 0.52 \chi$
- Couches minces/Mg  
 $(d/\lambda_T)_{opt.} = 0.37 + 0.65 \chi$
- Couches minces/Pyrex  
 $(d/\lambda_T)_{opt.} = 0.17 + 0.81 \chi$

Remarquons que les valeurs des pentes comprises entre - 1.25 à 0.81. Ainsi, nous avons vérifié avec un système de couches mince déposées sur un substrat fictif que la pente zéro, peut être obtenue. La valeur de  $(d/\lambda_T)_{opt.} = 1.15$  marque la limite entre le décroissance initiale et la saturation.

Un des avantages de cette étude est la proposition d'une nouvelle méthode de détermination directe des courbes de dispersion sans passer par les étapes de calcul conventionnel. Cette méthode a été appliquée aux structures : couche mince en Aluminium déposée sur Be, SiC, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, AlN et TiN. Elle consiste à:

- tracer les courbes de décroissante et de saturation de part et d'autre de la valeur de  $(d/\lambda_T)_{opt.}$
- déterminer  $(d/\lambda_T)_{opt.}$  à partir des relations précédentes.

- déterminer la pente initiale à partir de la relation:  $\alpha = 1.28 - 1.16$  ( $V_{LC}/V_{LS}$ ).

## *RÉFÉRENCES*

## *Introduction générale*

- [1] A. Doghmane. And Z. Hadjoub. ACMS-III: Third Arab Congress on Materials Science, (23-24 Sep. 2003) Hurghada, Egypt..
- [2] S. Bouhaja, F. Hadjoub, Z. Hadjoub, & A. Doghmane, " Analyse Analytique de la Vitesse Transversale Causée par des Lentilles Acoustiques Annulaires ", Inter. IMMS-6, M'sila (Algeria,2000).
- [3] S. Bouhedja, I. Hadjoub, A. Doghmane, Z. Hadjoub, Phys. Stat. Sol. (a) 202 (2005).
- [4] Z. Hadjoub, " Thèse de Doctorat d'Etat ", University Annaba, 1993.
- [5] Y. C. Lee, J. O. Kim, J. D. Achenbach, J. Acoust. Soc. Am. 94, (1993).
- [6] T. Aomura, E. Gold, M. P. Powers, "Micromechanics/ Structure Relationships in Human Mandible", Elsevier, Dental Materials, 19 (2003).
- [7] GR. Roman Maev, Lyudmila A. Denisova, Elena YU. Maeva and Alexey A. Denissov, 28, Issue 1, (2002).
- [8] Zinin, P. V., in "Handbook of Elastic Properties of Solids, Liquids and Gases vol. 1:", edited by: Levy, Bass and Stern 187 (Academic Press, N.Y), (2001)
- [9] J.D. Achenbach, "Quantitative nondestructive evaluation", International Journal of Solids and Structures 37, pp 13-27, (2000).
- [10] ROSE, J. L. "Ultrasonic Waves In Solid Media" (cambridge univ. Press 2002).
- [11] F. Kubat, W. Ruile , C. Eberl, T. Hesjedal, L.M. Reindl, " Qualitative and quantitative analysis of acoustomigration effects in SAW-devices", Microelectronic Engineering 82, pp 655–659, (2005)
- [12] A. Gacem, I. Beldi. F. Hadjoub, A. Doghmane & Z. Hadjoub, "Détermination de l'Epaisseur des Couches Minces par Contrôle non Destructif", Séminaire National sur l'Automatique et les Signaux, Annaba ( Algeria, 1999), pp.488-493.
- [13] I .Touati, Z. Hadjoub & A. Doghmane, "Investigations Of Elastic Properties Of Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> Layers On Sic Substrate Via Acoustic Microscopie", Phys. Chem. News, 27 26-30, (2006).

