

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche
Scientifique



وزارة التعليم العالي و البحث العلمي

BADJI MOKHTAR-ANNABA UNIVERSITY
UNIVERSITE BADJI MOKHTAR-ANNABA



جامعة باجي مختار- عنابة

Faculté des Sciences
Département de physique
Laboratoire des Semi-Conducteurs

THÈSE

Présentée en vue de l'obtention du diplôme de

DOCTORAT

Option : Semi-Conducteurs et Applications

Thème

*Investigation des caractéristiques des composants BAW
par acoustique picoseconde colorée*

Par :

Kahina AMMIALI

Directeur de thèse : Abdellaziz DOGHMANE

Prof.UBM-Annaba

Devant le jury :

Président :

Zahia HADJOUR-DOGHMANE

Prof.UBM-Annaba

Examineur :

Brahim BELFARHI

MCA. Univ. Guelma

Allaoua CHIBANI

Prof. UBM-Annaba

Mohamed Yacine DEBILI

Prof. UBM-Annaba

Année universitaire 2018/2019

Remerciements

Je remercie, tout d'abord Allah pour m'avoir donné le courage et la volonté pour réaliser cette thèse.

*Ce travail a été réalisé au Laboratoire des Semi-Conducteur(LSC), Département de Physique, Faculté des Sciences, Université Badji Mokhtar, Annaba (UBMA). Je tiens à remercier et à exprimer ma très sincère reconnaissance à **M^{me} Zahia Hadjoub-Doghmane** professeur à l'UBMA, ex Directrice du Laboratoire, pour m'avoir accueillie au sein du laboratoire. Je tiens aussi à la remercier pour sa gentillesse, sa disponibilité et sa confiance dont elle m'a clairement fait sentir.*

*Je voudrais remercier vivement mon directeur de thèse, **Mr. Abdellaziz DOGHMANE**, Professeur à l'UBMA et Directeur du Laboratoire des Semi-Conducteurs pour toute son aide. Je suis ravi d'avoir travaillé en sa compagnie car en plus de son appui scientifique, il a toujours été là pour me soutenir et me conseiller au cours de l'élaboration de cette thèse. Qu'il soit aussi remercié pour sa gentillesse, sa disponibilité, sa pédagogie, sa patience et pour les nombreux encouragements qu'il m'a prodigués.*

*J'adresse toute ma gratitude à madame le professeur **Zahia Hadjoub-Doghmane** pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury de la thèse. Je la remercie aussi pour ses conseils, ses encouragements et ses qualités humaines qui m'ont été d'une grande importance tout au long de ces années.*

Remerciements

*Je tiens à exprimer tous mes remerciements à **Mr Brahim BELFARHI** maitre de conférence classe A à l'université 8 Mai 1945, Guelma, **Mr. Allaoua CHIBANI** professeur à l'UBMA et **Mr. Mohamed Yacine DEBILI** professeur à l'UBMA pour l'honneur qu'ils m'ont fait en acceptant d'examiner ce travail. Je les remercie également pour l'intérêt porté à ce travail et pour leur contribution à son évaluation; qu'ils trouvent ici mes meilleures considérations et mon profond respect.*

*Je tiens à saisir cette occasion et adresser mes profonds remerciements et mes profondes reconnaissances à la personne qui m'a le plus soutenue, aider et encourager mon très chère marie **ABDERRAZEK***

Egalement, je tiens à exprimer ma gratitude à ma famille pour m'avoir encouragée et soutenue.

Enfin, je ne peux clôturer ces quelques mots sans remercier tous ceux et celles avec qui j'ai collaboré et passé de bons moments au sein du Laboratoire des Semi-Conducteurs.

دراسة خصائص مركبات الأمواج الصوتية الحجمية بواسطة الصوتيات البيكوثانية الملونة

من طرف : عميالي كاهنة

ملخص

تعتمد الصوتية البيكوثانية الملونة (CPA: *Colored Picosecond Acoustic*) على استخدام مصدر نو نبضات ليزيرية ذات طول موجي λ_p حيث أنها تقنية مناسبة لتمييز خصائص المرينات ذات الموجة الصوتية الحجمية (BAW: *Bulk Acoustic Waves*). تتكون هذه المركبات من قطبين كهربائيين على جانبي طبقة كهروضغية (غالباً ما تكون مصنوعة من AlN , ZnO أو PZT). نهتم، في هذا السياق، بتحديد خصائص عدة مواد كهروضغية KNbO_3 , LiTaO_3 , GeO_2 , AlN , BiFeO_3 , GaN , LiNbO_3 , PbTiO_3 , SrTiO_3 , Al_2O_3 , PVDF , ZnO , PZT Quartz عبر الصوتية بيكوثانية الملونة. وتتعلق هذه الوسائط بالسرعة الطولية v_L ، ثابت التصلب C_{33}^D ، الخسائر الميكانيكية $\tan\delta$ ، معامل الاقتران الكهروميكانيكي k^2 ، ثابت الكهروضغية e_{33}^2 ، والسماحية العازلة ϵ_{33}^s . للقيام بذلك، طورنا برنامجاً يعتمد على معادلات الكهروضغية والعلاقات المستعملة في تقنية CPA. وبالتالي، قمنا بدراسة تأثير النسبة بين λ_p طول الموجة و دور اهتزازات بريلوان T حيث استنتجنا المعادلة التالية: $C_{33}^D(\text{GPa}) = 0.01\lambda_p/T - 66$. وفيما يخص المقاومة الصوتية فقد وجدنا المعادلة التالية: $Z_1(\text{MRayl}) = 73.33\exp(\lambda_p/1.4 \times 10^4) + 46.55$. كما استنتجنا علاقات جديدة لثابت التصلب ومعامل الاقتران الكهروميكانيكي. بالإضافة إلى ذلك، تم تحديد مختلف المعاملات (الكثافة ρ ، معامل الانكسار n ، v_L) للطبقات الكهروضغية حيث أثبتنا أنها على توافق جيد مع الأبحاث المنشورة. وعلاوة على ذلك، فقد تم تحديد الظروف المثالية لاختيار وسائط المرينات BAW $300 \text{ GPa} < C_{33}^D < 500 \text{ GPa}$ et $1.7 \text{ GPa} < e_{33}^2/\epsilon_{33}^s < 28.5 \text{ GPa}$ وأخيراً، بالنسبة إلى AlN ، تم تسليط الضوء على تأثيرات درجة الحرارة على النسبتين e_{33}^2/ϵ_{33}^s et C_{33}^D/ϵ_{33}^s وتأثير زاوية الورود على الوسائط e_{33}^2 , ϵ_{33}^s و k^2 بالنسبة لقيمتين مختلفتين لطول الموجة.

الكلمات المفتاحية: الصوتية البيكوثانية الملونة، مرينات BAW، الكهروضغية، الثوابت المرنة، المواد الكهروضغية

Investigation BAW device characteristics via colored picosecond acoustics

By : Kahina AMMIALI

Abstract

Colored picosecond acoustics (CPA) based on the use of a femtosecond laser source of a wavelength, λ_p , is an adapted technique to characterize Bulk Acoustic Waves (BAW) resonators. These devices consist of a piezoelectric layer (usually AlN, ZnO or PZT) between two electrodes. In this context, we aim to determine the characteristics and parameters of several piezoelectric materials (AlN, ZnO, PZT, KNbO₃, PbTiO₃, ZnO, LiNbO₃, GaN, KNbO₃, LiTaO₃, GeO₂, BiFeO₃) via CPA technique. These parameters concern acoustic longitudinal velocity, v_L , elastic stiffness constant, C_{33}^D , intrinsic mechanical loss, $\tan\delta$, electromechanical coupling coefficient, k_t^2 , piezoelectric constant e_{33}^2 and dielectric permittivity ϵ_{33}^s . We first quantify the effect of the ratio between λ_p and the period of Brillouin oscillations, T ; it is found that $C_{33}^D(\text{GPa}) = 0.01\lambda_p/T - 66$. Whereas, for the acoustic impedance, the following exponential relation was deduced: $Z_1(\text{MRayl}) = 73.33\exp(\lambda_p/1.4 \times 10^4) + 46.55$. Then, we deduced novel relations for stiffness constant and electromechanical coupling coefficient. Moreover, the determination of different parameters (density, ρ , refractive index, n , and v_L) of piezoelectric film is achieved, with good agreement with literature. The optimized conditions for the parameter choice of BAW resonators are found to be: $300 \text{ GPa} < C_{33}^D < 500 \text{ GPa}$ and $1.7 \text{ GPa} < e_{33}^2/e_{33}^s < 28.5 \text{ GPa}$ with $\lambda_p/T > 37 \cdot 10^3 \text{ m/s}$. Finally, for AlN materials, we put into evidence the effects of temperature on the ratios: e_{33}^2/ϵ_{33}^s and $e_{33}^2/C_{33}^D\epsilon_{33}^s$ as well as the effects of the angles of incidence on the parameters $e_{33}^2, \epsilon_{33}^s$ et k_t^2 for two different values of probe's wavelength.

Keywords: *Colored picosecond acoustics, BAW resonator, piezoelectricity, elastic constants, piezoelectric materials.*

Investigation des caractéristiques des composants BAW par acoustique picoseconde colorée

Par : Kahina AMMIALI

Résumé

L'acoustique picoseconde colorée, (CPA : *Colored Picosecond Acoustics*) basée sur l'utilisation d'une source laser impulsionnel de longueur d'onde, λ_p , est une technique adaptée à la caractérisation des résonateurs à ondes acoustiques de volume (BAW : *Bulk Acoustic Waves*). Ces composants sont constitués deux électrodes métalliques de part et d'autre d'une couche piézoélectrique (souvent en AlN, ZnO ou PZT). Dans ce contexte, nous nous sommes intéressés à la détermination des caractéristiques et paramètres de plusieurs matériaux piézoélectriques (AlN, ZnO, PZT, Quartz, PVDF, Al₂O₃, SrTiO₃, PbTiO₃, LiNbO₃, GaN, KNbO₃, LiTaO₃, GeO₂, BiFeO₃) via l'acoustique picoseconde colorée. Ces paramètres concernent la vitesse longitudinale, v_L , la constante élastique de raideur, C_{33}^D , pertes mécaniques intrinsèques, $\tan\delta$, le coefficient de couplage électromécanique, k_t^2 , la constante piézoélectrique, e_{33}^2 , et la permittivité diélectrique, ϵ_{33}^s . Pour ce faire, nous avons développé un logiciel de simulation faisant intervenir les équations de la piézoélectricité ainsi que les relations données par la CPA. Ainsi, on a quantifié l'effet du rapport entre λ_p et la période des oscillations de Brillouin, T, pour trouver que $C_{33}^D(\text{GPa}) = 0.01\lambda_p/T - 66$. Cependant, pour l'impédance acoustique on a déduit : $Z_l(\text{MRayl}) = 73.33\exp(\lambda_p/1.4 \times 10^4) + 46.55$. Des relations nouvelles ont été ensuite déduites pour la constante de raideur et le coefficient de couplage électromécanique. De plus, on a déterminé les différents paramètres (densité, ρ , indice de réfraction, n, et v_L) des couches piézoélectriques, avec un bon accord avec la littérature. Par ailleurs, les conditions optimales pour le choix des paramètres des résonateurs BAW ont été déterminées $300 \text{ GPa} < C_{33}^D < 500 \text{ GPa}$ et $1.7 \text{ GPa} < e_{33}^2/\epsilon_{33}^s < 28.5 \text{ GPa}$ avec $\lambda_p/T > 37 \cdot 10^3 \text{ m/s}$. Enfin, pour l'AlN, on a mis en évidence les effets de la température sur les rapports e_{33}^2/ϵ_{33}^s et $e_{33}^2/C_{33}^D\epsilon_{33}^s$ ainsi que les effets des angles d'incidence sur les paramètres e_{33}^2 , ϵ_{33}^s et k_t^2 pour deux valeurs différentes de la longueur d'onde de la sonde.

Mots clés: *Acoustique picoseconde colorée, résonateur BAW, piézoélectricité, constantes élastiques, matériaux piézoélectriques*

Liste des symboles et acronymes

Symbole	Signification
α	Atténuation
Al	Aluminium
Al ₂ O ₃	Alumine
ALN	Nitride d'aluminium
APC	Acoustique picoseconde colorée
B	Constante d'imperméabilité électrique
BaTiO ₃	Titanate de baryum
BAW	Bulk acoustic waves
BBO	Beta barium borate
BiCMOS	Bipolar Complementary Metal Oxide Semiconductor
C	Raideur ou constante élastique
C_{33}^D	Constante de raideur à déplacement constant
C_{33}^E	Constante de raideur à champ constant
CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor
D	Déplacement électrique ou induction
d	Constante piézoélectrique qui traduit la proportionnalité entre la charge et la contrainte à champ nul ou constant
d _c	Densité de charge
d _{mn}	Constante piézoélectrique de charge
E	Champ électrique
e	Constante piézoélectrique
e	Epaisseur
ϵ	Permittivité électrique
ϵ_0	Permittivité du vide
ϵ_{33}^S	Permittivité diélectrique suivant la direction 3
ϵ_r	Permittivité relative
f	Fréquence

f_p	Fréquence de la résonance en parallèle
f_s	Fréquence de la résonance en série
FBAR	Film bulk acoustic wave resonator
G	Constante piézoélectrique
g_{mn}	Constante piézoélectrique de tension
γ	Déformation relative suivant l'axe n
GaN	Le nitrure de gallium
H	Constante piézoélectrique
Img	Partie imaginaire
ITO	Oxyde d'indium-étain
K	Coefficient de couplage électromécanique
KH ₂ PO ₄	Dihydrogénophosphate de potassium
λ	Longueur d'onde
LiNbO ₃	Le niobate de lithium
LiTaO ₃	Tantalate de lithium
m	Masse
μ	Contrainte suivant l'axe n
Mo	Molybdène
n	Indice de réfraction
P	Polarisation
ρ	Masse volumique
PbTiO ₃	Le titanate de plomb
p_d	Energie dissipé pendant une période
Pt	Platine
PVDF	Polyfluorure de Vinylidène
PZT	Le titano-zirconate de plomb
σ	Conductivité
Q_m	Facteur de qualité
Q_p	Résonance parallèle dont
Q_s	Résonance série
R	Réflexion des interfaces
Ru	Ruthénium
S	Déformation relative

s	Surface
Si	Silicium
SiO ₂	Silice (dioxyde de silicium)
SMR	Solidly mounted resonator
SrTiO ₃	Titanate de strontium
T	Période des oscillations Brillouin
t	Temps de vol
τ	Compliance ou susceptibilité élastique
T ₀	Température de Curie-Weiss
T _c	Point de Curie
T _i	Température initiale
T _a	Température appliquée
tan δ	Tangente des pertes diélectriques
TFR	Thin film resonator
U _E	Energie emmagasinée pendant une
U _e	Energie élastique
U _d	Energie diélectrique
U _m	Energie de couplage
v _l	Vitesse acoustique longitudinale
W	Tungstène
Φ_z	Phase de l'impédance du résonateur
ZnO	Oxyde de Zinc
ZnS	Sulfure de Zinc
ω	Fréquence angulaire
χ	Contrainte

Liste des figures

Chapitre I

Figure	Titre	Page
Figure I.1	Schématisation des effets piézoélectriques	7
Figure I.2	Présentation schématique de l'apparition de la piézoélectricité	7
Figure I.3	La piézoélectricité naturelle	8
Figure I.4	La piézoélectricité artificielle	9
Figure I.5	Différentes classes cristallines	10
Figure I.6	Polarisation d'une céramique pour générer l'effet de piézoélectricité	11
Figure I.7	Comportement hystérétique typique des ferroélectriques (un monocristal mono-domaine BaTiO ₃ à température ambiante	11
Figure I.8	Constante diélectrique du titanate de baryum (BaTiO ₃) en fonction de la température	13
Figure I.9	Transition de phase de type displacif dans BaTiO ₃ de structure perovskite	14
Figure I.10	Evolution de la permittivité et de la polarisation spontanée pour une transition du premier ordre (a) et du deuxième ordre (b)	15
Figure I.11	Structure du Niobate de lithium	16
Figure I.12	Présentation schématique des étapes de fabrication d'une céramique	17
Figure I.13	Structure du PVDF	18
Figure I.14	Piézocomposites de types 0-3 et 1-3	18
Figure I.15	Définition des axes conventionnels pour un matériau piézoélectrique	21
Figure I.16	Coefficient de couplage pour différents types de déformations	22

Chapitre II

Figure	Titre	Page
Figure II.1	Principe d'un résonateur BAW : couche piézoélectrique entre deux électrodes	27
Figure II.2	Génération d'une onde acoustique par un peigne inter-digité déposé sur un substrat piézoélectrique	28
Figure II.3	Dispositif d'un filtre à ondes acoustiques de surface	29
Figure II.4	Structure des résonateurs BAW : FBAR (a) et SMR (b)	30
Figure II.5	Schéma d'un résonateur apodisé	34
Figure II.6	Types de structures d'isolation des résonateurs BAW suspendus	35
Figure II.7	Résonateur BAW monté sur un miroir acoustique (Réflecteur de Bragg)	36
Figure II.8	Procédé de réalisation des résonateurs solidement montés sur le substrat (SMR)	36
Figure II.9	Réponse simulée en fréquence d'un résonateur piézoélectrique	38
Figure II.10	Dispositif expérimental pour l'acoustique picoseconde	42
Figure II.11	Pour sonder un matériau transparent, on dépose un transducteur sur l'échantillon pour générer l'onde acoustique	43
Figure II.12	Signal expérimental obtenus sur un échantillon Al(transducteur)/SiO ₂ /Si sondé à 800nm. On ne détecte qu'un écho très faible, issu de l'impulsion générée dans Al et ayant fait un aller-retour dans SiO ₂	44
Figure II.13	Signal expérimental obtenu sur un échantillon de Al (transducteur)/SiO ₂ /Si sondé à 402 nm. La flèche indique le démarrage de l'oscillation Brillouin du Si. Les pointillés permettent de visualiser le rapport d'amplitude des oscillations Brillouin de SiO ₂ avant et après la réflexion de l'impulsion à l'interface SiO ₂ /Si	45
Figure II.14	Caractérisation de l'indice optique du nitrure d'aluminium entre 300 et 900 nm. Cette courbe est le résultat fourni par l'ellipsomètre.	45
Figure II.15	Signal expérimental obtenu sur l'échantillon ITO / AlN / Mo, la structure en boîte est l'étape de réflectivité étudiée	46
Figure II.16	Schéma électrique équivalent d'une couche piézoélectrique	48
Figure II.17	Représentation Mason d'un résonateur de type FBAR	48

Chapitre III

Figure	Titre	Page
Figure III.1	Variation de la constante de raideur C_{33}^D en fonction de $\frac{\lambda_p}{T}$ pour divers matériaux piézoélectriques	54
Figure III.2	Variation de l'impédance Z_1 en fonction de $\frac{\lambda_p}{T}$ pour divers matériaux piézoélectriques	56
Figure III.3	Organigramme du programme Matlab	59
Figure III.4	Variation de la partie imaginaire de la constante de raideur en fonction de la tangente des pertes pour l'AlN, LiNbO ₃ et LiTaO ₃	60
Figure III.5	Evolution du rapport $\frac{e_{33}^2}{\epsilon_{33}^s}$ en fonction de $\frac{\lambda_p}{T}$ pour divers matériaux piézoélectriques	62
Figure III.6	Evolution du rapport $\frac{e_{33}^2}{\epsilon_{33}^s}$ en fonction de $\frac{\lambda_p}{T}$ pour divers matériaux piézoélectriques	62
Figure III.7	Evolution du rapport $\frac{e_{33}^2}{\epsilon_{33}^s}$ en fonction de $\frac{\lambda_p}{T}$ pour divers matériaux piézoélectriques	63
Figure III.8	Evolution du rapport $\frac{e_{33}^2}{\epsilon_{33}^s}$ en fonction de $\frac{\lambda_p}{T}$ pour divers matériaux piézoélectriques	64
Figure III.9	Variation de la partie imaginaire de Z_1 en fonction de la tangente des pertes pour les trois matériaux d'AlN, LiNbO ₃ et LiTaO ₃	66
Figure III.10	Variation de la pente de l'impédance Z_1 en fonction de $\frac{\lambda_p}{T}$ pour divers matériaux piézoélectriques (○ matériau fictif)	67
Figure III.11	Variation de la partie imaginaire de k_t^2 en fonction de la tangente des pertes pour les trois matériaux d'AlN, LiNbO ₃ et LiTaO ₃	69
Figure III.12	Variation de la pente du coefficient de couplage électromécanique k_t^2 en fonction de $\frac{\lambda_p}{T}$ pour divers matériaux piézoélectriques (○ matériau fictif, □ tirée de la littérature)	69

Chapitre IV

Figure	Titre	Page
Figure IV.1.	Organigramme du programme Matlab	76
Figure IV.2.	Effet de la variation de la tangente des pertes sur la partie imaginaire de la constante de raideur du AlN pour Ta = 25°C	77
Figure IV.3	Effet de la variation de la tangente des pertes sur la partie imaginaire de la constante de raideur du AlN pour différentes Ta	78
Figure IV.4.	Evolution du rapport $\frac{e_{33}^2}{\epsilon_{33}^S}$ en fonction de ΔT pour l'AlN	79
Figure IV.5.	Effet de la variation de la tangente des pertes sur la partie imaginaire de l'impédance acoustique du AlN pour Ta = 25°C	80
Figure IV.6.	Effet de la variation de la tangente des pertes sur la partie imaginaire de l'impédance acoustique du AlN pour Ta = 25°C	81
Figure IV.7.	Evolution du la pente de $\text{Im}ag_{z_L}$ en fonction de ΔT pour l'AlN	82
Figure IV.8.	Effet de la variation de la tangente des pertes sur la partie imaginaire du coefficient de couplage électromécanique du AlN pour Ta = 25°C	83
Figure IV.9.	Effet de la variation de la tangente des pertes la partie imaginaire du coefficient de couplage électromécanique du AlN pour Ta >25°C	84
Figure IV.10.	Evolution du rapport $\frac{e_{33}^2}{C_{33}^D \epsilon_{33}^S}$ en fonction de ΔT pour l'AlN	85
Figure IV.11.	Organigramme du programme Matlab	86
Figure IV.12.	a) Variation de la partie réelle de la constante piézoélectrique de l'AlN en fonction de l'angle d'incidence. b) Variation de la différence entre les $\text{Reale}_{33}(\lambda_p=800\text{nm})$ et $\text{Reale}_{33}(\lambda_p=400\text{nm})$ en fonction de θ	88
Figure IV.13.	a) Variation de la partie imaginaire de la constante piézoélectrique de l'AlN en fonction de l'angle d'incidence. b) Variation de la différence entre les $\text{Imge}_{33}(\lambda_p=800\text{nm})$ et $\text{Imge}_{33}(\lambda_p=400\text{nm})$ en fonction de θ	90
Figure IV.14.	a) Variation de la partie réelle de la constante piézoélectrique de l'AlN en fonction de l'angle d'incidence. b) Variation de la différence entre les $\text{Real}\epsilon_r(\lambda_p=800\text{nm})$ et $\text{Real}\epsilon_r(\lambda_p=400\text{nm})$ en fonction de θ	92
Figure IV.15.	a) Variation de la partie imaginaire de la constante piézoélectrique de l'AlN en fonction de l'angle d'incidence. b) Variation de la différence entre les $\text{Imge}_r(\lambda_p=800\text{nm})$ et $\text{Imge}_r(\lambda_p=400\text{nm})$ en fonction de θ	94

- Figure IV.16. **a)** Variation de la partie réelle du coefficient de couplage électromécanique de l'AlN en fonction de l'angle d'incidence. **b)** variation de la différence entre les $\text{Re}k_t^2$ ($\lambda_p=800\text{nm}$) et $\text{Re}k_t^2$ ($\lambda_p=400\text{nm}$) en fonction de θ 96
- Figure IV.17. **a)** Variation de la partie imaginaire du coefficient de couplage électromécanique de l'AlN en fonction de l'angle d'incidence. **b)** Variation de la différence entre les $\text{Im}k_t^2$ ($\lambda_p=800\text{nm}$) et $\text{Im}k_t^2$ ($\lambda_p=400\text{nm}$) en fonction de θ . 98

Liste des tableaux

Chapitre I

Tableaux	Titre	page
Tableau I.1	Grandeurs piézoélectriques	20
Tableau I.2	Equations piézoélectriques	20
Tableau I.3	Exemple d'applications de matériaux piézoélectrique	24

Chapitre II

Tableaux	Titre	Page
Tableau II.1.	Comparaison des principaux paramètres pour l'AlN, ZnO et PZT	31
Tableau II.2.	Propriétés acoustiques de différents matériaux utilisés comme électrodes	33
Tableau II.3.	Comparatif entre les différents types de résonateurs	38
Tableau II.4.	Sensibilité des fréquences caractéristiques des résonateurs en fonction des imprécisions des épaisseurs des matériaux à déposer	40

Chapitre III

Tableau	Titre	Page
Tableau III.1.	Propriétés des matériaux piézoélectriques rapides.	53
Tableau III.2	Propriétés des matériaux piézoélectriques moyens	53
Tableau.III.3	propriétés des matériaux fictifs.	64
Tableau III.4.	Les valeurs déduites de a et b	65
Tableau. III.5	Les valeurs déduites de A et B	67
Tableau III .6	Détermination de ρ , n et v_L	71
Tableau.III.7	Détermination de ρ , n et v_L pour le LiNbO_3	72

Tableau Des Matières

INTRODUCTION GENERALE	2
<i>Chapitre 1 : Piézoélectricité</i>	
I.1 INTRODUCTION	5
I.2 HISTORIQUE	5
I.3 DÉFINITION	6
I.3.1 Effet piézoélectrique	6
I.3.2 Piézoélectricité naturelle	7
I.3.3 Effet piézoélectrique artificielle	8
I.4 MATÉRIAUX PIÉZOÉLECTRIQUES	9
I.4.1 Nature physique	10
1.4.1.1 Monocristaux	10
1.4.1.2 Céramiques massive	11
1.4.1.3 Polymères piézoélectriques	13
1.4.1.4 Piézocomposites	13
I.4.2 Différents types de piézoélectriques	14
I.4.2.1 Pyroélectricité	14
I.4.2.2 Ferroélectriques	14
a) <i>Polarisation</i>	14
b) <i>Cycle d'hystérésis</i>	15
c) <i>Température de Curie</i>	16
d) <i>Transition de phase</i>	17
I.5 ÉQUATIONS DE LA PIÉZOELECTRICITÉ	19
I.6 PARAMÈTRES PIÉZOÉLECTRIQUES	21
I.6.1 Constante piézoélectrique de charge	21
I.6.2 Constante piézoélectrique de tensions	21
I.6.3 Coefficient de couplage électromécanique	22
I.6.4 Coefficient de surtension mécanique	22
I.7 APPLICATIONS DES MATÉRIAUX PIÉZOELÉCTRIQUES	22
I.8 CONCLUSION	24

Chapitre 2 : Résonateurs BAW & Acoustique picoseconde colorée

II.1 INTRODUCTION	27
II.2 HISTORIQUE	27
II.3 RESONATEURS BAW	30
II.3.1 Structure des BAW	30
II.3.1.1 Couche piézoélectrique	30
II.3.1.2 Isolation acoustique	32
II.3.1.3 Electrodes	32
II.3.2 Différents types des BAW	34
II.3.2.1 Résonateur suspendu	34
II.3.2.2 Résonateur sur substrat	35
II.3.2.3 Comparaison entre les types de résonateur	37
II.3.3 Etude fréquentielle	38
II.3.3.1 Réponse fréquentielle d'un résonateur piézoélectrique	38
II.3.3.2 Fréquence de fonctionnement des résonateurs BAW	39
II.4 ACOUSTIQUE PICOSECONDE COLOREE	41
II.4.1 Historique	41
II.4.2 Procédure expérimentale	41
II.4.3 Résultats préliminaires	43
II.4.4 Caractérisation des résonateurs BAW	47
II.5 CONCLUSION	49

Chapitre III : Détermination des critères de choix des matériaux piézoélectriques via APC pour les applications des résonateurs BAW

III.1 INTRODUCTION	52
III.2 METHODOLOGIE ET MATERIAUX UTILISES	52
III.3 ETUDE STATIQUE	54
III.3.1 Effets de la constante de raideur	54
III.3.2 Effet de l'impédance acoustique	55
III.4 ETUDE DYNAMIQUE	57
III.4.1 Influence de $\tan\delta$ sur la constante de raideur	59
III.4.2 Influence de $\tan\delta$ sur l'impédance acoustique	65
III.4.3 Influence de $\tan\delta$ sur le coefficient de couplage électromécanique	68
III.5 NOUVELLE APPROCHE	70

III.5.1 Détermination de constante de raideur	70
III.5.2 Détermination de ρ , n ou v_L	71
III.6 CONCLUSION	72
 <i>Chapitre IV : Influence de la température et de l'angle d'incidence sur les caractéristiques de l'AlN</i>	
IV.1 INTRODUCTION	74
IV.2 BACKGROUND	74
IV.2.1 Historique	74
IV.2.2 Modèle thermique 1D	75
IV.3 EFFETS DE LA TEMPERATURE	75
IV.3.1 Modélisation	76
IV.3.2 Effets de la température sur la constante de raideur	77
IV.3.3 Effet de la température sur l'impédance acoustique	80
IV.3.4 Effet de la température sur le coefficient de couplage électromécanique	82
IV.4 EFFET DE LA VARIATION DE L'ANGLE D'INCIDENCE	85
IV.4.1 Modélisation	85
IV.4.2 Effet de l'angle d'incidence sur la constante piézoélectrique	87
IV.4.3 Effet de l'angle d'incidence sur la permittivité diélectrique relative	91
IV.4.4 Effet de l'angle d'incidence sur le coefficient de couplage électromécanique	95
IV.5 CONCLUSION	99
CONCLUSION GENERALE	102
REFERENCE BIBLIOGRAPHIQUES	105

Introduction générale

INTRODUCTION GENERALE

Les circuits à base de matériaux piézoélectriques trouvent leur application dans plusieurs domaines: informatique, biomédicale, les MEMS, les capteurs et particulièrement en communications [1]. En effet les communications sans fils sont devenues un moyen de correspondance et d'informations incontournable et accessible à tous. Afin de satisfaire la demande de plus en plus exigeante, il devient nécessaire d'innover et de proposer au marché des dispositifs de plus en plus performants. Parmi les critères nécessaires à l'amélioration des performances de tels dispositifs, nous citons un fonctionnement haute fréquence et une réduction de taille des composants pour une meilleure densité d'intégration.

C'est dans ce contexte que nous nous sommes intéressés aux résonateurs à onde acoustique de volume (BAW-*Bulk Acoustic Wave*) dont les avantages répondent aux critères cités auparavant : possibilité de les intégrer complètement dans un système complet de bonnes performances et pouvant fonctionner en hautes fréquences. En effet, un résonateur à onde acoustique de volume est constitué d'une couche mince piézoélectrique déposée en sandwich entre deux électrodes métalliques. L'application d'un signal électrique entre ces deux dernières fait apparaître une onde acoustique dont les caractéristiques dépendent de l'épaisseur de la couche piézoélectrique et de ses propriétés élastiques. Ainsi, la réalisation de résonateurs performants nécessite des critères spécifiques de cette couche [2]. Notre objectif est de répondre à ces exigences quant à : la vitesse acoustique longitudinale, v_L la constante de raideur à déplacement électrique constant, C_{33}^D , la permittivité relative, ϵ_r , les pertes intrinsèques mécaniques, $\tan\delta$ et le coefficient de couplage électromécanique, k_t^2 . Autrement dit, il s'agit de déterminer les critères de choix du matériau piézoélectrique constituant le résonateur afin d'optimiser ses performances.

Pour mener à bien ce travail nous avons appliqué l'acoustique picoseconde colorée (APC) qui est une technique non destructive, utilisée dans la caractérisation de composants à onde acoustique de surface (SAW) et/ou à onde acoustique de volumes (BAW) et plus précisément dans la caractérisation des couches minces. Tout d'abord, nous pensons quantifier l'effet de la variation du rapport entre la longueur d'onde de la sonde du laser femto-seconde et la période des oscillations de Brillouin sur la constante de raideur, en seconde partie, nous avons étudié

l'influence de la variation de la tangente des pertes sur la constante de raideur et le coefficient de couplage électromécanique. Nous proposons ainsi, une méthode de détermination des caractéristiques des résonateurs.

Cette thèse est structurée en quatre chapitres avec une introduction générale et une conclusion générale. Le premier chapitre est consacré à des généralités sur la piézoélectricité : phénomènes physiques, matériaux piézoélectriques, équations de la piézoélectricité. Ensuite, on rappelle les Paramètres piézoélectriques qui interviennent lors de la conversion de l'énergie électrique en énergie mécanique et vice versa. Enfin nous terminerons par donner les différents domaines d'application des matériaux piézoélectrique.

Le deuxième chapitre, concerne des rappels sur aussi bien les résonateurs à ondes acoustiques de volume (structure de base et différents types) que la technique d'acoustique picoseconde colorée. Cette dernière est une technique optique qui utilise comme élément essentiel un montage pompe-sonde et une source laser femto-seconde. Son utilisation réunit les phénomènes de la propagation des ondes acoustiques et les couplages acousto-optiques.

Le troisième chapitre, regroupe les résultats et discussion des simulations du comportement des résonateurs en régimes statique et dynamique. L'étude statique concerne l'effet de la variation du rapport entre la longueur d'onde de la sonde et la période des oscillations Brillouin sur la constante de raideur et l'impédance acoustique. L'étude dynamique, est effectuée à travers le développement d'un logiciel de simulation pour étudier l'influence de la tangente des pertes diélectrique sur la partie imaginaire de la constante de raideur, l'impédance acoustique et le coefficient de couplage électromécanique. Un grand nombre de matériaux a été étudiés: AlN, ZnO, PZT, Quartz, PVDF, Al₂O₃, SrTiO₃, PbTiO₃, LiNbO₃, GaN, KNbO₃, LiTaO₃, GeO₂, BiFeO₃.

Le dernier chapitre est dédié à (i) l'effet de la variation de la température sur la partie imaginaire de la constante de raideur, l'impédance acoustique ainsi que le coefficient de couplage électromécanique du nitrure d'aluminium, AlN, et (ii) l'influence du changement de l'angle d'incidence sur la constante piézoélectrique, la permittivité diélectrique et le coefficient de couplage électromécanique du même matériaux pour deux valeurs de la longueur d'onde de la sonde.

Chapitre I

Piézoélectricité

I.1 INTRODUCTION

En physique, de nombreux domaines d'application sont basés sur l'utilisation du phénomène de la piézoélectricité, comme le briquet électronique ou l'allume gaz qui sont des systèmes qui crée une décharge électrique à partir d'une pression sur un matériau piézoélectrique, ou le générateur à ultrasons pour l'échographie, ou l'injection électronique des voitures qui transforme une commande électrique en un déplacement mécanique. Le circuit piézoélectrique (filtres à ondes de surface, oscillateur à quartz, ligne à retard, etc.) sont beaucoup plus utilisé dans le secteur de télécommunication. La fabrication de composants microélectroniques vise à augmenter la capacité des appareils de télécommunication transportable et l'amélioration de l'intégration [1]. Il est possible d'augmenter le débit des données en montant la valeur de la fréquence et en augmentant la bande passante. D'un autre côté, l'encombrement des bandes de fréquence conduit aussi à une canalisation de l'information. Il est donc important de réduire la taille des composants tout en veillant à leur capacité de sélection de la fréquence d'utilisation et à la réduction de l'énergie consommée. L'évolution technologique et la maîtrise des techniques des dépôts des couches minces ont conduit à la proposition des matériaux piézoélectriques dans le domaine des micro-ondes, ce qui laisse envisager la diminution de la taille des composants et leur compatibilité avec la technique de fabrications actuelle [2].

I.2 HISTORIQUE

Le mot piézoélectricité est extrais du verbe grec « piezein » qui veut dire presser ou appuyer. Ce terme définit l'association des systèmes mécanique et électrique [3]. D'après la théorie cristallographique [4], la piézoélectricité a été mise en évidence. Il a été démontré que l'application d'une contrainte mécanique sur les cristaux de quartz, topaze, tourmaline, canne à sucre et sel de Rochelle génère une polarisation électrique [5].

En se basant sur le principe fondamental de Lippman, la théorie des cristaux piézoélectriques fut déduite mathématiquement. Tout de suite après l'effet piézoélectrique inverse fut confirmé puis les travaux continuèrent dans le but de pouvoir illustrer une preuve quantitative de la réversibilité complète des déformations dans les cristaux.

Au départ, la piézoélectricité été une simple exploitation au niveau laboratoire. Mais lors de la première guerre mondiale, elle a vécu son application pratique. On proposa l'idée d'exciter des lames de quartz avec un signal alternatif pour créer des ultrasons. Ces ultrasons réfléchis sur la coque des sous-marins ennemis, retournent vers d'autres cristaux piézoélectrique se convertissent en signaux électriques alternatifs, faciles à détecter. Il fut la première utilisation de la piézoélectricité directe et inverse. Dès que le premier oscillateur électronique stabilisé en cristal de quartz fut proposé [6] et le schéma équivalent du résonateur électrique fut dessiné la piézoélectricité est devenue l'allié de l'électronique.

Aux cours des années trente, la génération de fréquences électriques est devenue possible grâce à l'effet piézoélectrique, ce qui a conduit à l'obtention d'une échelle de temps extrêmement stable permettant ainsi de mettre en évidence les irrégularités de rotation de la terre. L'industrie moderne de la piézoélectricité est apparue pendant la seconde guerre mondiale ; aux Etats-Unis, on fabriqua alors cinquante millions de résonateurs à quartz. Durant la même période, plusieurs études [7 - 9] furent réalisées sur des cristaux synthétiques. Particulièrement certaines céramiques, dites ferroélectriques qui lors de leur élaboration, une fois exposé à un champ électrique, ils deviennent anisotropes; puis ils présentent un effet piézoélectrique intense. De plus, en se basant sur le même principe utilisé pour la détection des sous-marins et en l'associant aux ondes électromagnétiques, certains chercheurs sont arrivés à créer le radar (Radio détection And Raning) [10].

I.3 DÉFINITIONS

I.3.1 Effet piézoélectrique

L'effet piézoélectrique directe est considéré comme étant une propriété que possèdent certains corps de se charger en surface quand ils sont soumis à une contrainte mécanique, tandis que l'effet piézoélectrique inverse est défini comme étant la déformation de certains corps sous l'effet d'un champ électrique. Ces propriétés sont de natures anisotropes et impaires (le sens de la déformation piézoélectrique s'inverse avec l'inversion du sens du champ électrique). La figure I.1 schématise les deux effets [11].

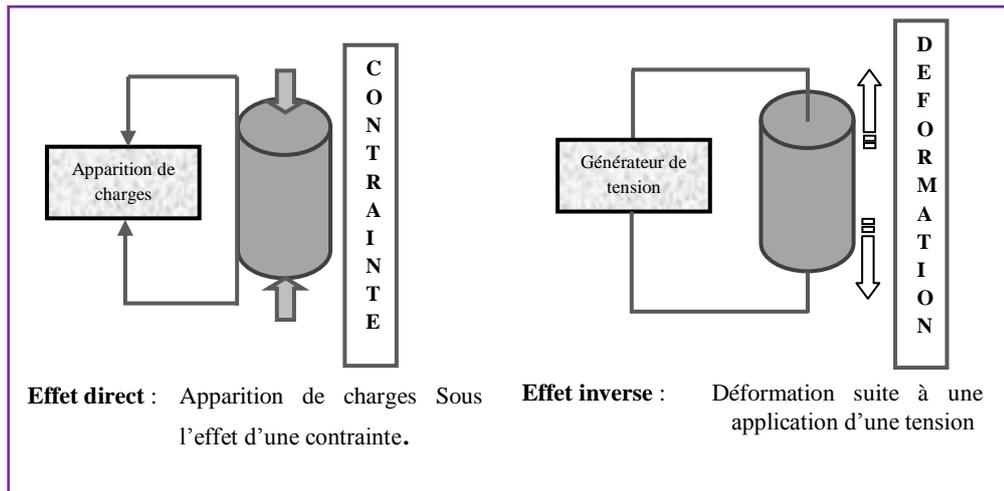
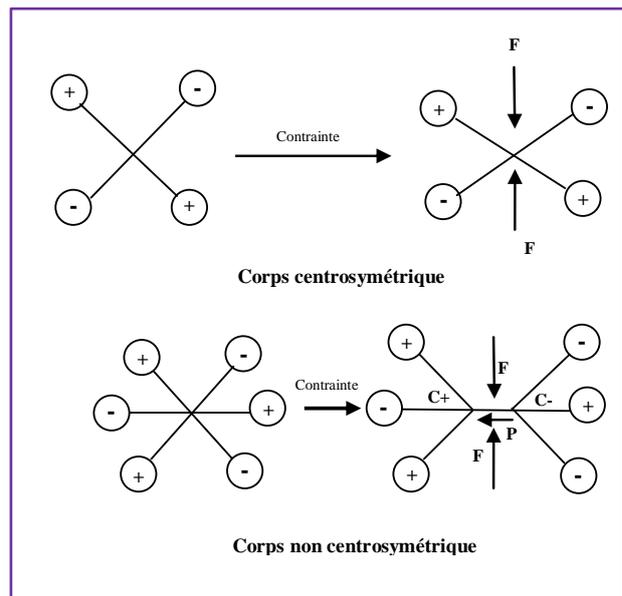


Figure I.1. Schématisation des effets piézoélectriques [11]

La présence ou non de la piézoélectricité dans un cristal est relié à ses propriétés de symétrie sachant que les corps possédant un centre de symétrie ne peuvent être d'une nature piézoélectrique (Fig.I .2) [12].

Figure I.2. Présentation schématique de l'apparition de la piézoélectricité [12]



I.3.2 Piézoélectricité naturelle

Dans la nature, on trouve des cristaux qui sont piézoélectriques comme le quartz dont la maille est composée d'atomes de silicium de charges positives et d'atomes d'oxygène de

charges négatives. La figure I.3.a montre que les deux barycentres des charges positives et négatives sont superposés et peuvent se confondre dans le cas où aucune force de compression n'est appliquée (représenté par un point noir). Mais en présence de cette dernière, la déformation de la maille se traduit par la séparation des barycentres des charges positives et négatives (Fig.I.3.b). Donc un dipôle électrique apparaît conduisant à son tour à l'apparition des charges sur les deux électrodes de sens opposé: Il s'agit de l'effet piézoélectrique direct. Par ailleurs, l'application d'une différence de potentiel entre les électrodes conduit à une déformation de la maille cristalline afin de rétablir l'équilibre des forces statiques : C'est l'effet piézoélectrique inverse [13].

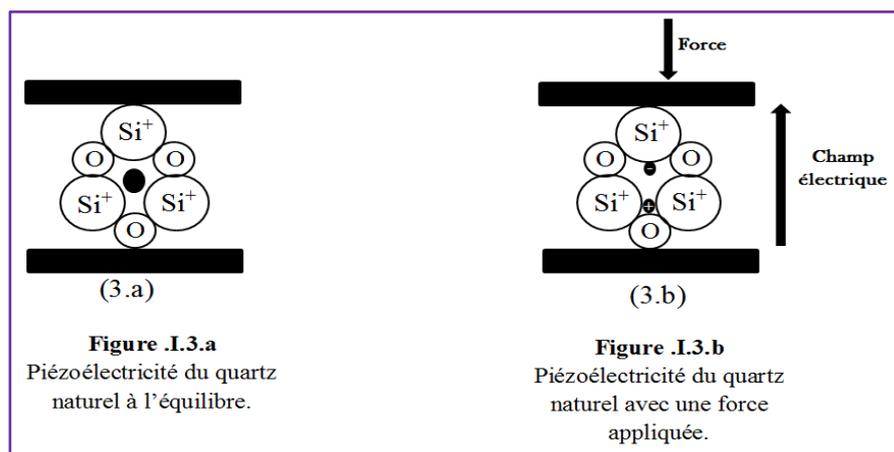


Figure I.3. La piézoélectricité naturelle [13]

Puisque le champ électrique et la déformation sont proportionnels alors l'effet piézoélectrique est linéaire. Si une tension alternative de fréquence égale à 5 MHz est appliquée entre les deux électrodes métalliques limitant le matériau piézoélectrique, il en résulte la naissance des ultrasons. La piézoélectricité est un phénomène pratique aussi bien pour l'énergie électrique que mécanique [14].

I.3.3 Effet piézoélectrique artificielle

Pour la fabrication des transducteurs, la plupart des matériaux piézoélectriques utilisés sont des matériaux ferroélectriques. Donc la caractéristique déformation/champs électrique n'est plus linéaire. De plus malgré le changement de signe du champ électrique, la déformation reste toujours positive.

Les matériaux ferroélectriques, qui sont composés de multitude de grains sont des polycristallins. Ils sont composés de plusieurs régions; ces régions sont appelées domaines ferroélectriques et leur polarisation est homogène et uniforme. Chaque domaine présente un axe privilégié. L'orientation de ces axes est aléatoire, ainsi l'effet piézoélectrique global est nul. La réorientation de tous ces axes dans un même et seul sens s'effectue via l'application d'un champ électrique intense. Notons que lorsqu'on baisse la température jusqu'à l'ambiante; certains matériaux ferroélectriques se transforment en matériaux piézoélectriques (Fig.I.4). Autrement dit, le champ électrique appliqué se conserve sous forme d'un champ électrique permanent. Notons qu'un matériau ferroélectrique chauffé à une température supérieure à celle de Curie, T_C , il perd sa piézoélectricité (T_C est typiquement compris entre 80 et 400 °C).