- [14] Tomasz Błachowicz , Zygmunt Kleszczewski , Andrzej Skumiel, "Elastic constants of the SrLaAlO<sub>4</sub> and SrLaGaO<sub>4</sub> crystals measured at ultrasonic and hypersonic acoustic frequencies", *Ultrasonics* 39, 611–615, (2002).

## *CHAPITRE I*

- [1] Guang-Ming Zhanga, David M. Harveya, Derek R. Bradenb, "Microelectronic package characterisation using scanning acoustic microscopy", *NDT&E International* 40, pp 609–617, (2007)
- [2] J. Attal, "L'age Adulte du Microscope Acoustique", *L recherche*, N°. 121, pp 478-481, (1981).
- [3] F. Augereau, G. Despau, "Microstructure des Matériaux par Microscopie Acoustique Mesure Locale non Destructive de Paramètres Mécaniques (Application A L'étude de L'endommagement de L'acier Inoxydable 304L), *Matériaux & Techniques* N° 3-4, (2000).
- [4] Y. C. Lee, J. O. Kim, J. D. Achenbach, *J. Acoust. Soc. Am.* 94, (1993).
- [5] T. Aomura, E. Gold, M. P. Powers, "Micromechanics/ Structure Relationships in Human Mandible", Elsevier, *Dental Materials*, 19 (2003).
- [6] GR. Roman Maev, Lyudmila A. Denisova, Elena YU. Maeva and Alexey A. Denisov, 28, Issue 1, (2002).
- [7] Echographie, Wikipédia, l'encyclopédie libre, (2003).
- [8] R. T Beyer. and Letcher, S. V., *Physical Ultrasonics*, Academic Press New York, (1969).
- [9] Encyclopédie-onde Sismique-Wikipédia, (2004).
- [10] M. Djeddi, H. Shout, "Bases Physiques des Méthodes Sismiques", Algérie, (1995).
- [11] Ondes longitudinales et transversales -Mécanismes Failles et ondes, (2003).
- [12] D. Royer, "Ondes Elastiques dans les Solides", Tome II, Masson, Paris, (1999).
- [13] Les Ondes sismiques, Strasbourg, (2003).
- [14] E. Dielesaint et Royer, "Ondes Elastique dans les Solides", Masson, et Cie, Paris, (1974).
- [15] H. L. Bertoni, T. Tamir, "Unified Theory of Rayleigh angle Phenoma for acoustic Beam and Liquid-Solid interfaces", *App, Physics*, n°2, pp 157-172, (1973).
- [16] J.A. Kleppe, "Engineering Aplication of Acoustic", Artech House (1989).
- [17] A. Briggs, "Acoustic Microscopy", Clarendon Press, Oxford (1992).