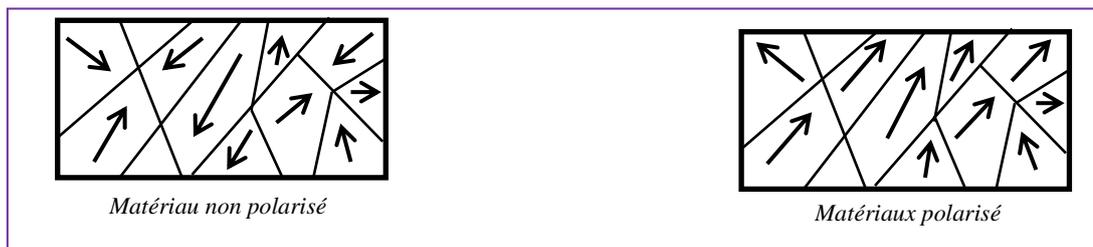


Figure I.4. La piézoélectricité artificielle [14]

I.4 MATÉRIAUX PIÉZOÉLECTRIQUES

Parmi les trente-deux classes cristallines, une vingtaine ne possèdent pas de centre de symétrie et par conséquent peuvent être piézoélectriques, dont dix sont spontanément polarisés en l'absence de toute contrainte ou champ électrique. Le changement de température agit sur leur polarisation spontanée. Ces classes sont définies comme étant polaires et sont caractérisées par un moment dipolaire permanent. Les matériaux ferroélectriques sont divisés en deux groupes selon leur composition chimique [15]. Le premier groupe contient les matériaux dont la ferroélectricité est attribuée à la liaison d'hydrogène. Pour le second, la ferroélectricité résulte de la déformation d'une structure à base d'octaèdres d'oxygène. Ce dernier assemble la plupart des matériaux piézoélectriques.

Le classement d'un matériau piézoélectrique dans une catégorie, nécessite la connaissance de sa microstructure et l'organisation des atomes dans la maille primitive. La figure I.5 illustre la répartition des différentes classes cristallines [15].

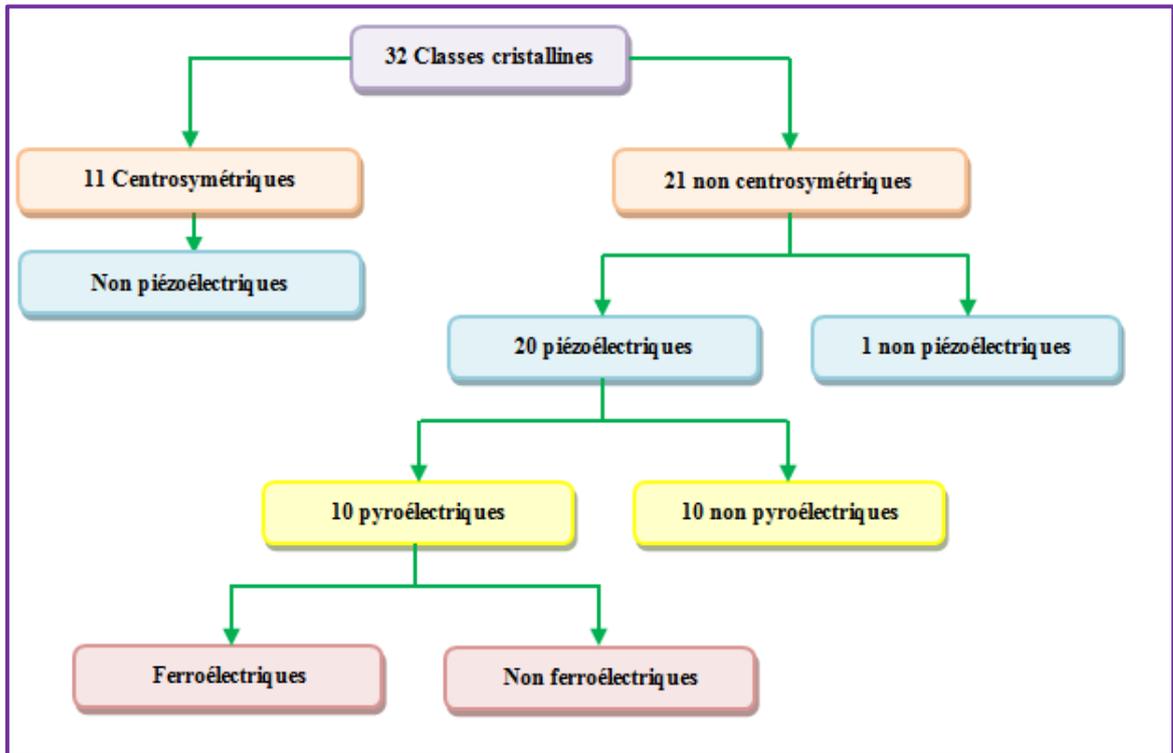


Figure I.5. Différentes classes cristallines [16]

1.4.1 Nature physique

Dans la nature, les matériaux piézoélectriques se trouvent comme :

1.4.1.1 Monocristaux

D'excellents résonateurs et capteurs sont réalisés à base de monocristaux tels que le quartz et le niobate de lithium. Ce dernier est un matériau ferroélectrique contenant des octaèdres d'oxygène (Fig.I.6), il se présente sous forme d'empilement hexagonal compact [15]. Quant au SiO_2 , il se trouve sous deux aspects cristallisés et chacune des formes possède deux variables allotropiques : α ou β . Notons que le quartz trigonal α se stabilise en dessous de 573°C . Par contre le quartz hexagonal β , sa stabilisation est obtenue pour des températures variantes entre 573 à 870°C .

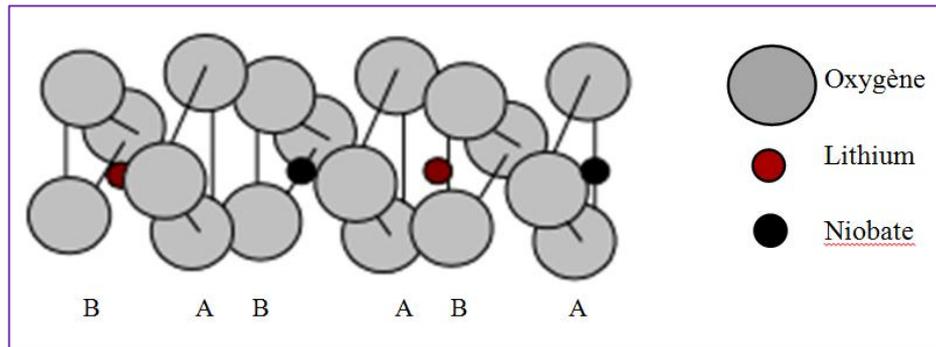


Figure I.6. Structure du niobate de lithium [15]

1.4.1.2 Céramiques massives

La découverte des céramique piézoélectriques fut lors des années quarante. Ils possèdent un coefficient piézoélectrique très élevé à comparer aux cristaux, ce qui permet d'élargir considérablement les applications des matériaux piézoélectriques. Les céramiques piézoélectriques les plus connu sont les titano-Zirconate de Plomb, PZT. Possédant une structure de type pérovskite, le PZT est composé d'atomes d'oxygène entouré par le plomb et le Zirconium se trouve au centre [17].

L'utilisation des procédés de frittage de poudre mélangée avec un liant des microcristaux élémentaires ferroélectriques dont la polarisation est spontanée constituent la céramique simplement frittée dont la forme géométrique est simple (barreaux, disques, anneaux, etc.). La figure I.7 résume les étapes à suivre pour l'obtention d'une céramique. Ces dernières sont d'habitude multipolaires et exigent un cycle de polarisation afin de saturer leurs moments dipolaires globaux [18]. Notons qu'à échelle macroscopique, le moment dipolaire de cet agrégat désordonné est nul.

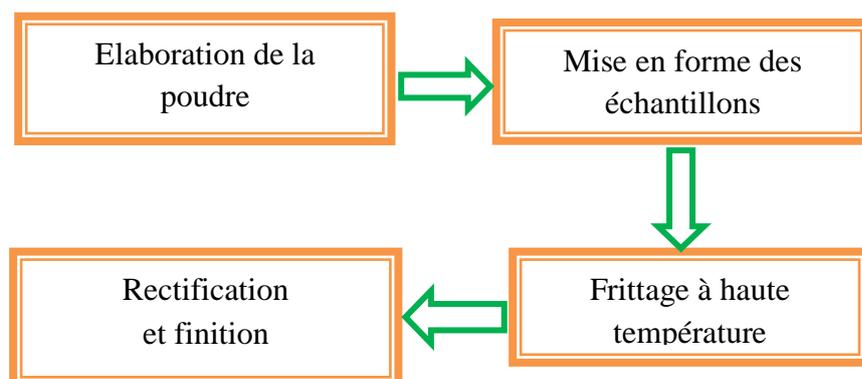


Figure I.7. Présentation schématique des étapes de fabrication d'une céramique [19]

L'alignement des moments élémentaires du céramique est dirigé selon le champ électrique intense qui lui y appliqué. Pour faciliter d'avantage cette opération, la température est élevé simultanément donc en passent par cette étape de polarisation, les effets piézoélectrique sont macroscopiquement cohérents.

Par ailleurs, afin d'éviter la détérioration lors d'une utilisation massive des céramiques, il est important de respecter les limites du champ ainsi que la contrainte :

- **Rigidité diélectrique** : la valeur de la tension appliquée est limitée automatiquement par la rigidité diélectrique que possède la céramique.
- **Champ coercitifs** : la valeur limitée du champ coercitif est déterminé à partir du cycle d'hystérésis, P(E), des céramiques; cette valeur est dépendante de la composition. Si la limite des champs est dépassée, les matériaux se dépolarisent.
- **Contrainte Max admissible** : les céramiques ne résistent pas bien aux chocs, par contre elles supportent des valeurs élevées de contrainte.
- **Déformation relative maximale** : l'endommagement de la céramique suivi de sa rupture peut être causé par une déformation supérieure à 3.10^{-4} . De plus, les matériaux céramiques supportent plus la compression que la dilatation.
- **Échauffement** : il est fortement conseillé de ne pas dépasser la moitié de la température de Curie pour protéger la céramique du risque de dépolarisation, qui peut survenir lors de l'échauffement de la structure, causé par les pertes diélectriques en utilisation hautes fréquences.

Par ailleurs, en se basant sur le taux des pertes générés lors des fortes sollicitations électriques ou mécaniques ou la possibilité à se dépolariser ; il est possible de regrouper les céramiques en deux familles :

- **Céramique douce** : sa polarisation est facile avec des pertes importantes ; ses applications se limitent aux bas niveaux d'excitation, par exemple dans les détecteurs (sondes médicales, hydrophone, etc.)
- **Céramique dures** : De pertes mécaniques et diélectriques faibles, sont surtout utilisés dans des applications de puissance (transducteurs, piézomoteurs, etc.) [19].

1.4.1.3 Polymères piézoélectriques

Au début des années 80, les films polymères piézoélectriques de type poly-fluorure de vinilydène (PVF2 ou PVDF polyvinylidènefluorure) est rentré dans le marché. Du point de vue structure, il s'agit d'une chaîne organique dont les caractéristiques sont de nature piézoélectrique (Fig. I.8). Grâce à leurs flexibilités, ces polymères peuvent subir de grandes déformations. Pour pouvoir superposer les chaînes macromoléculaires dans une même et unique direction il faut tout d'abord passer par une phase d'étirement mécanique avant l'étape de polarisation. Certaines de leurs propriétés sont remarquables: le découpage facile en forme complexe, la flexibilité, la haute résistance mécanique et la possibilité d'avoir des films minces (qlq 10 μm à 100 μm). Aussi, les polymères possèdent de faibles facteurs de couplage électro-mécanique (0,2 – 0,3) et une faible tension de claquage [20].

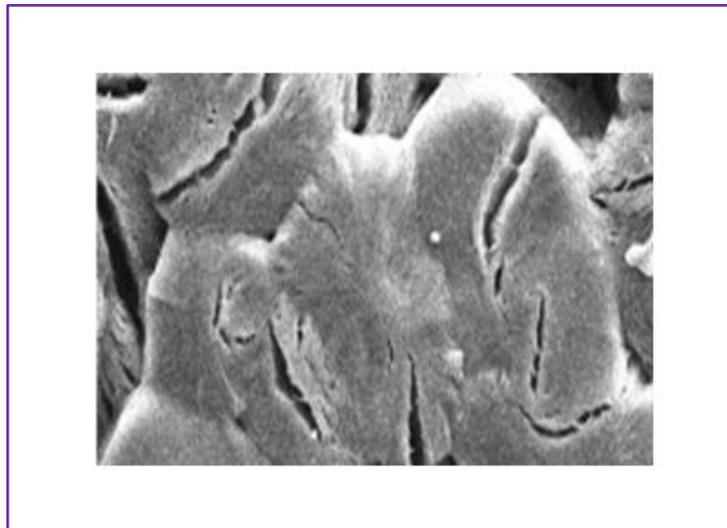


Figure I.8. Structure du PVDF [21]

1.4.1.4 Piézocomposites

Il existe deux types de piézocomposites : l'un s'obtient en mélangeant une poudre de céramiques piézoélectrique et une matrice polymère (Fig.I.9). L'autre avec une phase céramique se manifestant sous forme de barreaux verticaux dont la répartition est périodique dans une matrice polymère moins dure que les bâtonnets en céramique [22 23]. La matrice facilite le déplacement de ces derniers à comparer à une configuration massive. La proposition et la nature des constituants neutres et actifs [22] définissent les caractéristiques diélectriques, piézoélectriques et mécaniques de l'ensemble.

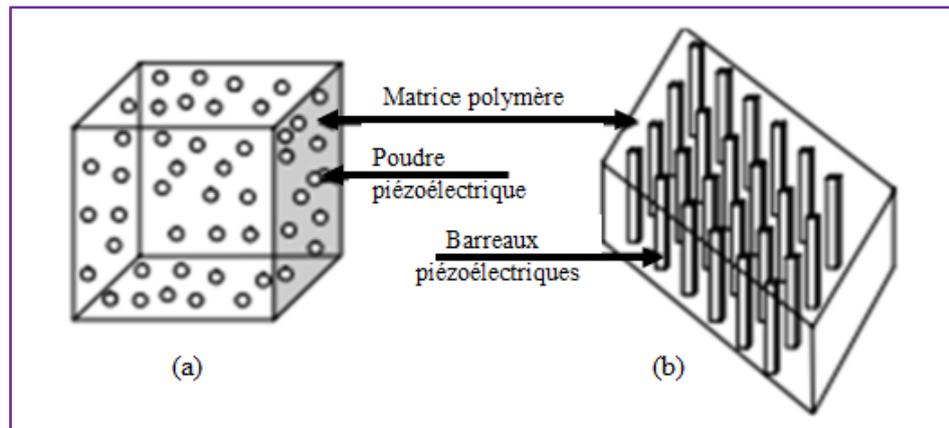


Figure I.9. Piézocomposites de types 0-3 et 1-3[22]

I.4.2 Différents types de piézoélectriques

I.4.2.1 Pyroélectricité

Dans le cas de certains cristaux non centro-symétriques et optiquement actifs et dont l'axe polaire apparaît dans leurs réponses à une variation de température, le développement des charges électriques sur leurs surfaces a été défini par J.P. Glusker [24] comme étant l'effet pyroélectrique. Les matériaux pyroélectriques sont dit polaires car ils présentent une polarisation spontanée. En se basant sur une loi monotone qui stipule que l'apparition ou la disparition des charges électriques sur les faces du cristal perpendiculaires à l'axe polaire sont entraînées par tout changement de la température du cristal créant ainsi un courant mesurable dans un circuit extérieur. En conséquence, l'intensité de cette polarisation dépend directement de la température [25].

I.4.2.2 Ferroélectriques

a) Polarisation

Lorsqu'un matériau ferroélectrique est soumis à un champ électrique assez fort, son axe peut être réorienté [26]. Dans le cas de plusieurs matériaux ferroélectriques, l'application des contraintes mécaniques ou thermiques répétées au cours du temps, conduit au changement d'orientation initiale des dipôles. Selon les conditions d'utilisation du matériau, sa polarisation rémanente change et décroît sensiblement au cours du temps. Néanmoins, la polarisation des solutions solides du titano-zirconate de Plomb, PZT, se stabilise vis-à-vis des contraintes extérieures.

Seuls les domaines ferroélectriques se polarisent spontanément. Par contre, dans un cristal ferroélectrique, la polarisation spontanée globale est la somme vectorielle de la polarisation spontanée de tous les domaines. Dans le cas du titano-zirconate de Plomb, PZT, sa polarisation macroscopique est très faible, voire nulle (figure I.10 (a)). Ainsi, il est souvent utile de penser à une polarisation artificielle (figure I.10 (b)) afin d'introduire l'anisotropie nécessaire pour faire apparaître la piézoélectricité. Autrement dit un champ électrique externe intense supérieur au champ coercitif, E_c , est appliqué au matériau tout en respectant des conditions spécifiques de température et de durée d'application du champ (fig.I.10 (c)). Notons que E_c est le champ électrique nécessaire à un matériau pour réorienter ses dipôles [27].

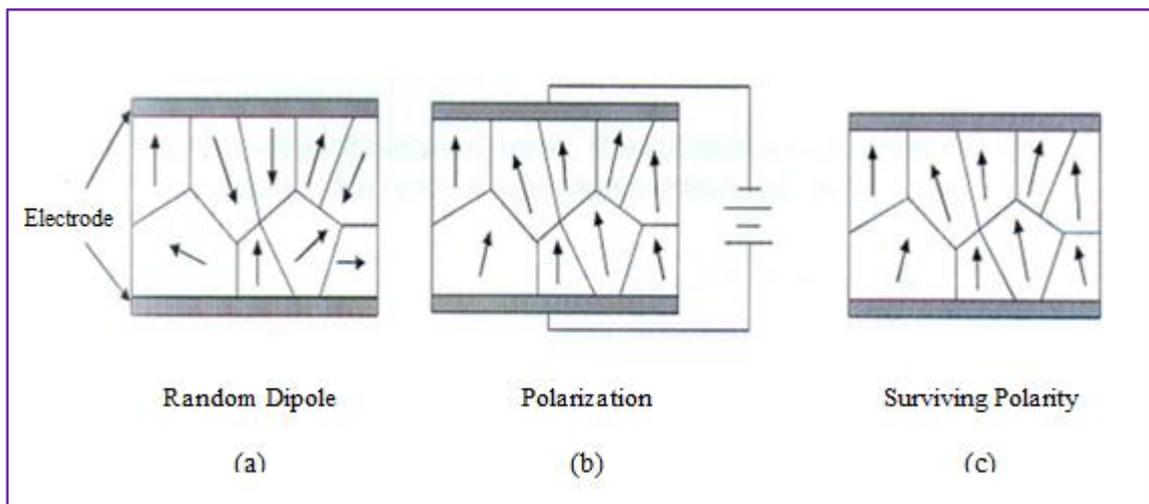


Figure I.10. Polarisation d'une céramique pour générer l'effet de piézoélectricité [28]

b) Cycle d'hystérésis

A champ nul, la polarisation du matériau ferroélectrique est dite rémanente. La variation de la polarisation en fonction du champ est schématisée sous forme d'un cycle d'hystérésis $p = f(E)$ Fig.I.11. La polarisation rémanente, p_r , est équivalente à la valeur de la polarisation à champ nul pour des valeurs de champs élevées, la polarisation sature à $\pm p_s$ [29]

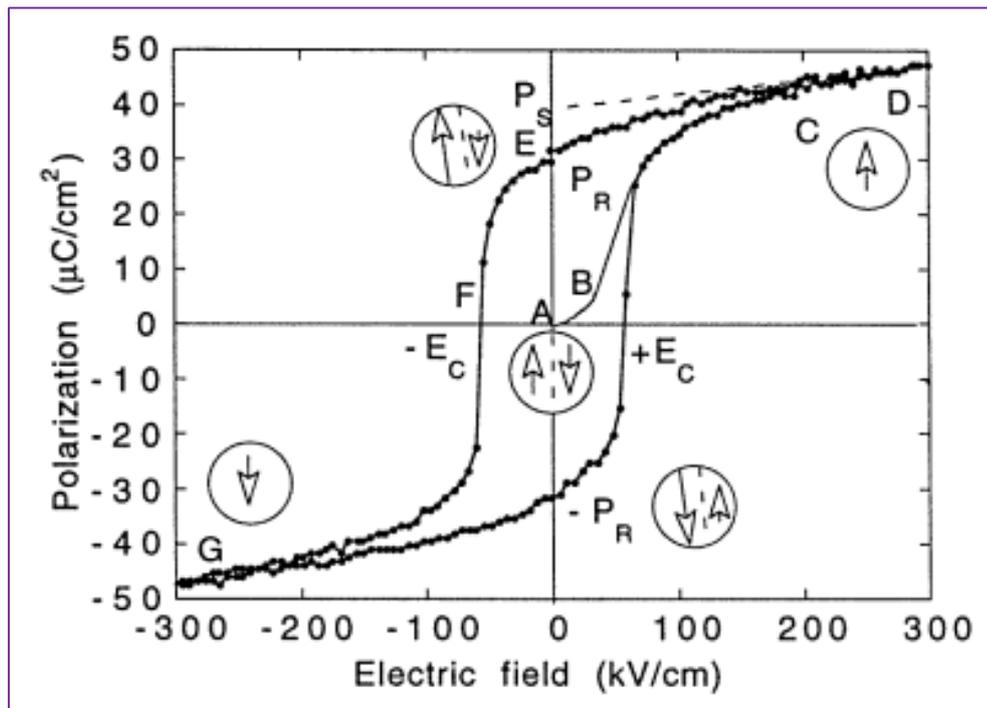


Figure I.11. Comportement hystérétique typique des ferroélectriques (un monocristal monodomaine BaTiO_3 à température ambiante [29]).

c) Température de Curie

On appelle température de Curie ou bien point de Curie, T_C , la température à laquelle le matériau ferromagnétique perd son aimantation permanente et devient paramagnétique. Dans le cas d'un matériau piézoélectrique, la polarisation rémanente diminue avec la diminution de la température et pour une température T_C , elle s'annule. Sur la figure I.12 qui représente l'effet de la variation de la température et du champ sur la polarisation, on enregistre un état para-électrique non électrique lorsque la température est plus élevée que T_C , ce passage polaire non polaire est caractéristique d'une transition de phase. A comparer à la phase polaire, la symétrie cristalline dans le cas de la phase non polaire est toujours très supérieur.

A la température de Curie, la valeur de la permittivité diélectrique relative, ϵ_r , est à son maximale. Pour des températures supérieures, la permittivité relative mesurée sous un champ faible selon l'axe de polarisation obéit à la loi de Curie-Weiss [28] :

$$\epsilon = \frac{C}{T - T_0} \quad (\text{I.1})$$

où T_0 est la température de Curie-Weiss ($T_0 \leq T_C$) en K exprimant les interactions entre moments dipolaires dans le matériau, T est la température absolue et C est la constante de Curie

La figure I.12 montre l'effet de la variation de la température sur la permittivité diélectrique du titanate de baryum, $BaTiO_3$.

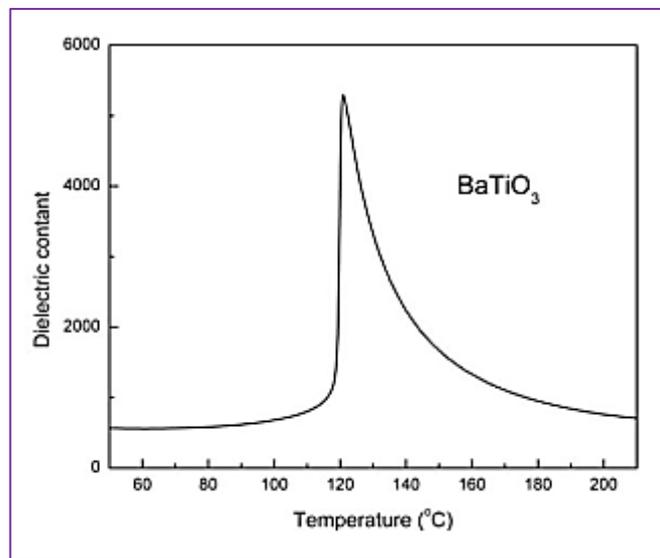


Figure I.12. Variation de la constante diélectrique $BaTiO_3$ en fonction de la température [25].

d) Transition de phase

De nombreux systèmes de matières condensées subissent des transitions de phases suite aux changements de température, de pression, de composition et d'autres variables thermodynamiques. Comme exemple, nous citons la transition de fusion solide-liquide. Au point de fusion, l'augmentation de l'entropie donne une chaleur latente et un comportement anormal de la chaleur spécifique. Une substance ferromagnétique, telle que le fer, peut porter une aimantation permanente. Ce changement dans les propriétés magnétiques est associé à une désorientation interne du cristal; autrement dit une transition de phase.

Pour une transition de phase, une polarisation spontanée apparaît naturellement. Dans le cas de la transition ferroélectrique, cette polarisation résulte du déplacement relatif des ions de différentes charges au cœur de la structure pérovskite et qui fait apparaître un moment dipolaire: la transition est dite displacive. Comme exemple, nous citons le titane de baryum, pour lequel la température de Curie est de l'ordre de 400 K (Fig.I.13). La

polarisation peut aussi s'effectuer par la mise en ordre des dipôles électriques existants: c'est donc une transition ordre-désordre, comme dans le cas du KH_2PO_4 .

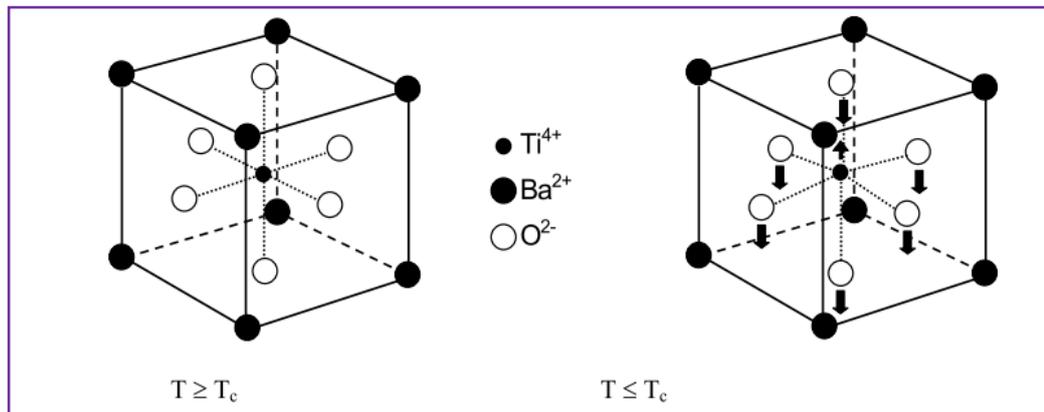


Figure I.13 : transition de phase de type displacif dans BaTiO_3 de structure perovskite [30]

Selon leur comportement à la transition de phase, les matériaux ferroélectriques se regroupent en deux familles. Pour les composés ferroélectriques classiques, l'ordre de transition entre la phase ferroélectrique et la phase para-électrique est du 1^{er} ou du 2^{ème} ordre :

- A la transition du 1^{er} ordre à champ nul, on observera une discontinuité dans la polarisation spontanée en fonction de la température T_c .
- A la transition de 2^{ème} ordre, le paramètre d'ordre s'annule continûment (Fig.I.14).

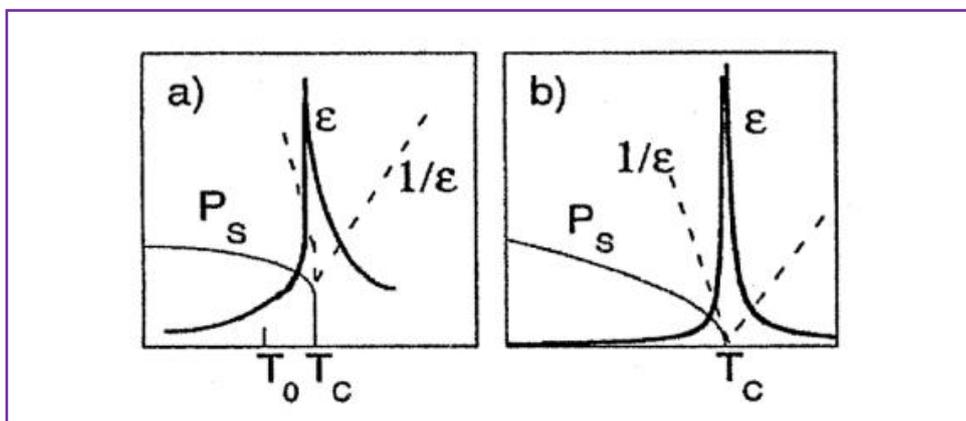


Figure I.14. Evolution de la permittivité et de la polarisation spontanée pour une transition du premier ordre (a) et du deuxième ordre (b)[29]

I.5 ÉQUATIONS DE LA PIÉZOELECTRICITÉ

Dans un matériau piézoélectrique, l'énergie thermique doit être négligée afin de décrire le couplage entre l'énergie mécanique et électrique. Des équations piézoélectriques relient différentes variables qui peuvent être:

- Coefficients purement électriques
- Coefficients purement mécaniques
- Coefficients mixtes traduisant le couplage entre les deux premières catégories.

Notons que pour une transformation statique ou lentement variable, le phénomène de couplage est considéré comme étant adiabatique dans le cas d'une vibration rapide ou isotherme. Au vu de l'anisotropie des matériaux piézoélectrique, leurs propriétés sont représentées par des tenseurs. Puisque les grandeurs envisagées sont tensoriel d'ordre 1 dans le cas du champ et l'induction électrique ou bien d'ordre 2 dans le cas de la contrainte et la déformation, alors les facteurs qui les relient sont aussi tensoriels, d'ordre 3 pour les constantes piézoélectriques ou bien d'ordre 2 pour la permittivité électrique [31].

Les équations d'état dépendent de plusieurs paramètres électriques, mécaniques et piézoélectriques : la déformation, S , la contrainte, T , l'induction électrique, D , et le champ électrique, E . Ces paramètres sont regroupés dans le tableau I.1 et les équations d'état dans le tableau I.2 [32]

Tableau I.1. Grandeurs piézoélectriques [32].

Abréviations	Dénominations	Types de grandeur	Matrice
D	Déplacement électrique ou induction C/m^2	ÉLECTRIQUE	(3,1)
E	Champ électrique V/m		(3,1)
ϵ	Permittivité électrique F/m		(3,3)
B	Constante d'imperméabilité électrique m/F		(3, 3)
S	Déformation relative	MÉCANIQUE	(6,1)
χ	Contrainte N/m^2		(6,1)
τ	Compliance ou susceptibilité élastique m^2/N		(6,6)
C	Raideur ou constante élastique N/m^2		(6,6)
d	Constante piézoélectrique qui traduit la proportionnalité entre la charge et la contrainte à champ nul ou constant C/N ou m/V	PIÉZOEELEC-TRIQUE	(3,6)
e	Constante piézoélectrique : traduit la proportionnalité entre la charge et la déformation à champ nul ou constant, C/m^2 ou $N/V.m$		(3,6)
G	Constante piézoélectrique qui traduit la proportionnalité entre la contrainte et le champ à induction constante ou nulle $V.m/N$ ou m^2/C		(3,6)
H	Constante piézoélectrique qui traduit la proportionnalité entre la déformation et le champ résultant à induction constante ou nulle m/V ou N/C		(3,6)

Tableau I.2. Equations piézoélectriques [32]

Variabiles indépendantes	Grandeurs électriques	Grandeurs mécaniques
E, χ	$D = d\chi + \epsilon^\chi E$	$S = s^E\chi + d^tE$
D, χ	$E = \beta^\chi D - g\chi$	$S = s^D\chi + g^tD$
E, S	$D = e^sE + eS$	$T = C^E S - e^tE$
D, S	$E = \beta^s D - hS$	$T = C^D S - h^tD$

I.6 PARAMÈTRES PIÉZOÉLECTRIQUES

I.6.1 Constante piézoélectrique de charge

La constante piézoélectrique de charge, d_{mn} , traduit la proportionnalité entre le déplacement électrique et la contrainte mécanique, elle est donnée par :

- Effet directe (à champ constant):

$$d_{mn} = \frac{d}{\rho} \text{ (C/N)} \quad (2)$$

- Effet inverse (à effort constant) :

$$d_{mn} = \frac{f}{E} \text{ (m/V)} \quad (3)$$

I.6.2 Constante piézoélectrique de tensions

La constante piézoélectrique de tension, g_m , exprime le gradient de potentiel causé par un effort donné, ou bien la contrainte produite par une densité de charge donnée :

- Effet directe (à induction constante):

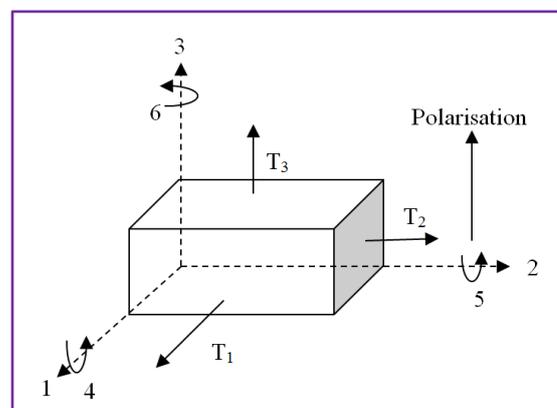
$$g_{mn} = \frac{E}{\rho} \text{ (V.m/N)} \quad (4)$$

- Effet inverse (à effort constant) :

$$g_{mn} = \frac{f}{d} \text{ (m}^2\text{/C)} \quad (5)$$

Où d est la densité de charge sur l'électrode normale à l'axe, ρ est la contrainte suivant l'axe n , f est la déformation relative suivant l'axe n et E est le champ électrique suivant l'axe m . Notons que les indices des coefficients piézoélectriques, m et n ($m, n = 1$ à 3), représentent respectivement la direction de l'axe de polarisation et la déformation de l'échantillon. La figure I.15 montre la direction des axes dans le cas d'un matériau piézoélectrique [33].

Figure I.15. Définition des axes conventionnels pour un matériau piézoélectrique [32]



I.6.3 Coefficient de couplage électromécanique

Le coefficient de couplage électromécanique, k , caractérise les matériaux piézoélectriques et il définit la qualité de la conversion électromécanique. Autrement, il nous renseigne sur la capacité de l'oscillateur à transformer l'énergie électrique en énergie mécanique [34] :

$$K = \frac{U_m}{\sqrt{U_d U_e}} \quad (\text{I } 6)$$

Où U_m est l'énergie de couplage, U_e est l'énergie élastique et U_d est énergie diélectrique. Notons que la géométrie des matériaux ainsi que leurs modes de vibration influent sur le coefficient de couplage électromécanique. Les différentes expressions du facteur de couplage sont regroupées sur la figure I.16 [35]

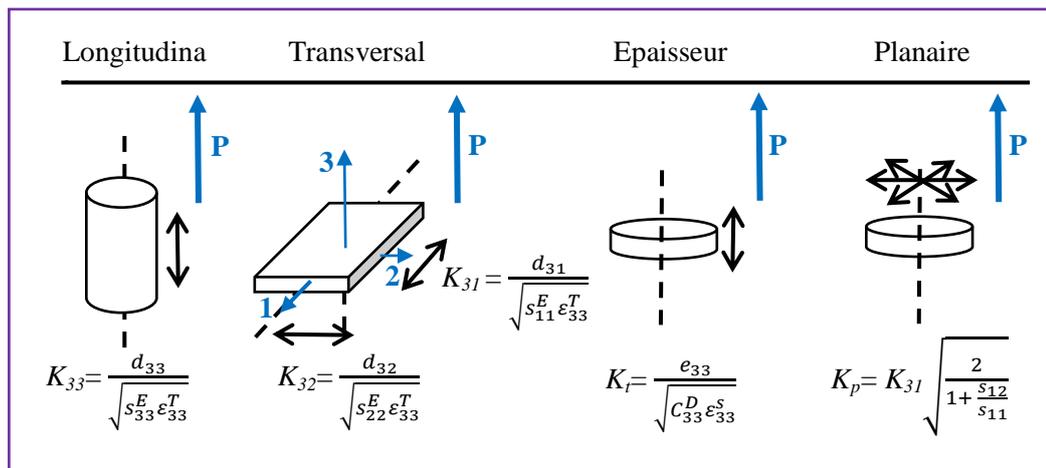


Figure I.16. Coefficient de couplage pour différents types de déformations

I.6.4 Coefficient de surtension mécanique

Le coefficient de surtension mécanique, Q_m , appelé aussi facteur de qualité représente les pertes mécanique dans le matériau. Ce facteur est défini par [36] :

$$Q_m = 2\pi f \frac{U_e}{P_d} \quad (7)$$

où U_e est l'énergie emmagasinée et p_d est l'énergie dissipée pendant une période.

I.7 APPLICATIONS DES MATÉRIAUX PIÉZOÉLECTRIQUES

En exploitant leurs effets piézoélectriques direct et inverse, les technologies modernes utilisent de plus en plus des matériaux piézoélectriques. Également, certains matériaux

piézoélectriques se caractérisent par des fréquences de résonance très précises et facile à moduler. Généralement, l'effet piézoélectrique direct est utilisé par exemple dans la fabrication de capteurs de pression [37]. Tandis que l'effet piézoélectrique inverse permet de réaliser des actuateurs et des moteurs. Comme il peut être utilisé pour émettre ou bien capter une grande gamme d'ondes sonore. Les matériaux piézoélectriques couvrent divers domaines d'applications : le système de valve d'injection dans des moteurs à carburant, clavier flexible ou détecteur de mouvement et d'instruction, la fabrication des oscillateurs.

Le quartz fut le premier piézoélectrique exploité technologiquement. Dans un cristal de quartz en résonance, la perte d'énergie est minimale, d'où son utilisation en électronique pour moduler des effets ; il peut constituer un parfait oscillateur. On le trouve également dans les horloges, les téléphones portables, les radios, les télévisions, les ordinateurs et dans toutes les technologies de pointe qui en découlent. C'est en industrie que sont fabriqués les cristaux de quartz, leur fréquence varie entre 1 KHz et 10 GHz. Cette fréquence est modulée par l'angle de coupe du quartz par rapport à l'axe cristallin [38].

Pour la fabrication des transformateurs électriques miniatures, il est possible d'utiliser des céramiques. Les transformateurs électriques sont basés sur le couplage acoustique. Ils sont constitués de deux plaques de nature piézoélectrique couplées l'une à l'autre et dont les coefficients sont différents. La première plaque impose la valeur du voltage de départ, cette même plaque se déforme et vibre avec une fréquence précise qui l'impose à la deuxième. La valeur du voltage créée aux bornes de la seconde plaque par effet direct est différente de celle de la première à cause de la différence entre leurs coefficients piézoélectriques. Ce type de transformateurs possède plusieurs avantages à comparer aux transformateurs électromécaniques.

- Leur grande densité facilite leur miniaturisation.
- Ils ne sont pas isolés puisqu'ils ne créent pas de champs magnétique, d'où un désigne plus compact.
- Plus efficace pour des puissances inférieures à 30 W
- Ininflammables.

La piézoélectricité est aussi utilisée en imagerie médicale à ultrasons, un piézoélectrique peut capter une onde ultrasonore [39]. Le PZT est le piézoélectrique le plus adapté pour ce cas. À comparer à la radiographie aux rayons X, l'imagerie à ultrason n'est pas dangereuse, ce qui fait son avantage. Dans cette application, le piézoélectrique joue deux rôles : (i)

celui d'émettre des ultrasons par effet piézoélectrique direct, et (ii) celui de capteur d'ultrasons réfléchis et qui seront convertis en signal électrique par l'effet piézoélectrique inverse. Les impédances acoustiques des matériaux polymères piézoélectriques sont identiques à celle de l'eau et de l'air, ce qui fait que l'imagerie médicale à ultrasons est un domaine prometteur.

En se basant sur le même principe que l'imagerie médicale, les piézoélectriques sont utilisés pour la fabrication des radars, les sonores et les hydrophones [37, 39], le tableau I.3 regroupe quelques exemples d'applications de matériaux piézoélectriques.

Tableau I.3. Exemples d'applications de matériaux piézoélectriques [39]

	Communication et contrôle	Industriel	Consommation et santé	Nouvelles applications
Domaines	Cellulaire Radio Télévision Radar	- Transducteurs - Senseurs - Actuateurs - Pompes - Moteurs	- Transducteurs - Senseurs - Actuateurs - Pompes - Moteurs	- Structures intelligentes - Transducteurs à grands déplacements - Dispositifs multi-effets
Pratiques	- Traitement de Signaux - Contrôle de Fréquence - Coordination - Corrélateurs - Filtres - Différé - Oscillateurs	- Nettoyage ultrasonique - Sonar - Evaluation non-destructive - Détecteurs de niveau - Atténuation des vibrations - Thermomètre haute-température - Détermination de caractéristiques de matériel - Senseur chimique et biologique	- Montre - Focus de caméra - Ordinateur - Igniteur - Hyperthermie - Lithotripsie - Diagnostique - Médical non-invasif - Médication sous-cutanée	- Dispositif biomimétique - Matériau composite - Dispositifs : acoustique photonique électronique électromécanique (MEMS) microoptomécanique (MOMS)

I.8 CONCLUSION

Dans ce premier chapitre, nous avons relaté l'état de l'art de la piézoélectricité depuis sa découverte. Nous avons présenté une étude détaillée sur les matériaux piézoélectriques et leurs propriétés. Tout d'abord, nous avons défini l'effet piézoélectrique avec ces deux types (directe et inverse). Comme nous nous sommes intéressés à l'effet piézoélectrique naturel et artificiel. Dans la nature il existe trente-deux (32) classes cristallines dont une

vingtaine peut être piézoélectrique. Nous avons élaboré une carte conceptuelle qui illustre ces différentes classes et qui met en évidence les types de matériaux descendants des piézoélectriques. Enfin, différents types de matériaux piézoélectriques ont été considérées : monocristaux, céramiques massives, polymères, piézocomposites, etc.

La mise en équations des phénomènes physiques mis en jeu nécessite des connaissances en mécanique du solide, en électrostatique mais aussi en cristallographie. Les relations mathématiques décrivant les propriétés électromécaniques dans un milieu piézoélectrique ont été introduites. De même, nous avons donné les divers coefficients piézoélectriques, utilisés lors de notre simulation (chapitre 3).

Enfin, nous clôturons ce chapitre par les applications des matériaux piézoélectriques qui sont de plus en plus utilisées dans la technologie moderne, en se basant sur les deux effets piézoélectriques directe et inverse et qui recouvrent différents domaines tel que: la communication, le contrôle, l'industrie, la consommation et la santé.

Chapitre II

Résonateurs BAW & Acoustique picoseconde colorée

II.1 INTRODUCTION

Les résonateurs à ondes acoustiques de volumes (BAW) sont des composants fonctionnant selon le phénomène de la piézoélectricité. A comparer aux résonateurs à ondes de surfaces (SAW) qui utilisent des ondes qui résultent des électrodes inter-digitées situées à la surface des résonateurs, dont la propagation est parallèle à la surface de la couche piézoélectrique, les BAWs sont basés sur l'utilisation d'ondes qui se propagent dans une direction qui est perpendiculaire à la couche piézoélectriques [1].

Dans ce chapitre, nous commençons par un rappel historique sur les résonateurs BAW. Ensuite, nous présentons les différents types existants en décrivant leur principe de base. Enfin, nous donnons un résumé de l'acoustique picoseconde colorée considérée comme étant la meilleure technique de caractérisation des résonateurs BAW.

II.2 HISTORIQUE

L'idée d'utilisation d'un résonateur acoustique à ondes de volume dans un circuit fut proposée par W. Cady [2]. Grâce à leur facteur de qualité, les résonateurs BAW sont utilisés comme remplaçants des filtres RC. Ils furent nommés « Quartz » selon le nom du matériau piézoélectrique utilisé (Fig. II.1) [3] ; ces résonateurs sont constitués d'une couche piézoélectrique mise entre deux électrodes [4].

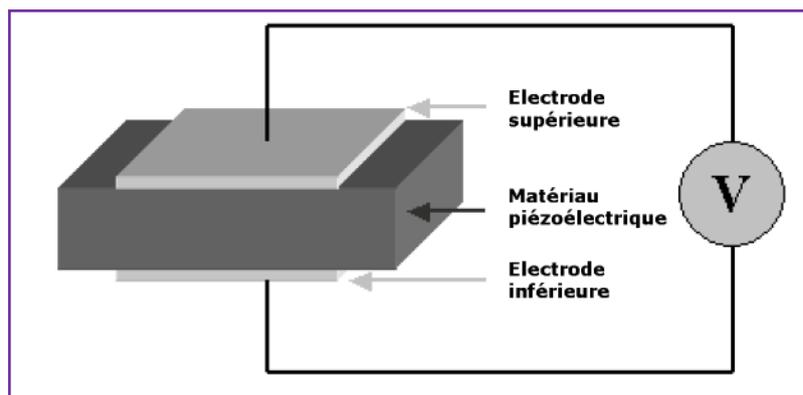


Figure II.1. Représentation schématique d'un résonateur BAW [4]

Cependant, la faible largeur de bande accessible et la limitation en fréquence ont limité leur utilisation dans le filtrage. Ainsi, afin d'améliorer leurs performances, des chercheurs ont proposé une nouvelle conception [5] qui consiste à mettre en contact plusieurs

résonateurs selon différentes architectures qui par la suite vont être réutilisées pour des technologies BAW et SAW. Donc, à priori les limitations sont levées. Notons que la diminution de l'épaisseur de la couche piézoélectrique permet d'augmenter la valeur de la fréquence de résonance. Cependant, la réalisation d'une couche piézoélectrique à une échelle micrométrique était, à cette époque, quasiment impossible.

D'autre part, l'utilisation d'un autre type d'onde acoustique (ondes de surface) a été introduite. Deux brevets ont été déposés sur une technique qui permet la génération d'onde acoustique de surface [6, 7]. L'idée se résume à l'application d'un signal aux bornes de peignes inter-digités déposés sur un substrat piézoélectrique. Une déformation du substrat, engendrée par le champ électrique, est créée entre les dents des peignes et se propage dans le sens de la plaque (Fig. II.2). La fréquence de résonance du dispositif est déterminée par la distance séparant les doigts des peignes. Ces ondes de surface ne pénètrent pas dans la profondeur de la plaque. Par conséquent, l'écartement des peignes est la dimension qui limite l'utilisation et non de l'épaisseur de la plaque piézoélectrique.