- [18] Z. Hadjoub, "Thèse de doctorat", (1993).
- [19] B. H. Flowers and E. Mendoza, "Properties of Matter", John Wiley & Sons, New York, (1970)
- [20] S. Amelio, A.V. Goldade, U. Rabe, V. Scherer, B. Bhushan, W. Arnold, " Measurements of elastic properties of ultra-thin diamond-like carbon coatings using atomic force acoustic microscopy, Thin Solid Films, 392, pp 75-84, (2001).
- [21] R. Houwink, "Rheological Behavior of Matter", in Elasticity, Plasticity & Structure of Matter, (ed. Houwink, R and DE Decker, H. K), pp 1-11, Combridge University Press, London, (1971)
- [22] M. Doghmane , F. Hadjoub , A. Doghmane & Z. Hadjoub, " Approaches for evaluating Young's and shear moduli in terms of a single SAW velocity via the SAM technique", Materials Letters, 61, pp 813–816, (2007).
- [23] P. V. Zinin, in Handbook of: "Elastic Properties of Solids, Liquids and Gases", edited by M. Levy, H. E. Bass and R. R. Stern , Academic Press, New York, p 187, (2001).
- [24] A. Briggs, "Advances in Acoustic Microscopy", Plenum Press, New York, (1995).
- [25] J. Kushibiki and N. Chubachi, IEEE Trans. Sonics Ultrason, 32, p 189, (1985).
- [26] A. Doghmane & Z. Hadjoub, J. Phys, 30 p 2777, (1997).
- [27] W. Parmon and H. L. Bertoni, Electron. Lett, 15 p 684, (1979).
- [28] J. Kushibiki, K. Horii and N. Chubachi, Electron. Lett, 19 p 359, (1983).
- [29] S. Bouhedja, I. Hadjoub, A. Doghmane & Z. Hadjoub, "Investigation of Rayleigh Wave attenuation Via Annular Lenses in Acoustic Microscopy", Phys. Stat. Sol. (a), 202, pp 1025-1032, (2005).
- [30] H. Uberall, "Surface Waves in Acoustic", in Physical Acoustics Principals and Methods, ed. MASON, W. and THURSON, R. N, pp 1-57, Academic Press (1970).
- [31] K. H. Chan and H. L. Bertoni, "Ray Representation of Longitudinal Waves in Acoustic Microscope", IEEE, Trans. Ultrason. Ferroelect. Freq. Control, 38, pp 27-34, (1991).
- [32] J. Attal, "Acoustic Microscopy: Imaging Microelectronic Circuits With Liquid Metals", in Scanned Image Microscopy (ed. ASH, E. A), Academic Press New-York, pp 97-118, (1980).
- [33] Z. Hadjoub, K. Alami, A. Doghmane, J. M. Saurel & J. Attal, Electron. Lett, 27, No 11, (19991).

## *CHAPITRE II*

- [1] A. Briggs "Advances in Acoustic microscopy" Ed. Plenum Press, Oxford, vol 1, (1995).
- [2] Jan D. Achenbach, "Modeling for Quantitative non destructive évaluation". Ultrasoniques 40 (2002) p 1-10.
- [3] P. V. Zinin, in "Handbook of Elastic properties of Solids, Liquids and Gases" vol.1, edited by: Levy, Bass and Stern (Academic Press, N. Y.) 187, (2001).

- [4] Z Hadjoub, I. Touati & A. Doghmane, "Quantification de l'épaisseur optimale de separation des propriétés d'une couche mince de celles d'un substrat rapide ", Cinquième Congrès arabe des sciences des matériaux (ACMS-V), 23-25 Octobre 2007, Gabès, Tunis.
- [5] Z. Hadjoub , I. Beldi & A. Doghmane, " Origin and quantification of anomalous behaviour in velocity dispersion curves of stiffening layer/substrate configurations", C. R. Physique 8, 948–954(2007).
- [6] I .Touati, Z. Hadjoub & A. Doghmane, "Investigations Of Elastic Properties Of Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> Layers On SiC Substrate Via Acoustic Microscopie", Phys. Chem. News 27 26-30, (2006).
- [7] H. Uberal, "Physical Acoustics", Warren P. Masson, New-york et London. (1973).
- [8] C. Gazanttes and M. Jesset, Ultrason. E 2692 -1-.
- [9] Fang Shena, Wenchang Tana, Yaohua Zhaoc, Takashi Masuokad, "The Rayleigh–Stokes problem for a heated generalized second grade fluid with fractional derivative model", Nonlinear Analysis: RealWorld Applications 7, 1072 – 1080, (2006)
- [10] Chai Wah Wu, "On Rayleigh–Ritz ratios of a generalized Laplacian matrix of directed graphs", Linear Algebra and its Applications 402, 207–227, (2005).
- [11] J. O. Kim and J. D. Achenbach, "Thin Solid Films", 214, (1992).
- [12] Tomasz Błachowicz , Zygmunt Kleszczewski , Andrzej Skumiel, "Elastic constants of the SrLaAlO<sub>4</sub> and SrLaGaO<sub>4</sub> crystals measured at ultrasonic and hypersonic acoustic frequencies", Ultrasonics 39, 611–615, (2002).
- [13] M. Lematre, Y. Benmehrez, G. Bourse, J. W. XU, M. Ourak, NDT & E International 35 P 279-286 (2002)
- [10] Z. Hadjoub, I. Beldi, M. Bouloudnine, A. Gacem and A. Doghmane, Elect lett. 34. N° 3 (1998).
- [15] I. Beldi, Z. Hadjoub, A. Doghmane and A. Gacem. 5<sup>th</sup> World Congress on Ultrasonic WCU 2003. paris, france. sept. 7-10, ( 2003)
- [16] A. Briggs, "Acoustic Microscopy" (Clarendon Press, Oxford, 1992)
- [17] F. Kubat a, W. Ruile, C. Eberl, T. Hesjedal, L.M. Reindl, "Modeling Qualitative and quantitative analysis of acoustomigration effects in SAW-devices", Microelectronic Engineering 82, 655–659, (2005)
- [18] J.D. Achenbach, "Quantitative nondestructive evaluation"
- [19] Léo. H. Baekeland " des cours en Lycée Vauban, Brest – classe de PTSI".

- [20] Dictionnaire définition métaux.htm, (2008).
- [21] Semi-conducteur - Wikipédia.htm, (2008)
- [22] Dopage (semi-conducteur) - Wikipédia.htm, (2008)
- [23] E. G. Henneke, and J. L. Jones, "Critical angle for reflection at a liquid-solid interface in single crystals", J. Acoust. Soc. Am. 59, 204-205, (1976).
- [24] W. G. Neubauer, "Ultrasonic reflection a boundes beam at Rayleigh and critical angles for plane liquid-solide interface", J. Appl. Phys. 44, 48-55, (1973)
- [25] R. Caplant, L. Ferdj-Allah, J. M. Saurel, J. Attal, "Aspects recents des signatures et de l'imagerie acoustique à  $50 < f < 2000$  MHz aapplication à la métallargie", (1992)
- [26] C. J. R. Sheppard and T. Wilson, Appl. Phys. Lett. 38, (1981).
- [27] J. Kushibiki, and Chubachi, IEEE Sonics Ultrason. SU-32, 189-212, (1985)
- [28] R. C. Addison, M. G. Somekh, J. M. RWE and G. A. D. Briggs, "Characterisation of Thin Film Adhesion with the Scaning Acoustic Microscopy", (ed, Fer. L. A) (1987).
- [29] H. A. Crostock, U. Beller, H. D. Steffens, and K. Reichel, "Use of Scaning Acoustic Microscopy CrN Films". Ed. EXNER. H. E and Schumacher. V, (1990).

### *CHAPITRE III*

- [1] J. D. ACHENBACH, International Journal of Solids and Structures, **37**, 13-27, (2000).
- [2] J. L Rose, "Ultrasonic Waves In Solid Media" (Cambridge Univ. Press 2002).
- [3] J. D. ACHENBACH, 40, PP 1-10, (2002).
- [4] Zhiqi Guo, J.D. Achenbach, Anita Madan, Keith Martin, M.E. Grahamb, "Modeling and acoustic microscopy measurements for evaluation of the adhesion between a film and a substrate", Thin Solid Films 394, pp189-201, (2001).
- [5] J.D. Achenbach, "Quantitative nondestructive evaluation, International Journal of Solids and Structures", 37, pp13-27, (2000).
- [6] F. Kubat a, W. Ruile , C. Eberl , T. Hesjedal , L.M. Reind, "Qualitative and quantitative analysis ofacoustomigration effects in SAW-devices", Microelectronic Engineering 82, pp 655–659, (2005).