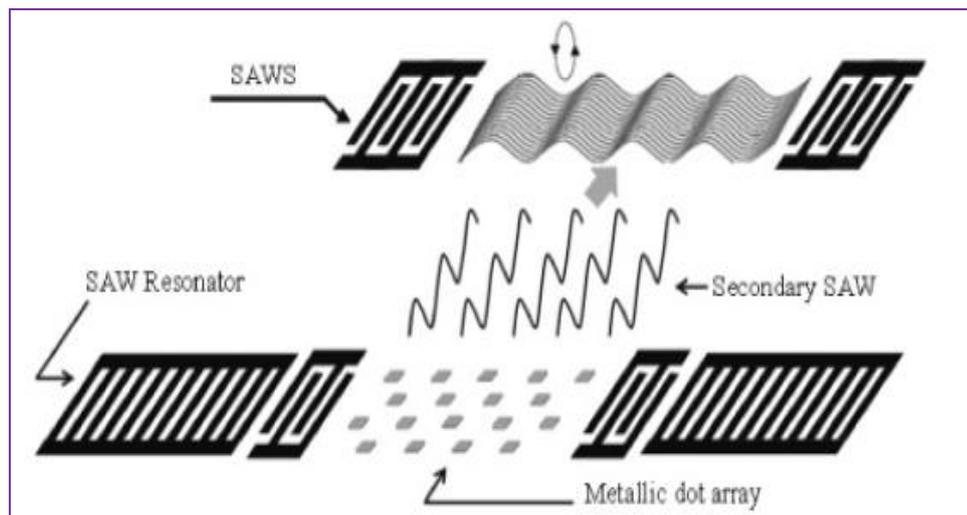


Figure II.2. Génération d'une onde acoustique par un peigne inter-digité déposé sur un substrat piézoélectrique [8]

Pour la réalisation de filtres à ondes acoustiques, on proposa de faire l'accouplement acoustique de deux résonateurs [9]. Sur un même substrat sont disposés en vis-à-vis deux séries de peignes inter-digités (Fig. II.3). Ce dispositif, est basé sur l'utilisation d'ondes de surface.

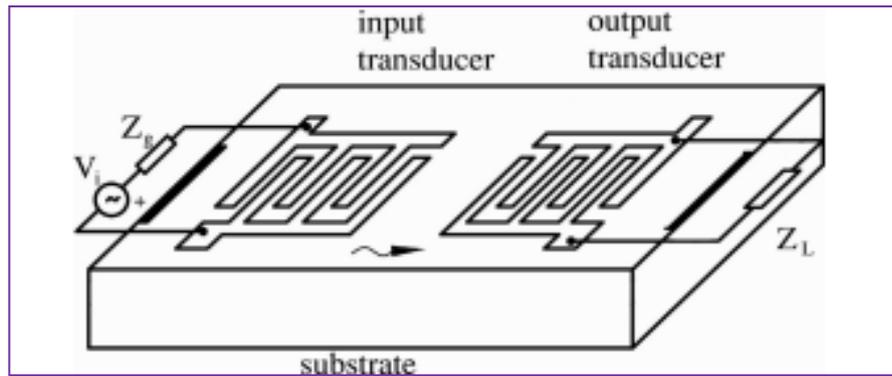


Figure II.3. Dispositif d'un filtre à ondes acoustiques de surface [10]

Ce couplage acoustique permet la réalisation directe de filtres passe-bande. Son utilisation permet non seulement une réduction des dimensions mais aussi, elle évite la connexion judicieuse de plusieurs composants. L'un des peignes génère une onde acoustique qui se propagera à la surface du substrat et se détectera par l'autre résonateur. Les techniques de l'époque, développées pour la réalisation de circuits intégrés, offrent la possibilité de dessiner des structures planes avec grande précision. Ainsi, la distance inter-électrodes peut atteindre l'ordre du micron pour une fréquence d'environ 1 GHz. En plus de la fonction filtrage, le second avantage des SAW, est dans la possibilité de réalisation de fonctions annexes [11] :

- ✓ Fonction d'adaptation d'impédance.
- ✓ Fonction de "balun", permettant de convertir un signal "flottant" en un signal référencé à la masse. Ainsi, il est alors possible de diminuer les dimensions des circuits en exploitant les différentes fonctions des SAW.

Grâce aux réductions de dimensions et au faible coût de fabrication, les SAWs ont occupé le sommet des applications de filtrage. Mais, la possibilité de dépôt du nitrure d'aluminium, AlN, en couches piézoélectriques de dimensions micrométriques et réalisées par l'intermédiaire de la technologie à onde de volume a remplacé l'utilisation des SAWs. Les deux avantages majeurs de l'AlN sont :

- la technologie à ondes de volume fonctionne d'une une gamme de fréquences allant de 1GHz jusqu'à 8GHz.
- la compatibilité des matériaux avec les procédés standards utilisés en microélectronique.

Ainsi, les résonateurs BAWs sont des dispositifs micrométriques qui répondent à de nouvelles problématiques :

- ✓ Montée en fréquence.
- ✓ Stabilité en température.
- ✓ Intégration de fonctions.
- ✓ Tenue en puissance.

II.3 RESONATEURS BAW

II.3.1 Structure des BAW

Un résonateur BAW est constitué de 3 éléments de base (Figs. II.1 et II.4):

- La Couche piézoélectrique
- L'isolation acoustique caractérise les TFBARs (*Thin Film Bulk Acoustic Résonateur*) avec leur cavité d'air des SMRs (*Solidly Mounted Resonator*) exploitant un miroir de Bragg.
- Les électrodes

Ces éléments seront détaillés ci-dessous.

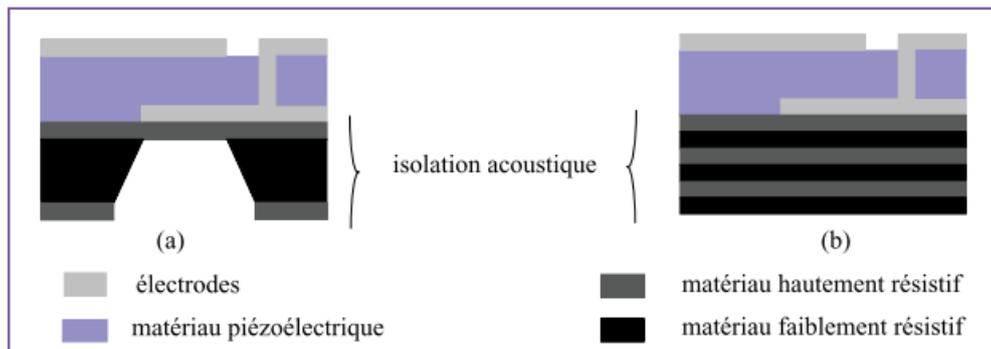


Figure II.4. Structure des résonateurs BAW : FBAR (a) et SMR (b) [12]

II.3.1.1 Couche piézoélectrique

Le nitrure d'aluminium (ALN), l'oxyde de Zinc (ZnO) le sulfure de Zinc (ZnS) ou encore le titano-zirconate de plomb (PZT) sont des matériaux qui présentent des propriétés piézoélectriques intéressantes. Les critères électroniques qui laissent porter le choix d'un matériau ou bien de l'autre sont le coefficient électromécanique qui limitera la bande

passante réalisable du filtre, les pertes du diélectrique et leur stabilité en température. Pour une co-intégration de cette technologie il est important d'avoir une compatibilité avec des procédés de fabrication des salles blanches silicium. Jusqu'aux années 90s, l'AlN, le ZnO et le PZT, dont les caractéristiques sont regroupées au tableau II.1, étaient les meilleurs matériaux piézoélectriques pour des applications potentielles dans la technologie BAW.

Tableau II.1. Comparaison des principaux paramètres pour l'AlN, ZnO et PZT [13].

	AlN	ZnO	PZT
Coefficient de couplage [%]	6-7	7-8	8-15
Constante piézoélectrique d_{33} [pm/V]	5-7	11-15	15-250
Vitesse acoustique longitudinale [m/s]	11000	6400	4700
Pertes intrinsèque	Très faible	Faible	Elevée
Constante diélectrique	9	10	500
Conductivité thermique [W/m/K]	250	5	1
Dérive thermique de l'élasticité [ppm/°C]	25	60	100
Température de dépôt [°C]	100-200	300	500
Compatibilité procédé de micro-fabrication	Excellente	Mauvaise	Mauvaise

Il est à noter que le coefficient de couplage, lié à la constante piézoélectrique, définit la largeur de bande du filtre, d'où son importance dans les applications de filtrage donc la bande du filtre est plus grande lorsque le coefficient de couplage est plus élevé.

Le PZT, avec un couplage électromécanique variant entre 8 et 15 %, est vu comme le matériau idéal. Cependant, avec une faible vitesse acoustique de 4700 m/s, l'épaisseur devient plus importante, donc des pertes intrinsèques élevées, ce qui détériore le facteur de qualité et de ce fait affecte les performances de la fonction filtrage ou oscillateur. Dans les procédés de micro-fabrication de type CMOS, la présence de plomb dans le PZT est défini comme étant un élément contaminant puisqu'il diminue la durée de vie des porteurs. Il en est de même pour le Zinc présent dans le ZnO.

Par contre l'élaboration de l'ALN à basse température (350°C) ne contamine pas les procédés de micro-fabrication de type CMOS donc, malgré que l'ALN n'est pas vraiment le candidat parfait, mais de nos jours il est le matériau piézoélectrique utilisé par tous les

fabricants de résonateur piézoélectrique à onde de volume. Ce dernier possède une conductivité thermique élevée ce qui en fait un excellent conducteur thermique et un parfait candidat pour des applications de puissance [13] [14].

II.3.1.2 Isolation acoustique

Dans le cas des TFBARs, qui possèdent une structure suspendue, leur isolation acoustique est constituée d'une cavité étanche qui sert à absorber l'énergie acoustique du fait de l'interface air-solide (obtenu par micro-usinage). Pour les SMRs, elle se présente sous forme d'empilement de plusieurs bicouches alternants un matériau à faible impédance et un autre à fort impédance dont l'épaisseur est égale au quart d'ondes $\lambda/4$. Les pertes vers le substrat sont réduites puisque la majorité de l'onde acoustique est réfléchi. Le type de matériau utilisé détermine le nombre de bicouche d'isolation, le rapport d'impédance entre les couches détermine l'énergie de transfert entre ces derniers.

Dans le cas d'une bicouche de silicium/tungstène (SiO_2/W) le rapport d'impédance est supérieur à celui de la bicouche SiO_2/AlN , ce qui impose l'utilisation d'un nombre plus petit de bicouche que la première pour un même niveau d'isolation. A comparer aux TFBARs, les résonateurs SMRs la résonance parasite est beaucoup plus réduite et c'est dû, à leur isolation acoustique d'une rigidification de leur structure [15].

II.3.1.3 Electrodes

La couche piézoélectrique est déposée sur l'électrode inférieure, la qualité et l'orientation dépendent du matériau utilisé et de son dépôt (rugosité du matériau) les caractéristiques qui aide à choisir une électrode est [16] [17] :

- L'impédance acoustique
- La densité volumique
- La vitesse acoustique
- La résistivité

Pour éviter les résonances parasites il est préférable d'avoir des électrodes avec une impédance acoustique supérieure à celle de la couche piézoélectrique [18], de plus une grande impédance acoustique optimise le coefficient du couplage du résonateur et donc l'écart entre la fréquence de résonance et d'antirésonance. La charge de la couche piézoélectrique par l'électrode supérieure est plus facile à contrôler surtout dans le dépôt d'une couche plus épaisse, si les matériaux utilisés comme électrode possèdent une faible

densité volumique. À travers leur résistivité les électrodes peuvent réduire fortement le facteur de qualité des résonateurs pour minimiser les pertes acoustiques les électrodes doivent être fines bien que cette condition a fait augmenter les pertes de condition.

La compatibilité entre la structure maille du métal et de la couche piézoélectrique optimise les conditions de croissance ce qui assure une bonne qualité du matériau piézoélectrique. Une étude a été développée sur l'impact du métal utilisé dans l'électrode inférieur sur le comportement électrique d'un résonateur BAW dans le cas de l'AlN [16]. Cette étude montre que l'orientation de la couche d'AlN est fortement dépendant du substrat métallisé sur lequel la couche est déposée.

Ainsi, pour le choix des matériaux à utiliser comme électrode inférieur et supérieur, il est préférable de choisir un matériau peu résistif mais possédant une grande impédance acoustique. Ces deux caractéristiques sont présentes dans le tungstène et le molybdène contrairement à l'aluminium (Voir tableau II 2)

Tableau II.2. Propriétés acoustiques de différents matériaux utilisés comme électrodes [19]

Matériau	Densité (g/cm ³)	Vitesse acoustique (10 ³ m/s)	Impédance acoustique	Expansion thermique (ppm)
Pt	21.5	3.96	8.474	8.9
Al	2.7	6.3	1.7	22.9
Mo	10.2	6.2	6.4	5.1
W	19.2	5.2	10	4.3

De nos jours, le Ruthénium (Ru) est présenté comme un bon candidat compatible avec l'AlN. La résistivité électrique de ce métal est faible (7.1 mΩcm) et une forte impédance acoustique (86.27 Mkg /m²s) [17]. Les électrodes permettent des formes non homogènes dans le but de diminuer la constitution d'une onde longitudinale. C'est connu sous le nom d'apodisation des électrodes comme illustré par la figure II.5.

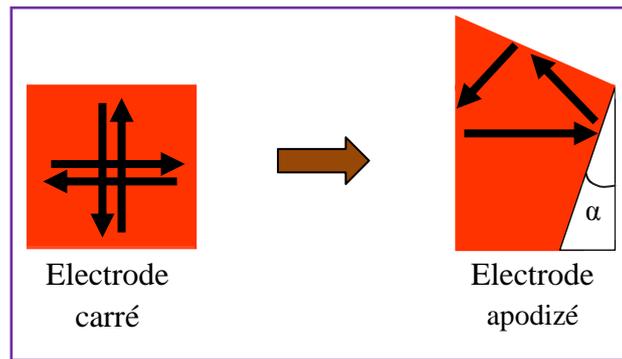


Figure II.5. Schéma d'un résonateur apodisé [20]

II.3.2 Différents types des BAW

Pour l'obtention des coefficients de qualité et des coefficients de couplage électromécanique élevés, il est important d'isoler mécaniquement les résonateur BAW de leur substrat. Principalement, il existe deux types de structure de support (i) le résonateur peut être entièrement suspendu (FBAR : *Film Bulk Acoustic Wave Resonator* ou TFR : *Thin Film Resonator*) ou bien (ii) son isolement s'établit via un empilement d'un miroir acoustique (SMR) [21, 14].

II.3.2.1 Résonateur suspendu

Les résonateurs BAW à couche mince ont été initialement basés sur des structures suspendues du fait de leur simplicité de réalisation [22]. Il est possible de répartir ce type de résonateur en trois groupes (Fig. II.6) [23-29]

- Résonateurs à membrane
- Résonateurs sur cavité d'air
- Résonateurs sur pont d'air (air bridge)

L'impédance acoustique de l'air, présent au-dessous de la structure résonante de base (couche piézoélectrique et électrodes) est très faible. Au niveau de leurs interfaces supérieur et inférieur, les ondes acoustiques sont réfléchies, puis restent confinées à son intérieur.

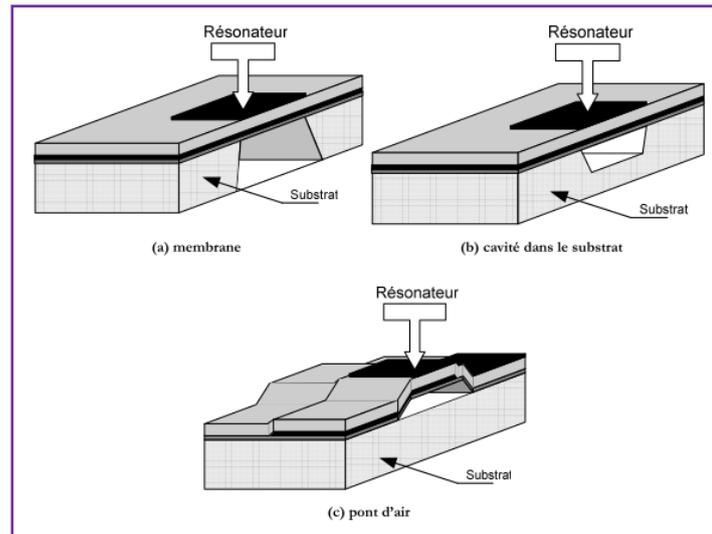


Figure II.6. Types de structures d'isolation des résonateurs BAW suspendus [22]

II.3.2.2 Résonateur sur substrat

Dans le but de trouver une structure de résonateur plus adaptée et plus robuste à la production à une large échelle, le concept de résonateur à couche mince montée sur le substrat a été proposée [30]. Le principe de base de ce concept est la réalisation du résonateur directement sur une structure réfléchive qui est déposée sur le substrat (Fig. II.7). Cette structure, connue sous le nom de réflecteur de Bragg, se comporte comme un miroir acoustique ; ce réflecteur est obtenu après empilement alterné de couches de matériaux avec faible et haute impédance acoustique. Son principe de base est le transformateur quart d'onde. Le réflecteur de Bragg présente une très faible valeur de l'impédance acoustique lorsque la fréquence pour laquelle les épaisseurs des couches du réflecteur coïncident à un quart d'onde acoustique, et de ce fait ce dernier réfléchit les ondes acoustiques vers l'intérieur du résonateur [31]. Les SMR (Solidly Mounted Resonator) est le nom des résonateurs qui utilisent ce type de structure d'isolation.

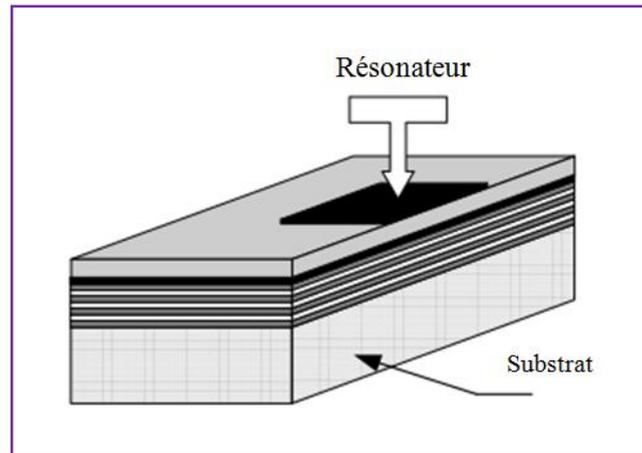


Figure II.7. Résonateur BAW monté sur un miroir acoustique (Réflecteur de Bragg) [31]

La configuration SMR permet d'obtenir des résonateurs plus solides ainsi plus faible aux efforts mécaniques imposés par les étapes de découpage et de mise en boîtier. La mise en contact direct du résonateur avec le substrat facilite la dissipation thermique à travers le miroir acoustique. Pour les applications à hautes puissances, les structures SMR sont favorisées aux structures FBAR. Cependant, son grand nombre de couches utilisées pour réaliser l'isolation acoustique souhaitée reste sont plus grand inconvénient.

La première étape de réalisation du résonateur SMR est le dépôt direct des couches du réflecteur de Bragg sur le substrat de silicium par la suite vient le dépôt des électrodes et de la couche piézoélectrique (Fig. II.8)

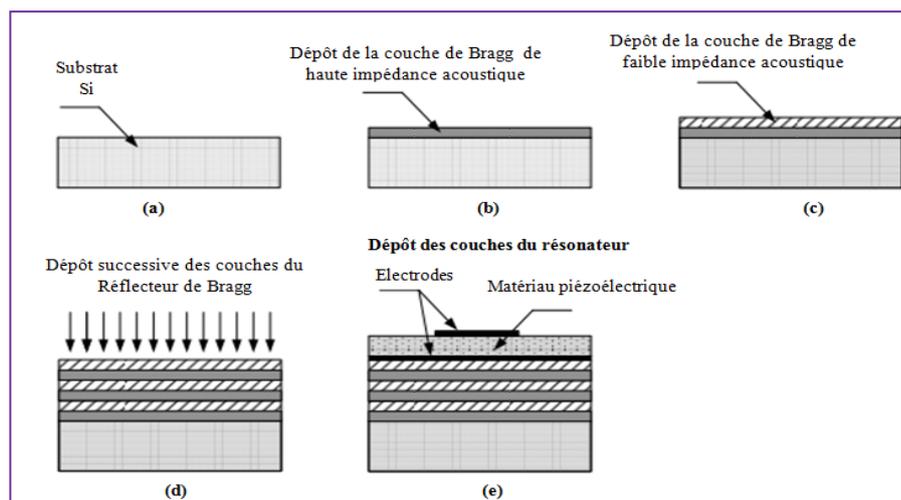


Figure II.8. Procédé de réalisation des résonateurs solidement montés sur le substrat [30]

Le réflecteur de Bragg est également utilisé comme support mécanique pour la structure du résonateur. Les variations des fréquences de résonance du résonateur par rapport à la température peuvent être compensées par le choix des matériaux qui constitue le réflecteur [30] contrairement à la structure FBAR, les SMR aucune couche n'est exclusivement dédiée au support ou à la compensation due aux changements thermiques.

II.3.2.3 Comparaison entre résonateurs

Les deux types de résonateur FBAR et SMR possèdent des avantages et des inconvénients selon leurs performances électriques et mécaniques [32-35]:

- ✓ La plage de fréquence des résonateurs FBAR est réduite par rapport à la structure SMR, puisque la plage de fréquence dans laquelle les résonances et les antirésonances se positionnent est délimitée par les caractéristiques des résonateurs BAW. La fragilité mécanique des résonateurs donne la limite supérieure de cette plage de fréquence [32].
- ✓ Comme la couche piézoélectrique qui constitue les résonateurs FBAR possède une plus grande concentration de l'énergie mécanique, ce qui conduit à un coefficient de couplage électromécanique potentiellement plus important.
- ✓ Le découpage et la mise en boîtier sont deux étapes de réalisation très délicates pour la suspension des résonateurs FBAR [32, 14].
- ✓ Le contact thermique direct entre le résonateur et le substrat facilite l'évacuation de la chaleur [32- 34], ce qui facilite donc la dissipation thermique.

La comparaison entre les deux configurations de structure des résonateurs BAW est démontrée dans le tableau II-3.

Tableau II.3. Comparatif entre les différents types de résonateurs [35]

Critère	FBAR Résonateur suspendue	SMR Résonateur sur substrat
Performances		
Fréquence de résonance	1 à 10 GHz	1 à 20 GHz
Couplage électromécanique	Bonne	Bonne
Coefficient de qualité	Elevée	Elevée
Dissipation thermique	Faible	Bonne
Robustesse	Faible	Bonne
Intégration avec des circuits actifs	Bonne	Bonne
Compatibilité avec les procédés CMOS et BiCMOS	Bonne	Bonne
Observation	Fragilité du « Wafer »	Plusieurs étapes technologiques

II.3.3 Etude fréquentielle

II.3.3.1 Réponse fréquentielle d'un résonateur piézoélectrique

La transmission d'un résonateur est représentée sur la figure II.9. Elle est constituée d'une résonance appelée résonance parallèle et d'une antirésonance nommé résonance série.