- [7] J. Kushibiki, T. Ueda, and N. Chubachi, IEEE Ultrason. Symp. Proc, 817-821, (1987).
- [8] T. Mihara And M. Obata, Experimental Mech, 32, 30-33, (1992).
- [9] J. Kushibiki, T. I. Shikawa, And N. Chubachi, appl. Phys. Lett, 57, 1967-1969, (1992).
- [10] J. O. Kim, J. D. Achanbach, P. B. Mirkarini, M. Shinn And S. A. Barnett, J. Appl. Phys, 72, 1085-1811, (1992).
- [11] I. Hadjoub, A. Doghmane And Z. Hadjoub, phys. Chem. News 27, pp 22-25, (2006)
- [12] D. Laux, G. Despeaux, D. Barron, J. Spino, Actes De La 7<sup>ème</sup> Conférence International Sur Les Combustibles Candu, Kingston, Ontario, Canada,
- [13] A. BRIGGS, "Acoustic Microscopy", Clarendon, Oxford, (1992).
- [14] I. Touati, Z. Hadjoub & A. Doghmane, "Investigations Of Elastic Properties Of Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> Layers On Sic Substrate Via Acoustic Microscopie", phys. Chem. News 27 26-30, (2006).
- [15] Tomasz Błachowicz , Zygmunt Kleszczewski , Andrzej Skumiel, "Elastic constants of the SrLaAlO<sub>4</sub> and SrLaGaO<sub>4</sub> crystals measured at ultrasonic and hypersonic acoustic frequencies", Ultrasonics 39, 611–615, (2002).
- [16] S. Amelio, A.V. Goldade, U. Rabe, V. Scherer, B. Bhushan, W. Arnold, "Measurements Of Elastic Properties Of Ultra-Thin Diamond-Like Carbon Coatings Using Atomic Force Acoustic Microscopy", Thin Solid Films 392, pp 75-84(2001).
- [17] M. Doghmane, F. Hadjoub, A. Doghmane, Z. Hadjoub, "Approaches for evaluating Young's and shear moduli in terms of a single SAW velocity via the SAM technique", Materials Letters 61, pp 813–816, (2007).
- [18] Fang Shen, Wenchang Tan, Yaohua Zhao, Takashi Masuoka, "The Rayleigh–Stokes Problem For A Heated Generalized Second Grade Fluid With Fractional Derivative Model", Nonlinear Analysis: Real World Applications, 7, pp 1072–1080, (2006).
- [19] Xian-Fang Li, "On approximate analytic expressions for the velocity of Rayleigh waves", Wave Motion, 44, pp 120–127, (2006).
- [20] Métaux \_ matériaux. Pdf.
- [21] Z Hadjoub, I. Touati & A. Doghmane, "Determination de l'épaisseur optimale pour l'excitation du mode de rayleigh dans les couches minces deposees sur Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>et/ou

- SiO<sub>2</sub>", Cinquième Conférence Internationale sur la Science des Matériaux ( CSM5), Beyrouth-Liban 17-19 Mai (2006).
- [22] Matériaux céramique. htm.
- [23] M. DISERENS, "Couches Minces Nanocomposites De TiN/SiNx Déposées par pulvérisation magnétron réactive: Propriétés électroniques, mécaniques Et résistance à l'oxydation", thèse de doctorat, (2000).
- [24] Silica\_silicon dioxide . htm
- [25]. Silicium. Htm
- [26] Magnésium .htm
- [27] Applications de magnésium. Pdf.
- [28] <http://fr.wikipedia.org/wiki/Pyrex>
- [29] <http://en.wikipedia.org/wiki/Titanium#Applications>
- [30] <http://www.patentstorm.us/patents/7091145/description.html>