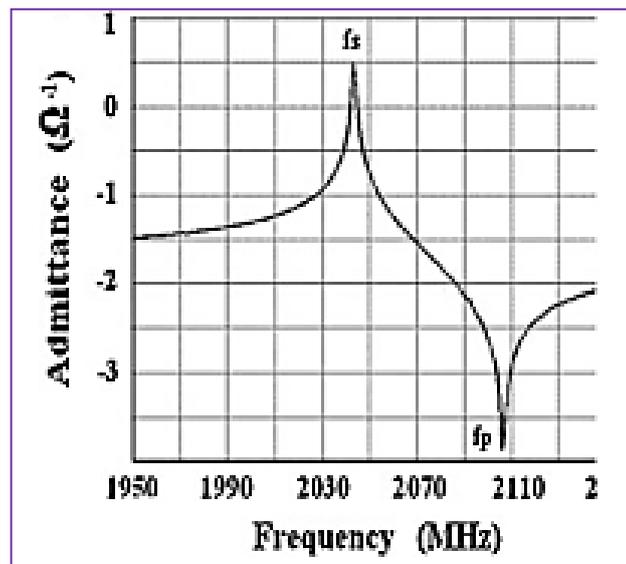


Figure II.9. Réponse simulée en fréquence d'un résonateur piézoélectrique [36]

Dans le cas de chaque résonateur, on détermine un facteur de qualité du résonateur. A travers ce facteur, il est possible de mesurer l'influence des différentes pertes métalliques, diélectriques et mécaniques. Ce facteur est obtenu en dérivant la phase de l'impédance à la fréquence de résonance [37]. Pour les deux résonances, on détermine deux facteurs de qualité ; Q_s Pour la résonance série et Q_p Pour la résonance parallèle dont Φ_Z est la phase de l'impédance du résonateur.

$$Q_s = \frac{f_s}{2} \left| \frac{\partial \Phi_Z}{\partial f} \right|_{f_s} \quad (1)$$

$$Q_p = \frac{f_p}{2} \left| \frac{\partial \Phi_Z}{\partial f} \right|_{f_p} \quad (2)$$

II.3.3.2 Fréquence de fonctionnement des résonateurs BAW

A travers l'épaisseur des divers couches de matériaux utilisés dans la fabrication des résonateurs BAW, les fréquences caractéristiques sont déterminées en déformation horizontale, les contraintes sont relaxées contrairement où le dispositif est défini en déformation transversal.

L'augmentation des fréquences de transmission exige l'utilisation de couche plus fines ce qui exige plus de précision dans les techniques de déposition. Par un effet de charge, l'ajout de couches supplémentaires sur la lame piézoélectrique, lui permettra de résonner à une fréquence plus basse. Il est important de prendre en compte cet effet dans la définition des épaisseurs des différentes couches à déposer ainsi que le dimensionnement des résonateurs.

Comme exemple, on prend le cas d'une couche d'AlN d'épaisseur égale à 3 μm avec des électrodes en Aluminium de 0,3 μm qui nous permet d'obtenir une fréquence de résonance au voisinage de 1,56 Ghz cependant ce n'est pas toutes les couches qui nécessitent autant de précision que le matériau piézoélectrique [38]. Les déviations fréquentielles d'un résonateur SMR établie sur des calculs de sensibilité reflétant une certaine imprécision sur l'épaisseur des différentes couches le composant sont illustrées dans le tableau II. 4.

Tableau II.4. Sensibilité des fréquences caractéristiques des résonateurs en fonction des imprécisions des épaisseurs des matériaux à déposer [38, 39]

SMR	Couches	Matériaux déposés	Épaisseur déposés (En μm)	$\frac{\Delta d}{d}$ (En %)	$\frac{\Delta f}{f}$ (En %)
Electrodes	Electrodes	Al	0.3	4	0.28
Matériau piézoélectrique	Matériau piézoélectrique	AlN	3.0	4	2.5
Electrodes	Electrodes	Al	0.3	4	0.25
Réflecteur 1a	Réflecteur 1a	SiO ₂	0.81	4	0.55
Réflecteur 1b	Réflecteur 1b	AlN	1.76	4	0.23
Réflecteur 2a	Réflecteur 2a	SiO ₂	0.81	4	0.1
Réflecteur 2b	Réflecteur 2b	AlN	1.76	4	$\ll 1$
Réflecteur 3a	Réflecteur 3a	SiO ₂	0.81	4	$\ll 1$

Par ailleurs, les études concernant les couches minces visent la détermination de l'épaisseur ou bien un autre paramètre équivalent. La pesée est l'une des méthodes qui permettent cette détermination. La relation qui lie l'épaisseur e à la masse déposée m , la surface s de la couche mince étudiée et ρ la masse volumique de la couche mince étudiée est :

$$e = \frac{m}{s\rho} \quad (3)$$

Si la vitesse de dépôt d'un matériau est connue, le temps devient un autre moyen de commande d'épaisseur. L'homogénéité dans le dépôt de couches sur une même plaque doit être prise en considération pour pouvoir offrir des procédés de fabrication reproductible. Une précision de 0,3 % sur une plaques de 200 mm a été atteinte dans le cas d'uniformité des dépôts de couches c'est-à-dire des fréquences de résonances [40] alors que dans le cas des plaques de 200 mm, une uniformité de $\pm 1\%$ est enregistrée [41]. L'amincissement des couches des matériaux de niveau supérieur permet d'accorder des résonateurs, c'est-à-dire la fréquence d'un filtre à travers des procédés couteux d'abrasion des couches (trimming).

II.4 ACOUSTIQUE PICOSECONDE COLOREE

L'acoustique picoseconde colorée (APC) est une technique optique qui permet la génération et la détection d'impulsion acoustique à haute fréquence (10 GHz → 100 GHz) [42]. L'APC est basée sur le même appareillage classique d'acoustique picoseconde (AP) sauf que la source laser femtoseconde est remplacée par une longueur d'onde accordable.

II.4.1 Historique

Depuis le début des années 80, les ultrasons picoseconde ont connu une grande évolution pour étudier l'acoustique physique à une échelle sub-micronique et la mesure de l'épaisseur sur substrat [43]. Cette technique peut être considérée comme un sonar, sondant la propagation de l'onde acoustique longitudinale dans une pile de couches minces. L'utilisation d'une configuration colorée (APC) étend la capacité de la technique d'acoustique picoseconde classique. En effet, la première application original de l'APiC a démontré une relation entre la structure de la bande électronique des matériaux et l'effet de détection de la propagation acoustique [44, 45]. Ce travail de pionnier a souligné l'intérêt d'utiliser une analyse spectroscopique en acoustique picoseconde. Les prochaines étapes apportent des solutions à la préforme précise de la mesure de la vitesse acoustique longitudinale dans les matériaux diélectriques [46], puis pour effectuer la caractérisation de piles complexe des divers matériaux.

La technologie bénéficie de certains avantages de la longueur d'onde de l'acoustique picoseconde. Tout d'abord, puisque l'APC est une technologie à base de laser, elle est sans contact et non destructive. Deuxièmes, tout comme une technologie de type sonar l'APC peut analyser une grande variété de matériaux (Diélectrique, métaux, semi-conducteur....).

II.4.2 Procédure expérimentale

La figure II.10 illustre une configuration simplifiée de l'acoustique picoseconde, une source laser femtoseconde délivre un faisceau pulsé qui se divise en deux parties, un faisceau pompe et un faisceau sonde la première impulsion optique (l'impulsion pompe) se focalisée sur la surface de l'échantillon où elle est absorbée.

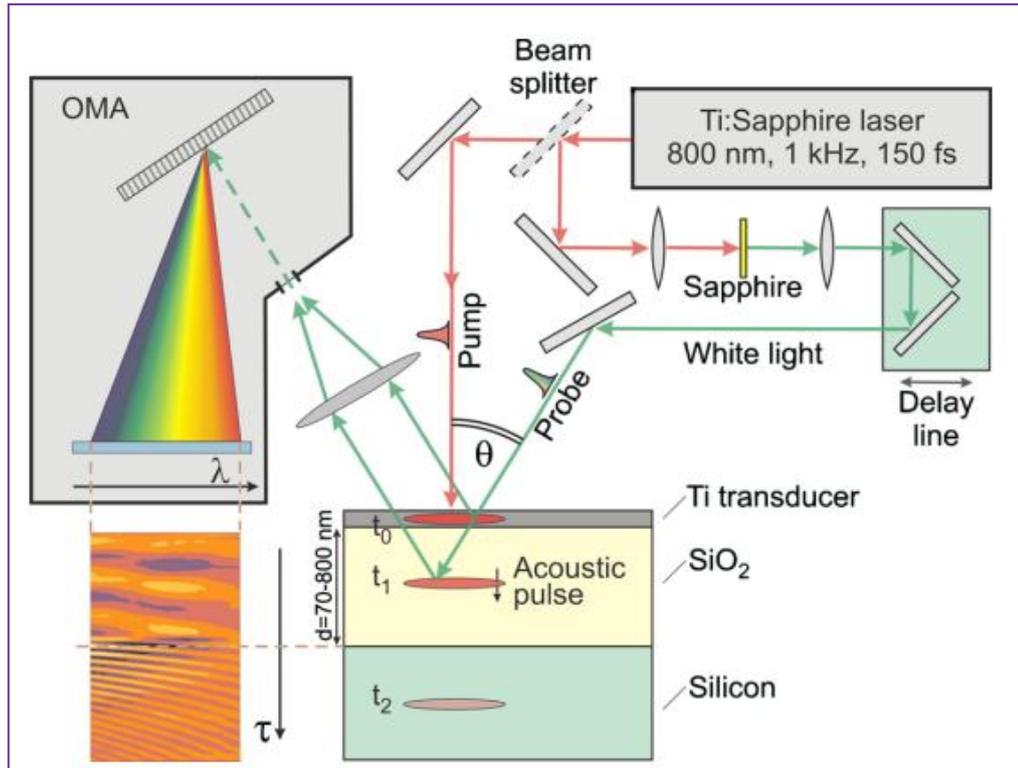


Figure II.10. Dispositif expérimental pour l'acoustique picoseconde [47].

La dilatation résultante génère une impulsion de contrainte dont l'extension est liée à la longueur d'absorption. Dans le cas particulier du métal, l'absorption peut être très forte, donnant une longueur de quelques nanomètres. Comme cette dimension est beaucoup plus petite que la taille du spot (typiquement quelques microns) on peut considérer essentiellement que seules les ondes longitudinales sont excitées par la pulsation de la pompe. Le pulse résultant se propage dans le film à la vitesse du longitudinale de quelques nanomètres par picoseconde le pulse de la contrainte est réfléchi sur les interfaces de l'échantillon et les échos résultants reviennent à la surface. En raison d'un couplage acousto-optique, le pulse de contrainte affecte la constante diélectrique du film. Ces changements peuvent être détectés par autre impulsion optique (l'impulsion sonde) dont la réflexion ou la transmission est affecté par la présence de l'onde de déformation. En ajustant le délai entre les impulsions pompe et sonde il est possible de surveiller les échos successifs due à la contrainte générée par l'impulsion pompe. Ces échos sont utilisés pour mesurer l'épaisseur des couches minces, la vitesse acoustique et la densité.

L'expérience est basée sur une étape pompe-sonde conventionnel associé à un oscillateur accordable. Titane : Saphir qui produit 120 fs impulsion optiques avec un taux de

répétition de 76 Mhz centré à une longueur d'onde réglable entre 700 nm et 990 nm. La sortie du laser est divisée pour fournir un fuseau pompe et sonde à polarisation croisée le pulse sonde peut être retardée par rapport à l'impulsion pompe par une ligne à retard optique basé sur une étape de translation. Des expériences complémentaires ont également été réalisées en utilisant une sonde bleue en focalisant le faisceau laser sur un cristal BBO pour générer la seconde initiale harmonique. Le choix de la longueur d'onde de la sonde influe sur les effets de détection [48].

II.4.3 Résultats préliminaires

La toute première publication qui illustre des résultats d'acoustiques picoseconde sur des échantillons d' As_3Te_3 sur un substrat de Saphir [45].

Une impulsion acoustique qui fait plusieurs allers retour au sein de la couche est générée à chaque réflexion à l'interface couche/substrat. Le temps d'un aller-retour dans la couche est égal à la période des oscillations. Contrairement aux cas de matériaux absorbants dont l'onde acoustique est générée dans ces matériaux par effet photonique, dans un matériau transparent cet effet est nul. Donc il est obligatoire d'ajouter une couche qui sert de transducteur ; pour générer l'impulsion d'habitude une fine couche ($\approx 10\text{nm}$) d'aluminium est déposée comme illustré sur la figure II.11.

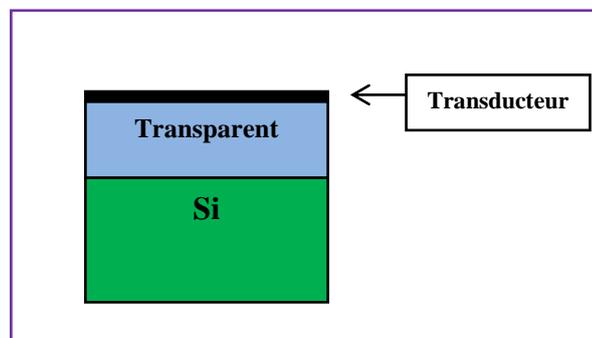


Figure II.11. Pour sonder un matériau transparent, on dépose un transducteur sur l'échantillon pour générer l'onde acoustique [49]

Dans tous les cas, la mesure repose sur l'hypothèse réalisée sur l'épaisseur du film mince. En effet on en déduit la valeur de la vitesse à partir de celle de l'épaisseur et du temps de vol puis celle de la densité est tiré de la vitesse, et enfin en arrive à l'atténuation de la densité. Pour la mesure d'épaisseur est réalisé grâce à une coupe MEB de l'échantillon ou par l'une des techniques de caractérisation.

Dans le cas des matériaux transparents, l'utilisant de la longueur d'ondes d'autres solutions. La première hypothèse propose de calculer la vitesse à partir de l'épaisseur [49] c'est l'application de la relation : $v = \lambda/2nT$ qui incite à utiliser n l'indice optique du matériau, T la période des oscillations Brillouin pour en mesurer la vitesse.

En présence d'une couche comme W/Si la réflexion de l'impulsion est favorisée par le rapport d'impédance entre les deux matériaux mais des fois un écho unique apparaît à cause de l'affaiblissement du contraste comme exemple, sur la figure II.12 on prend le cas d'une couche de Silice déposé sur Silicium, dont le coefficient de réflexion est de 0.2 qui fait apparaître un très faible écho situé vers 145 ps.

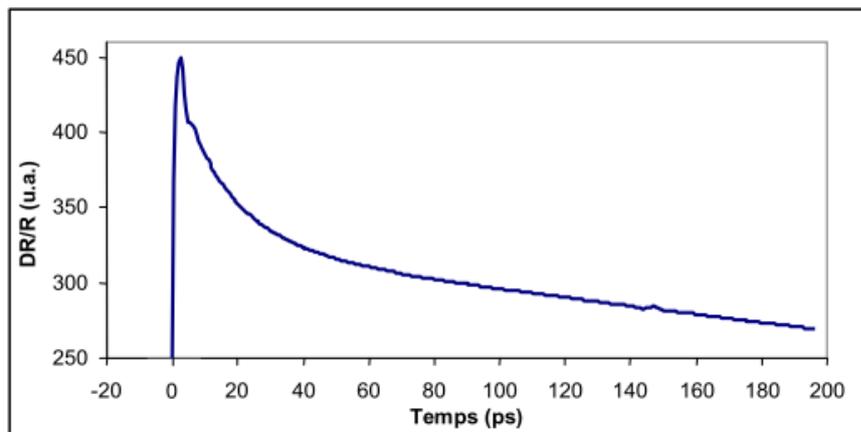


Figure II.12. Signal expérimental obtenu sur un échantillon Al(transducteur)/SiO₂/Si sondé à 800nm. On ne détecte qu'un écho très faible, issu de l'impulsion générée dans Al et ayant fait un aller-retour dans SiO₂ [50]

Pour l'échantillon Al/ SiO₂/ Si, l'étude de l'écho est remplacé par la détection Brillouin et en même temps elle enrichit le signal (Fig. II.13). Pour la silice basse fréquence est de 24ps. On compte un indice de 1.45 à 405 nm. Par application numérique on obtient 5.8 nm/ps. L'épaisseur de la silice est déduite du temps de démarrage du Brillouin haute fréquence correspondant au temps de la traversé de la couche de silice il commence à 72ps, et cela donne une épaisseur de 417 nm [50].

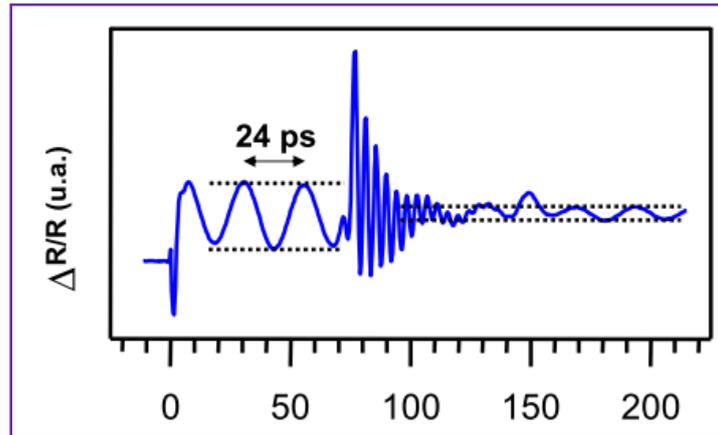


Figure II.13. Signal expérimental obtenu sur un échantillon de Al (transducteur)/ SiO₂/Si sondé à 402 nm. La flèche indique le démarrage de l'oscillation Brillouin du Si. Les pointillés permettent de visualiser le rapport d'amplitude des oscillations Brillouin de SiO₂ avant et après la réflexion de l'impulsion à l'interface SiO₂/Si [50]

Il est possible aussi d'utiliser le rapport d'amplitude de Brillouin du Si avant et après la réflexion de l'amplitude sur l'interface SiO₂/ Si. Le rapport est égal à 0.2 et qui est égale au coefficient de réflexion de l'interface. Une densité de la silice de 2330Kg/m³ est déduite d'après la vitesse et la densité du Si. Il est aussi possible d'appliquer cette méthode sur un ensemble de signaux obtenus à différentes longueurs d'ondes. L'échantillon étudié est celui de l'AlN/Mo/Si. En utilisant la technique d'ellipsométrie (Fig. II.14), on mesure tout d'abord l'indice optique du matériau transparent.

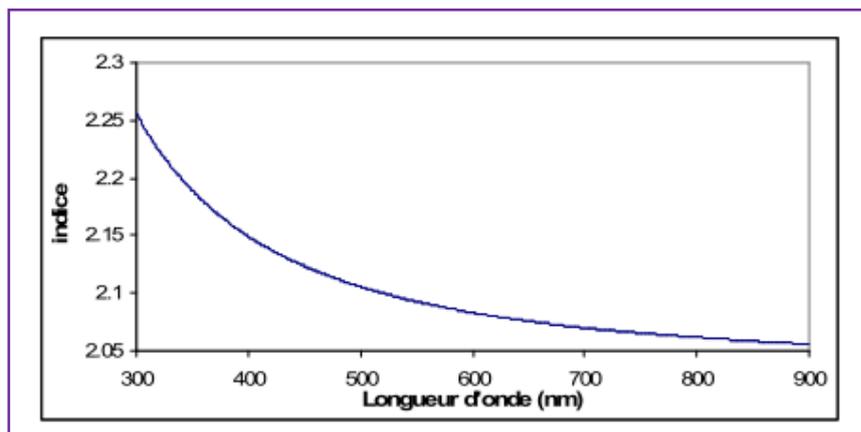


Figure II.14. Caractérisation de l'indice optique du nitrure d'aluminium entre 300 et 900 nm. Cette courbe est le résultat fourni par l'ellipsomètre.

La loi de Cauchy, et dans la gamme de la longueur concerné par l'étude cette dernière exprime la dépendance en longueur d'onde de l'indice du AlN

$$n(\lambda) = n_1 + \frac{n_2}{\lambda^2} + \frac{n_3}{\lambda^4} \quad (4)$$

n_1 , n_2 , n_3 sont les coefficients de Cauchy ajusté dans le but de reproduire la dispersion de l'indice optique.

La figure II.15 montre le signal expérimental obtenu sur l'échantillon de ITO (Indium Tin Oxide) / AlN / Mo, le fond thermique a été soustrait. Comme les deux premières couches de l'échantillon sont transparentes, le signal est très différent d'une échographie picoseconde effectuée sur un matériau absorbant. En effet, on peut remarquer des pas (vers 20, 80 et 125 ps), et des oscillations. Ces effets sont les traces de propagation acoustique d'impulsions dans les différentes couches de l'échantillon. La détection observée à 125 ps est appelée réflectivité, et elle est induite par une impulsion générée en Mo et détectée à l'interface ITO / AlN après un chemin à travers la couche AlN et un aller-retour dans la couche ITO.

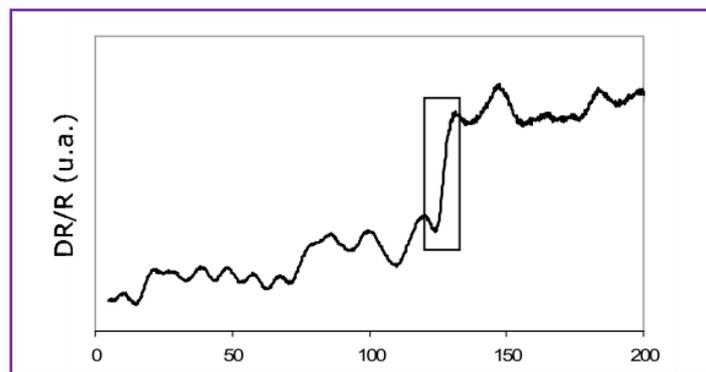


Figure II.15. Signal expérimental obtenu sur l'échantillon ITO / AlN / Mo, la structure en boîte est l'étape de réflectivité étudiée [51]

Le problème rencontré par la mesure de vitesse par oscillations Brillouin est le fait que pour la détermination de la période la précision est liée au nombre d'oscillations utilisées. Dans le cas des couches minces la durée des oscillations est limitée dans le temps. Un grand nombre de points de mesures est pris en compte pour assurer la mesure. Pour la mesure de la vitesse il faut tracer la période Brillouin en fonction de la longueur ce qui donne une vitesse de 11.06nm/ps pour le AlN [51]. En 2006 l'utilisation des sauts de réflectivité vient appuyer les capacités de la méthode pour l'étude des transparents [52]

II.4.4 Caractérisation des résonateurs BAW

Il existe plusieurs modèles à utiliser pour simuler le comportement des résonateurs :

- BVD (Butterworth Van-Dyke) [37]
- Mason [53]

Le modèle de BVD consiste en un circuit RLC, les paramètres de ses composants sont réglés de telle façon à reproduire la réponse électrique au voisinage de la résonance. Les concepteurs de circuit apprécié trop ce modèle mais il est trop délié de l'acoustique pour être un outil de prédiction efficace puisqu'il est trop peu précis. Un modèle 1D qui permet de simuler le comportement électrique des résonateurs électromécaniques a été proposé par Mason. Ce dernier se résume en un modèle électrique équivalent qui se base sur l'utilisation des lignes de transmission. Aux interfaces des couches les forces et vitesse de déplacement décrit le comportement acoustique. Pour ce Modèle, on considère la force comme une tension et la vitesse de déplacement comme un courant. Il est donc possible de représenter chaque couche de l'empilement par un quadripôle équivalent dont les coefficients dépendent des caractéristiques du matériau [54] :

- Epaisseur e
- Vitesse longitudinale v_1
- Densité ρ
- Atténuation α

Dans le cas d'une couche piézoélectrique, deux autres coefficients sont pris en considération pour modéliser le couplage électromécanique :

- La constante diélectrique à contrainte constante ϵ_{33}^s
- Le coefficient piézoélectrique e_{33}

Il est possible de diviser le schéma de la figure II.16 en deux parties :

- Une partie mécanique constituée des boites d'impédances
- Une partie électrique constituée de deux capacités

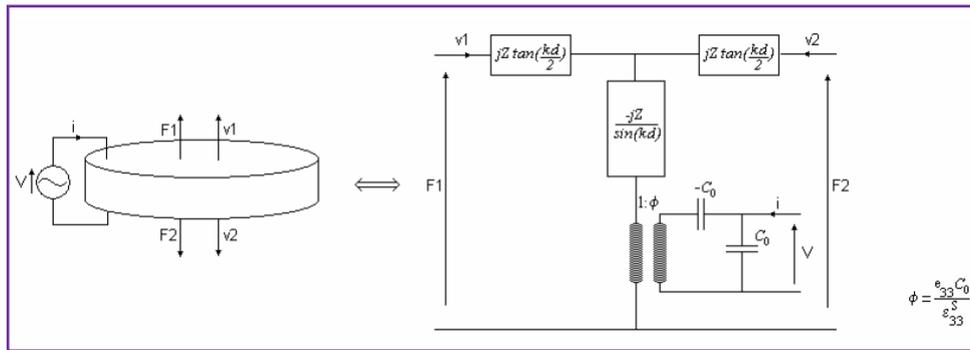


Figure II.16. Schéma électrique équivalent d'une couche piézoélectrique

Le transformateur représente le couplage électromécanique. La surface active est un autre paramètre géométrique, c'est la surface de recouvrement des électrodes qui se comporte comme une capacité dont le AIN est la couche isolante. Une seule information concernant une dimension transverse suffit puisque le modèle de Mason est 1D.

En considérant les différents quadripôles représentatifs des couches, il est alors possible de représenter un empilement (Fig. II.17), En utilisant les caractéristiques réelles des matériaux, ce modèle reproduit le comportement électrique du résonateur.

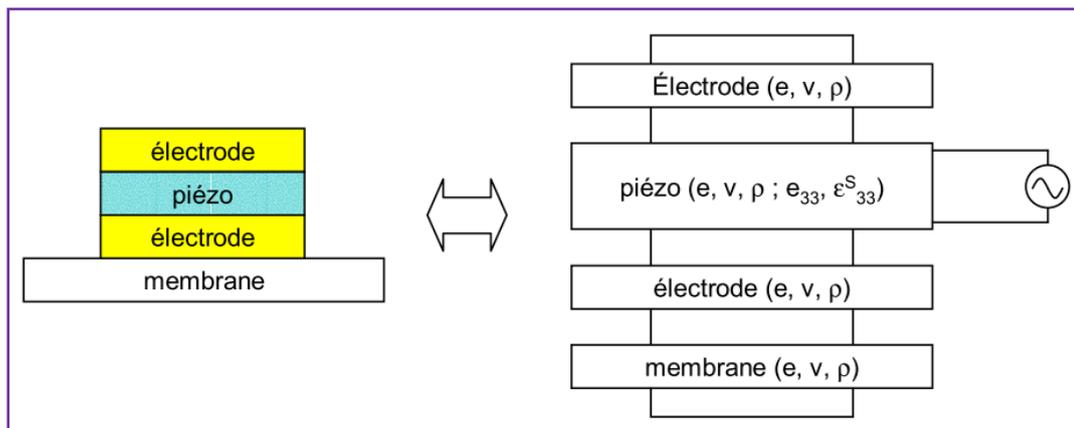


Figure II.17. Représentation Mason d'un résonateur de type FBAR

L'acoustique picoseconde a fait ces preuves plusieurs fois dans la caractérisation des résonateurs qui permet de mesurer la vitesse acoustique, l'épaisseur et la densité. En effet en se concentrant sur la modélisation on fait ressortir deux paramètres clés dépendant de ces 3 caractéristiques :

- Le délai acoustique e/v
- L'impédance acoustique $z = \rho v$

D'un autre côté, la technique d'acoustique picoseconde fait sortir deux paramètres principaux :

- Le temps de vol $t = e/v$ lié directement au délai acoustique
- Le coefficient de réflexion des interfaces $R = (z_1 - z_2)/(z_1 + z_2)$ où z_1 et z_2 sont les impédances acoustiques des deux matériaux constituant l'interface

En générale les valeurs de la vitesse acoustique, l'épaisseur et la densité sont intégrés dans le modèle après les avoirs déduits des mesures. Dans ce modèle, la réponse du dispositif est déterminée par les valeurs de e/v et z . Donc, En acoustique les quantités mesurés et les paramètres clés du modèle sont très proches. Les hypothèses utilisées lors de l'extraction de e , v et ρ peuvent conduire à des erreurs de mesures, pour les éviter il est préférable de se servir des mesures directes de t et z .

II.5 CONCLUSION

A travers ce chapitre, nous avons pu voir le principe de base sur lequel un résonateur à onde de volume s'appuie et cela en commençant tout d'abord par un rappel historique sur les résonateurs BAW depuis leurs premières utilisations.

Un résonateur BAW est basé sur l'utilisation d'un matériau piézoélectrique qui est déposé en sandwich entre deux électrodes métalliques et ce dernier se devise en deux types de structures, ou le résonateur peut être entièrement suspendu (FBAR ou TFR) ou bien son isolement s'établie via un empilement d'un miroir acoustique (SMR). Les deux types de résonateur FBAR et SMR possèdent des avantages et des inconvénients selon leurs performances électriques et mécaniques. La réponse fréquentielle de ce type de résonateur est constituée d'une résonance appelée résonance parallèle et d'une antirésonance nommé résonance série, et c'est à partir de cette réponse qu'il est possible de calculer le facteur de qualité du résonateur.

L'acoustique picoseconde colorée est une technique de caractérisation non destructive des matériaux déposés en couche minces, cette technique est basée sur l'utilisation d'un laser femtosecond qui sert à générer et à détecter des ondes acoustiques à très hautes fréquences, existant depuis les années 80, l'acoustique picoseconde colorée est considérée comme étant la technique la plus adaptée pour la caractérisation des résonateur BAW. En se basant sur

les relations données par l'acoustique picoseconde colorée et ceux de la piézoélectricité nous avons fondé notre programme de simulation et dont les résultats seront présentés dans le chapitre 3.

Chapitre III

Détermination des critères de choix des matériaux piézoélectriques via APC pour les applications des résonateurs BAW

III.1 INTRODUCTION

Il est important de signaler qu'avant tout, le résonateur BAW est un MEMS (Micro-Electro- Mecanical System) basé sur le principe de la mise en résonance mécanique de la structure. L'importance d'un outil de caractérisation est évidente. L'acoustique picoseconde est un outil de caractérisation non destructif qui permet le contrôle direct (acoustique) des caractéristiques du dispositif.

Dans ce chapitre, nous allons présenter les différents résultats obtenus via notre simulation numérique qui vise à déterminer les relations qui lient la constante de raideur, C_{33}^D , l'impédance acoustique, Z_l , ainsi que le coefficient de couplage électromécanique, k_t^2 , à la longueur d'onde de la sonde, λ_p , et la période des oscillations Brillouin, T , dans le cas de divers matériaux piézoélectriques.

III.2 METHODOLOGIE ET MATERIAUX UTILISES

En acoustique picoseconde colorée, et à une incidence normale l'expression de la vitesse acoustique est donnée en fonction de l'indice de réfraction, n , la longueur d'onde de la sonde λ_p et la période des oscillations Brillouin, T , [1]

$$v = \frac{\lambda_p}{2nT} \quad (\text{III.1})$$

La constante C_{33}^D est une constante appelée constante de raideur lorsque le déplacement électrique est constant, elle est caractéristique du mode longitudinal.

$$C_{33}^D = \rho v_L^2 \quad (\text{III.2})$$

La valeur de la constante de raideur propre au mode longitudinal peut aussi être exprimer en fonction de la vitesse acoustique longitudinale, la constante piézoélectrique, e_{33} , la permittivité diélectrique, ϵ_{33}^s , et la constante de raideur à champs constant, C_{33}^E , selon l'équation suivante [2,3] :

$$C_{33}^D = \frac{e_{33}^2}{\epsilon_{33}^s} + C_{33}^E \quad (\text{III.3})$$

La notion d'impédance acoustique définit le rapport entre les zones denses et une autre moins dense dans un solide par la célérité, ces zones résultent du déplacement vibratoire

des particules lors de la propagation des ondes ultrasonores. L'impédance acoustique est la somme de l'impédance du mode longitudinale (Z_L) et l'impédance du mode transversal (Z_T), et elle s'écrit sous une forme complexe. Dans notre étude on se concentre seulement sur l'impédance du monde longitudinale qui est donnée par [4] :

$$Z_L = \rho v_L = \sqrt{\rho C_{33}^D} \quad (\text{III.4})$$

Au début de notre travail, on a commencé par une étude statique qui vise à étudier l'effet de la variation de la constante de raideur et de l'impédance acoustiques en fonction du rapport $\frac{\lambda_p}{T}$ et cela pour les matériaux piézoélectriques présents dans le tableau.III.1

Tableau III.1. Propriétés des matériaux piézoélectriques rapides.

Matériaux	AlN	LiNbO ₃	GaN	KNbO ₃	Al ₂ O ₃	SrTiO ₃
Indice de réfraction	2.19 ⁵	2.28 ⁷	2.4 ¹⁰	2.35 ¹²	1.75 ¹⁴	2.4 ¹⁷
ρ (Kg/m³)	3260 ⁶	4644 ⁸	6150 ¹¹	4620 ¹³	3980 ¹⁵	5120 ¹⁸
V_L (m/s)	10800 ⁵	8600 ⁹	8040 ¹¹	7820 ¹³	11150 ¹⁶	8057 ¹⁹
C_{33}^D (GPa) Present Work	380	343	397	282	494	332

Tableau III.2 Propriétés des matériaux piézoélectriques moyens

Matériaux	Quartz	ZnO	PZT	LiTaO ₃	GeO ₂	BiFeO ₃	PbTiO ₃	PVDF
Indice de réfraction	1.54 ²⁰	2 ²²	2.23 ²⁴	2.18 ²⁷	1.65 ³⁰	2.6 ³¹	2.66 ³⁴	1.42 ³⁶
ρ (Kg/m³)	2200 ²¹	5605 ²³	7000 ²⁵	7450 ²⁸	4287 ³⁰	8340 ³²	6900 ³⁵	1700 ³⁷
V_L (m/s)	5970 ²¹	6400 ²³	4100 ²⁶	5667 ²⁹	5264 ³⁰	5379 ³³	5200 ³⁵	2400 ³⁶

III.3 ETUDE STATIQUE

III.3.1 Effets de la constante de raideur

Dans un premier lieu on a commencé par calculer toutes les valeurs de la constante de raideur des matériaux utilisés et cela en utilisant l'expression de l'équation III.2. Puis la valeur du rapport $\frac{\lambda_p}{T}$ a été calculée pour ces mêmes matériaux à partir de l'équation III.1.

Après avoir calculé toutes les valeurs de C_{33}^D et $\frac{\lambda_p}{T}$ nous avons essayé de les regrouper dans un seul et même graphe dans le but d'étudier l'effet de la variation du rapport $\frac{\lambda_p}{T}$ selon la variation de la valeur de la constante de raideur le résultat obtenus est illustré dans la figure III.1

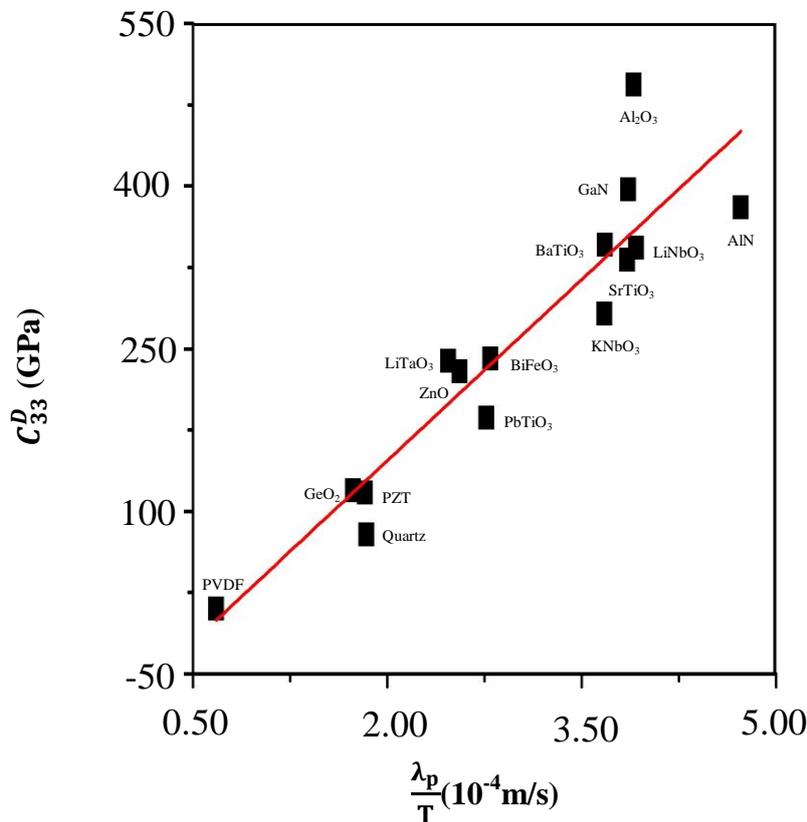


Figure III.1. Variation de la constante de raideur C_{33}^D en fonction de $\frac{\lambda_p}{T}$ pour divers matériaux piézoélectriques

La figure III.1 représente l'évolution de la constante de raideur en fonction du rapport λ_p/T . Nous constatons que les matériaux possédants une faible constante de raideur, leur caractérisation nécessite de faibles longueurs d'onde et une période de Brillouin élevée.

Par contre, pour ceux possédant une valeur de C_{33}^D élevée, la valeur de λ_p est importante mais la période de Brillouin est faible. Notons que dans le cas de l'AlN, réputé comme étant un matériau de choix pour les résonateurs performants, la valeur de λ_p est de l'ordre de 700 nm. Ainsi, comme une première conclusion, on peut penser de considérer des matériaux dont la valeur de la longueur d'onde reste de cet ordre de grandeur. Nous citons particulièrement: le SrTiO₃, BaTiO₃, Al₂O₃, LiNbO₃ et le GaN. Par ailleurs, il est évident que l'évolution de la contrainte de raideur des différents matériaux piézoélectriques en fonction du rapport λ_p/T suit une tendance linéaire. Afin de mieux quantifier cette linéarité, nous avons utilisé une méthode d'optimisation. Le résultat obtenu est représenté en ligne continue (—) sur la figure III.3 et l'équation correspondante est la suivante :

$$C_{33}^D \text{ (GPa)} = 0.011 \frac{\lambda_p}{T} - 66 \quad \text{(III.5)}$$

L'importance de la relation (III.5) réside dans sa double fonction. Pour un matériau donné: (i) connaissant la longueur d'onde utilisée, il devient possible de calculer la valeur de la période des oscillations de Brillouin et par la suite, la déduction de la valeur de la masse volumique, l'indice de réfraction ou même la vitesse acoustique et (ii) il devient facile d'optimiser les paramètres de l'acoustique picoseconde pour de meilleures précisions.

III.3.2 Effet de l'impédance acoustique

En second partie de l'étude statique, nous nous sommes concentrés aussi sur l'étude de l'impédance acoustique qui est un paramètre important dans la réalisation des résonateur BAW. Nous avons procédé de la même manière que pour la constante de raideur, donc pour tous les matériaux que nous avons utilisés précédemment nous avons calculé la valeur de l'impédance acoustique en utilisant l'expression de l'équation III.4 puis nous avons tracé la courbe qui exprime la variation de la valeur de l'impédance acoustique en fonction de $\frac{\lambda_p}{T}$ déjà calculé auparavant. La courbe obtenue est représenté sur la figure III.2.

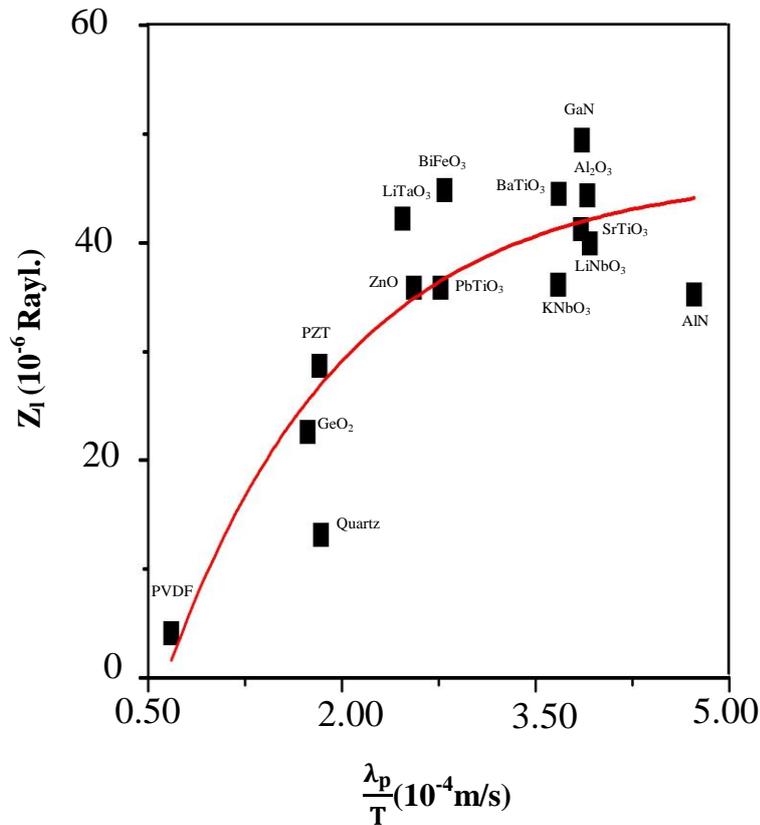


Figure III.2. Variation de l'impédance Z_1 en fonction de $\frac{\lambda_p}{T}$ pour divers matériaux piézoélectriques

La valeur de la longueur d'onde de la sonde varie proportionnelle avec la valeur de Z_1 puisque plus l'impédance est importante plus la valeur de λ_p utilisée lors des caractérisations de la couche doit être élevée. Nous remarquons aussi que pour des valeurs de λ_p/T supérieur à 25000 m/s les valeurs des impédances sont très proche. Dans cette gamme on trouve divers matériaux au voisinage du matériau de AlN tel que LiNbO₃, Al₂O₃, KNbO₃, ZnO, LiTaO₃, BiFeO₃ et PbTiO₃ dont les valeurs de l'impédance acoustique sont les plus proche du celle du AlN. La variation représentée dans la figure.III.4 est d'une tendance exponentielle et l'équation qui la représente est :

$$Z_1 (MRayl) = -73.33 \exp\left(\frac{\lambda_p}{1,4 \cdot 10^4 T}\right) + 46.55 \quad (\text{III.6})$$

Donc, pour le cas du Z_1 le choix du matériau est vaste contrairement à la constante de raideur, ce qui rend le choix un peu difficile donc pour plus de précision et pour bien démontrer les limites des gammes à étudier des différents caractéristiques qu'il faut prendre en considération, nous avons décidé de faire une étude dynamique qui vise à étudier la partie imaginaire de trois constante importantes dans le choix du matériau piézoélectrique pour la fabrication des résonateur BAW et qui sont : la constante de raideur, l'impédance acoustique et le coefficient de couplage électromécanique.

III.4 ETUDE DYNAMIQUE

Après l'étude statique, nous avons voulu aller plus loin, pour enrichir d'avenage notre travail on a suggéré une seconde étude, cette fois ci dynamique. Un matériau piézoélectrique est aussi un matériau diélectrique. L'atténuation des ondes électromagnétiques est quantifiée par la tangente de l'angle de pertes diélectriques, $\tan\delta$, D'un point de vue pratique, elle définit une permittivité complexe dont la partie imaginaire est fonction de la tangente de l'angle de pertes [38, 39]:

$$\varepsilon = \varepsilon' + \varepsilon''i = \varepsilon_r \varepsilon_0 (1 - i \tan\delta) \quad (\text{III.7})$$

avec $\tan\delta = \sigma / \omega \varepsilon_{33}^s$, et $\varepsilon_{33}^s = \varepsilon_0 \varepsilon_r$; où ω est la fréquence angulaire, $\tan\delta$ est la tangente des pertes diélectriques due à la conductivité, σ , et ε_{33}^s est la permittivité du matériau suivant la direction 3 qui est l'axe perpendiculaire à surface du résonateur, donc l'équation III.7 peut être écrite comme suit :

$$\varepsilon = \varepsilon_{33}^s (1 - i \tan\delta) \quad (\text{III.8})$$

En introduisant l'expression complexe de la permittivité diélectrique dans l'expression de la constante de raideur, l'impédance acoustique et le coefficient de couplage électromécanique nous obtenons une forme complexe à ces trois dernières constantes dont la partie imaginaire dépend de la fréquence f :

$$C_{33}^D = \frac{e_{33}^2}{\varepsilon_{33}^s (1 - \frac{\sigma}{(\varepsilon_{33}^s 2\pi f)} i)} + C_{33}^E \quad (\text{III.9})$$

$$Z_l = \sqrt{\rho \left(\frac{e_{33}^2}{\varepsilon_{33}^s (1 - \frac{\sigma}{(\varepsilon_{33}^s 2\pi f)} i)} + C_{33}^E \right)} \quad (\text{III.10})$$

D'un autre côté les trois formules obtenues sont dépendants de la fréquence d'utilisation ; donc nous avons proposé d'étudier l'effet de la variation de la fréquence sur ces trois constantes.

La gamme de fréquence que nous avons utilisée s'étend sur [1GHz→3GHz]. Le choix de cette gamme de fréquence est dicté par le domaine de fonctionnement des résonateurs

BAW. Nous avons aussi constaté que la partie réelle de chaque constante n'était pas influé par la variation de la fréquence contrairement à celle de la partie imaginaire qui prend différentes valeurs en fonction de la fréquence appliquée. Donc, et pour cette raison notre concentration c'est portée sur l'étude de la partie imaginaire des trois constantes.

Pour chaque matériau utilisé :

- ✓ nous avons établi un programme qui permet de donner les valeurs de la partie réelle et imaginaire de chaque constante et cela pour chaque valeur de fréquence utilisée, l'organigramme qui regroupe les étapes des simulations est illustré sur la figure III.3.
- ✓ Ensuite nous avons tracé la variation des parties imaginaire des trois constantes en fonction de la tangente des pertes pour chaque matériau piézoélectrique dans le but de trouver une relation qui relie la partie imaginaire de C_{33}^D et de Z_L et k_t^2 à la tangente des pertes et pour voir s'il est possible de donner une formule universelle pour le reste des matériaux piézoélectriques.
- ✓ Et enfin nous avons tracé les courbes qui expriment l'effet de la variation du rapport $\frac{\lambda_p}{T}$ sur la partie imaginaire de la constante de raideur, l'impédance acoustique et le coefficient de couplage électromécanique pour la détermination de l'équation qui caractérise ces courbes.