## *CHAPITRE IV*

- [1] Zhiqi Guo, J. D. Achenbach, Anita, Martin and M. E. Graham, Thin Solid Films, 394, (2001).
- [2] I. Beldi, Z. Hadjoub, A. Doghmane, Phys. Chem. News (2007), in press.
- [3] S. Bouhedja, I. Hadjoub, A. Doghmane, Z. Hadjoub, Phys. Stat. Sol. (a) 202 (2005).
- [4] Z. Hadjoub , I. Beldi & A. Doghmane, " Origin and quantification of anomalous behaviour in velocity dispersion curves of stiffening layer/substrate configurations", C. R. Physique 8, pp 948–954, (2007).
- [5] A. Doghmane, And Z. Hadjoub,,: Acms-Iii: Third Arab Congress On Materials Science, (23–27 Sept. 2003) Hurghada, Egypt. *Invited Plenary Conference*.
- [6] J. L. Rose, "Ultrasonic Waves In Solid Media" (Cambridge Univ. Press 2002).
- [7] A. Briggs, "Advances in Acoustic Microscopy". Ed. Plenum Press, Oxford, 1,(1995).
- [8] R. D. Weglen and J. O. Kim. IEEE Ultras. Sym (1991).
- [9] A. Kulik, G. Germaud and S. Satish. Tans. R. J. Microsc. 1 (1990).
- [10] J.D. Achenbach, "Quantitative nondestructive evaluation", International Journal of Solids and Structures 37, pp 13-27, (2000).

- [11] F. Kubat, W. Ruile, C. Eberl, T. Hesjedal, L.M. Reindl, " Qualitative and quantitative analysis of acoustomigration effects in SAW-devices", *Microelectronic Engineering* 82, pp 655–659, (2005)
- [12] Huoy-Shyi Tsay, Fung-HueiYeh, "Finite element frequency-domain acoustic analysis of open-cell plastic foams", *Finite Elements in Analysis and Design* 42, pp 314–339, (2006)
- [13] Claus-Dieter Munz a, Michael Dumbser, Sabine Roller, " Linearized acoustic perturbation equations for low Mach number flow with variable density and temperature", *Journal of Computational Physics* 224, pp 352–364, (2007)
- [14] Jan. D. Achenbach, *Ultrasoniques* 40, (2002)
- [15] P. V. Zinin, in "Handbook of Elastic properties of Solids, Liquids and Gasses". 1, edited by: Levy, Bass and Stern (Academic Press, N. Y) (2001).
- [16] I. Hadjoub, A. Doghmane And Z. Hadjoub, *Phys. Chem. News* 27, pp. 22-25 (2006).
- [17] I. Touati, Z. Hadjoub And A. Doghmane, *Phys. Chem. News* 27, pp. 26- 30, (2006).
- [18] Z Hadjoub, I. Touati & A. Doghmane, "Application Of Velocity Dispersion Curves To The Determination Of Critical Thickness For Rayleigh Wave Excitation In Thin Films", *The International Conference 'DAYS' On DIFFRACTION-2005*, 28 june- 1 july, Russia, (2005).
- [19] I. Touati, Z Hadjoub & A. Doghmane, *The International Conference on Physics and its Applications CIPA'2003, USTO-MB*, 8-10 December (2003).
- [20] Z Hadjoub, I. Touati & A. Doghmane, "Determination de l'épaisseur optimale pour l'excitation du mode de rayleigh dans les couches minces deposees sur  $Al_2O_3$  et/ou  $SiO_2$  », *Cinquième Conférence Internationale sur la Science des Matériaux (CSM5)*, Beyrouth-Liban 17-19 Mai (2006).
- [21] Z Hadjoub, I. Touati & A. Doghmane, "Quantification de l'épaisseur optimale de separation des propriétés d'une couche mince de celles d'un substrat rapide ", *Cinquième Congrès arabe des sciences des matériaux (ACMS-V)*, 23-25 Octobre, Gabès, Tunis. (2007)
- [22] I. Touati, Z. Hadjoub, L. Touati Tilba & A. Doghmane, " Influence des Propriétés Elastiques des Couches Minces Déposées Sur Si et/ou Mg Sur L'évolution De La Dispersion De La Vitesse De Rayleigh", *Journée Magrébin*, Hammamet, Tunis, 5–8 Novembre, (2008).

- [23] Z Hadjoub, I. Touati, M. Doghmane, A. Doghmane, "Applications of Negative Velocity Dispersion Curves To The Dissociation of Layer Elastic Characteristics From Those Of Substrates", in Press, (2008).