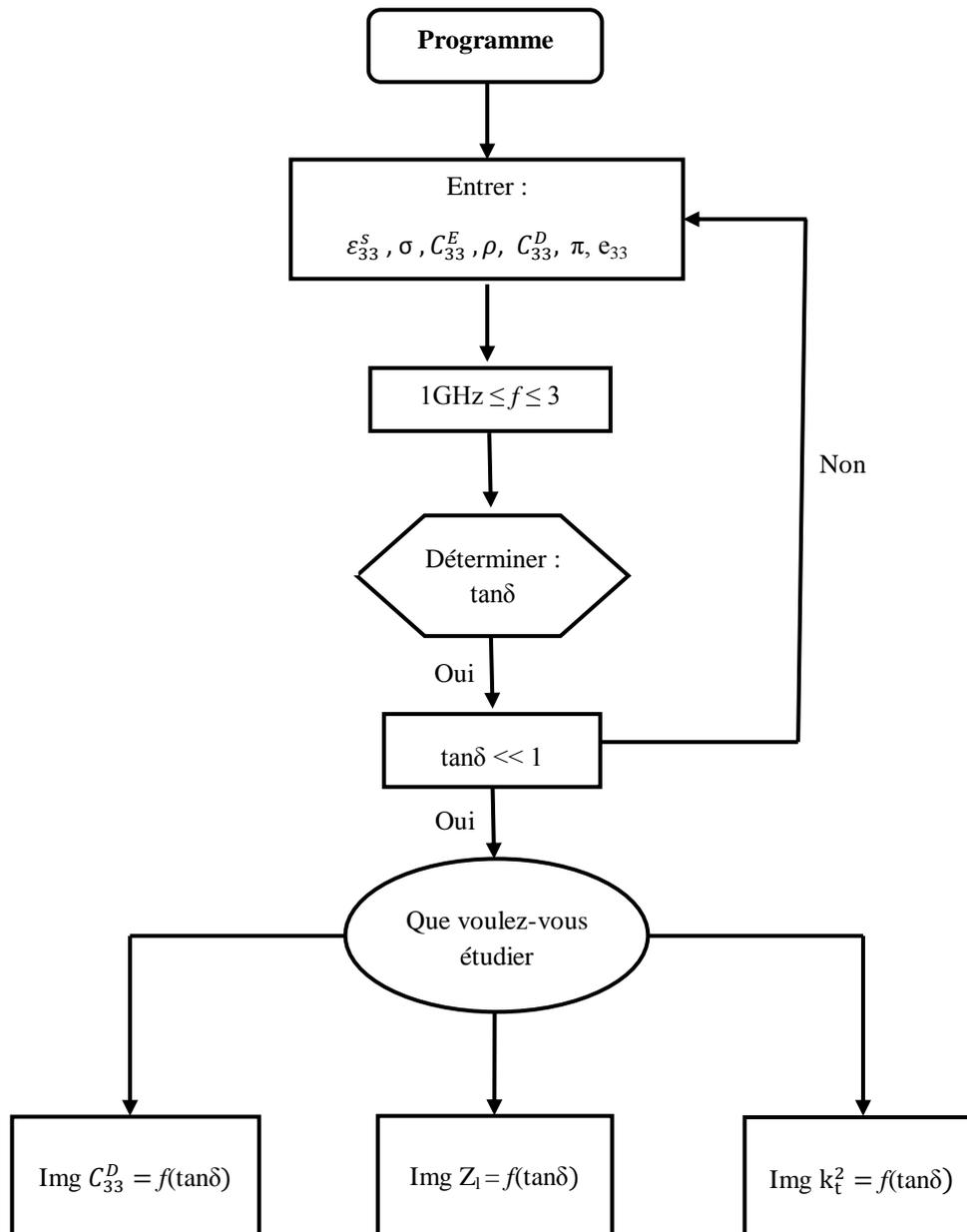


Figure III.3. Organigramme du programme Matlab

III.4.1 Influence de $\tan\delta$ sur la constante de raideur

L'étude de l'effet des pertes mécaniques sur la contrainte de raideur a été menée via les variations de la partie imaginaire de C_{33}^D (relation III.9) en fonction de la tangente des pertes diélectrique. Nos investigations ont porté sur tous les matériaux piézoélectriques cités dans les tableaux III.1 et III.2 et dans une gamme de fréquence variant entre 1kHz et 3 kHz.

La figure III.4 représente un exemple type de ces variations obtenues dans le cas de: l'AlN, LiNbO₃ et LaTiO₃.

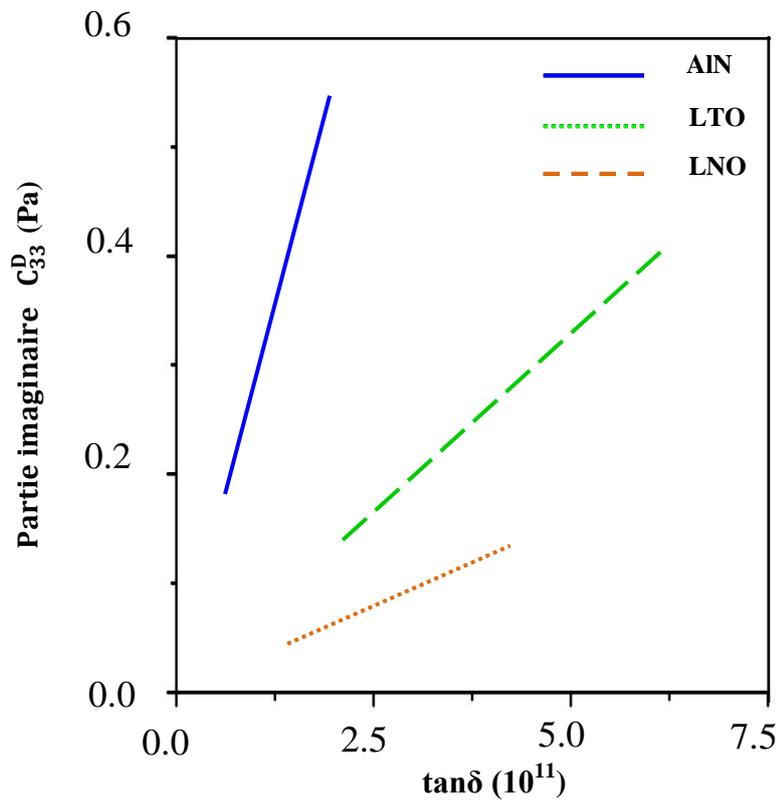


Figure III.4. Variation de la partie imaginaire de la constante de raideur en fonction de la tangente des pertes pour l'AlN, LiNbO₃ et LiTaO₃

Nous remarquons que pour les trois matériaux, la partie imaginaire de la constante de raideur, $\text{Im}g C_{33}^D$, évolue selon une droite qui passe par l'origine et de pente positive, caractéristique de chaque matériau. Autrement dit, elle augmente avec l'augmentation de la valeur de $\tan \delta$ selon l'équation suivante :

$$\text{Im}g C_{33}^D = A \tan \delta \quad (\text{III.11})$$

où A est une constante caractéristique de chaque matériau ; dans le cas de l'AlN: $A = 2.85 \cdot 10^{10}$ Pa. Le même résultat a été obtenu pour les autres matériaux piézoélectriques. Ainsi, l'utilisation des graphes $\text{Im}g C_{33}^D = f(\tan \delta)$ permet la détermination des valeurs des pentes, A, des différents matériaux étudiés.

D'autre part, à partir de l'équation (III.9), il est facile de noter que la partie imaginaire de C_{33}^D est:

$$\text{Img } C_{33}^D = \frac{e_{33}^2 \tan \delta}{\epsilon_{33}^s (1 + \tan^2 \delta)} \quad (\text{III.12})$$

Or pour les matériaux piézoélectriques à faible conductivité électrique, la valeur de $\tan \delta$ varie généralement entre de 10^{-20} et $0.5 \cdot 10^{-6}$ dont le carré peut être aisément négligé devant 1. Ainsi, la relation (III.12) devient :

$$\text{Img } C_{33}^D = \frac{e_{33}^2}{\epsilon_{33}^s} \tan \delta \quad (\text{III.13})$$

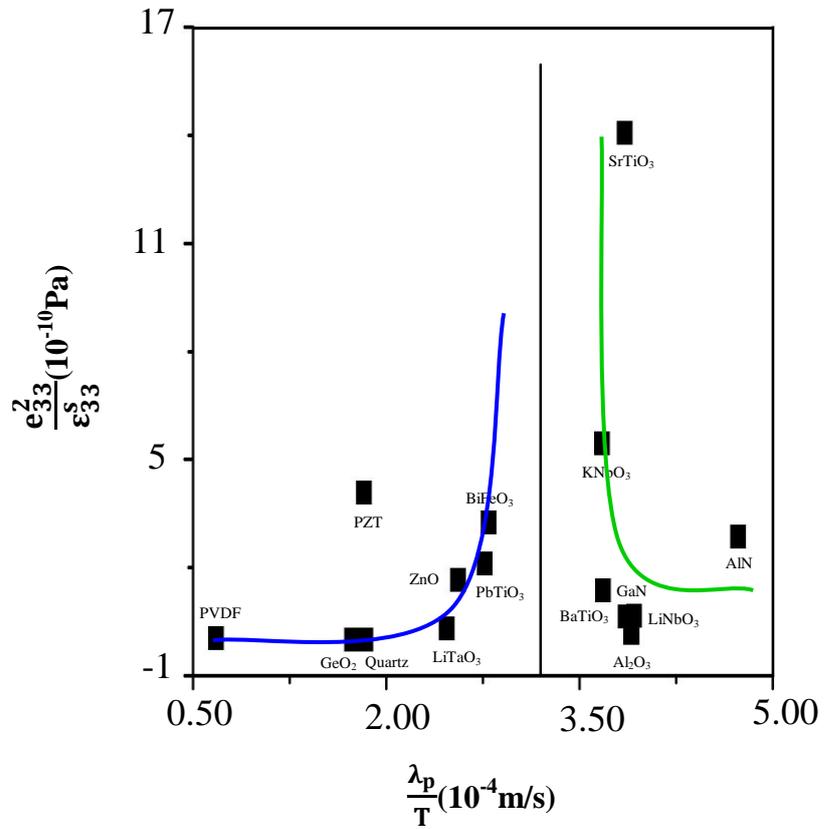
Ainsi, nous pouvons conclure que la pente, de la courbe $\text{Img } C_{33}^D = f(\tan \delta)$ pour un matériau donné, dépend de sa constante piézoélectrique et de sa permittivité diélectrique. Ce résultat est très important ; car la détermination graphique de la pente $e_{33}^2 / \epsilon_{33}^s$ à partir de la figure III.4, conduit à l'obtention de l'une des constante e_{33}^2 ou ϵ_{33}^s .

Afin d'enrichir nos investigations, nous avons pensé à établir une relation liant les deux grandeurs (e_{33}^2 et ϵ_{33}^s). Ainsi, nous représentons sur la figure III.5 les valeurs des pentes déterminées et qui sont également celles du rapport $e_{33}^2 / \epsilon_{33}^s$ en fonction de λ_p / T .

En regroupant toutes les pentes dans une même et seule courbe, nous avons constaté qu'il été possible d'envisager deux possibilités pour la tendance de la variation du rapport $e_{33}^2 / \epsilon_{33}^s$ en fonction de λ_p / T .

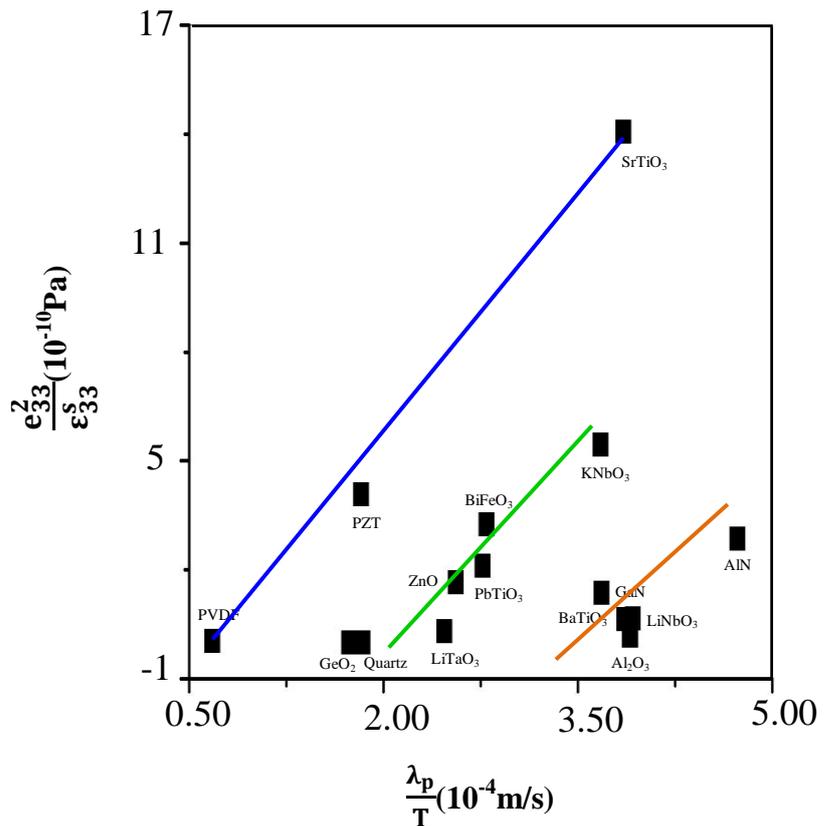
La première déduction que nous avons fait est que les valeurs des pentes des matériaux peuvent être regrouper sur deux régions, la première région est limitée par $\lambda_p / T \in [500 \text{ m/s} \rightarrow 3200 \text{ m/s}]$ est dans laquelle nous remarquons que la valeur du rapport $e_{33}^2 / \epsilon_{33}^s$ augmente avec une tendance exponentielle avec l'augmentation de λ_p / T mais cela en négligeant la pente du PZT, contrairement à la deuxième région qui s'étale sur $\lambda_p / T \in [3200 \text{ m/s} \rightarrow 5000 \text{ m/s}]$ et dans laquelle nous pouvant marquer une décroissance exponentielle du rapport $e_{33}^2 / \epsilon_{33}^s$ en fonction de λ_p / T .

Figure III.5. Evolution du rapport $\frac{e_{33}^2}{\epsilon_{33}^s}$ en fonction de $\frac{\lambda_p}{T}$ pour des matériaux piézoélectriques



La deuxième suggestion, plus logique, est celle où nous avons mis en avant la tendance linéaire de la variation de $e_{33}^2 / \epsilon_{33}^s$ en fonction de λ_p/T (Fig. III.6).

Figure III.6. Evolution du rapport $\frac{e_{33}^2}{\epsilon_{33}^s}$ en fonction de $\frac{\lambda_p}{T}$ pour des matériaux piézoélectriques



Dans ce cas nous avons constaté l'existence de trois régions. La difficulté que nous avons rencontrée est dans la détermination des limites de chaque région, pour ce faire nous avons négligé les pentes de quelques matériaux et nous avons présenté dans la figure III.7 la courbe finale obtenue.

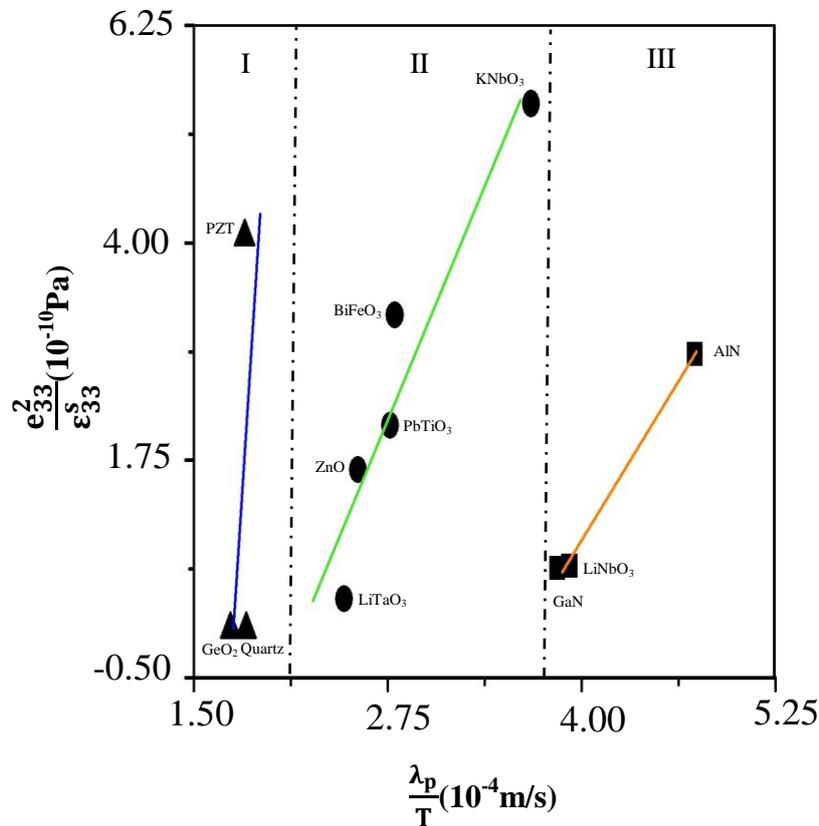


Figure III. 7. Evolution du rapport $\frac{e_{33}^2}{\epsilon_{33}^S}$ en fonction de $\frac{\lambda_p}{T}$ pour des matériaux piézoélectriques

D'après la figure III.7, les limites des trois régions sont comme suite :

- Région I : $\frac{\lambda_p}{T} < 2,125 \cdot 10^4 \text{ m/s}$
- Région II : $2,125 \cdot 10^4 \text{ m/s} < \frac{\lambda_p}{T} < 3,7 \cdot 10^4 \text{ m/s}$
- Région III : $\frac{\lambda_p}{T} > 3,7 \cdot 10^4 \text{ m/s}$

Notons que le nombre de matériaux particulièrement des régions I et III est très restrictif. Afin d'enrichir nos investigations et améliorer les précisions, nous avons pensé à introduire l'idée de matériaux fictifs. Les grandeurs : indice de réfraction, masse volumique et vitesse acoustique longitudinale de ces matériaux sont regroupées dans le tableau III.3. Elles ont été choisies de telle sorte que les valeurs respectives des rapports λ_p/T et e_{33}^2/ϵ_{33}^S

correspondantes à chaque matériau fictif introduit, se positionnent afin d'occuper les points vacants. Ainsi, les valeurs de ρ , n et v_L devraient être situées entre celles de deux matériaux réels tout en respectant la condition des rapports (λ_p/T et e_{33}^2/ϵ_{33}^S) citée ultérieurement.

Tableau.III.3 : propriétés des matériaux fictifs.

Matériaux Fictifs	M1	M2	M3	M4	M5	M6	M7	M8
Indice de réfraction	1.7	1.6	2.1	2.3	2.4	2	2.2	2.3
(Kg/m ³)	4000	3600	6000	5200	6000	3470	4420	4600
V _L (m/s)	5300	5700	5400	6900	7100	11100	9100	9200

La figure III.8 illustre la courbe obtenue après l'addition des matériaux fictifs

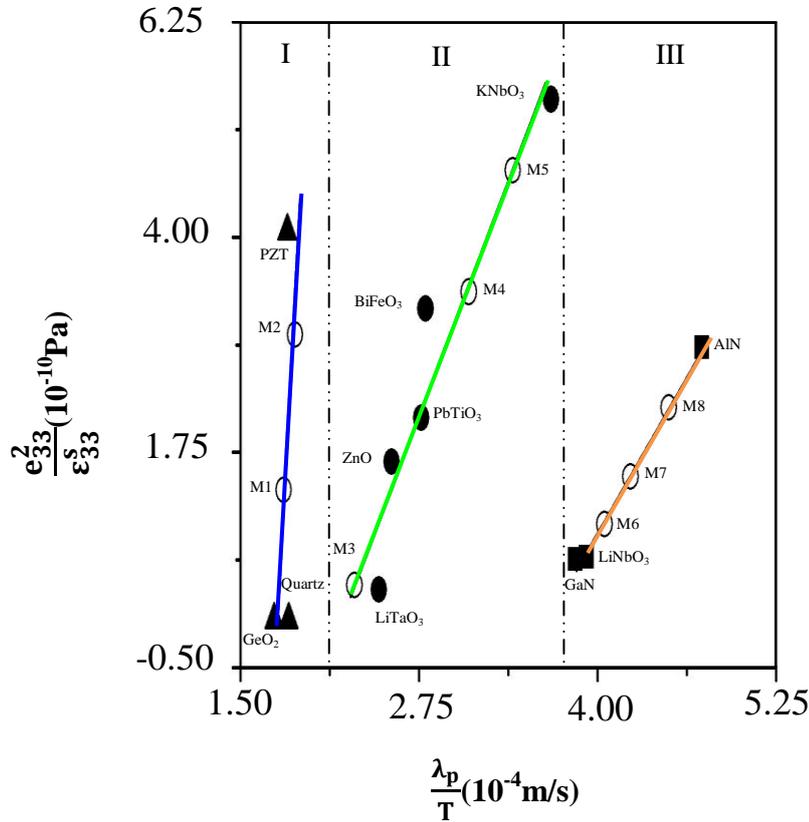


Figure III.8. Evolution du rapport $\frac{e_{33}^2}{\epsilon_{33}^S}$ en fonction de $\frac{\lambda_p}{T}$ pour divers matériaux piézoélectriques

La figure.III.8, montre que dans chacune des régions, les valeurs de e_{33}^2/ϵ_{33}^S suivent une croissance linéaire de la forme :

$$\frac{e_{33}^2}{\epsilon_{33}^S} = a \frac{\lambda_p}{T} - b \tag{III.14}$$

Le tableau III.4 regroupe les valeurs des deux constantes a et b, pour chaque région.

Tableau III. 4. Les valeurs déduites de a et b

Région	$\frac{\lambda_p}{T}$ (m/s)	a	b
I	< 2000	$17.50 \cdot 10^6$	$3.30 \cdot 10^{11}$
II	[2000 - 37000]	$3.80 \cdot 10^6$	$8.30 \cdot 10^{10}$
III	> 37000	$2.60 \cdot 10^6$	$9.40 \cdot 10^{10}$

C'est dans la troisième région que sont positionnés les matériaux dont les constantes de raideurs sont les plus élevées ($C_{33}^D > 340$ GPa). Comme, pour la partie imaginaire de la constante de raideur, nous retrouvons le LiNbO₃ et le GaN à côté de l'AlN.

De plus, les applications hautes fréquences des composants BAW nécessitent l'utilisation de matériaux rapides, caractérisés par des vitesses acoustiques élevées, il paraît que cette région reste la meilleure à prendre en considération. D'autre part, la figure III.8 nous permet de prédéfinir la condition sur le rapport $e_{33}^2 / \epsilon_{33}^S$ dans le choix du matériau et ce dernier doit varier entre $0.173 \cdot 10^{10}$ GPa et $2.85 \cdot 10^{10}$ GPa avec un rapport $\frac{\lambda_p}{T} > 3,7 \cdot 10^{+4}$ m/s.

III.4.2 Influence de $\tan\delta$ sur l'impédance acoustique

En intégrant la formule complexe de la permittivité diélectrique dans la formule de l'impédance acoustique on en fait sortir une partie imaginaire à cette constante qui dépend de la tangente des pertes la figure.III.9 illustre l'effet de la variation de la partie imaginaire de l'impédance acoustique en fonction de la tangente des pertes pour le AlN, LiNbO₃ et LaTiO₃.

D'après la figure III.9 et dans le cas des trois matériaux, la valeur de la partie imaginaire de l'impédance acoustique varie linéairement en fonction de $\tan\delta$ dont l'équation s'écrit comme suite :

$$\text{Im}Z_1 = a \tan\delta \quad (\text{III.15})$$

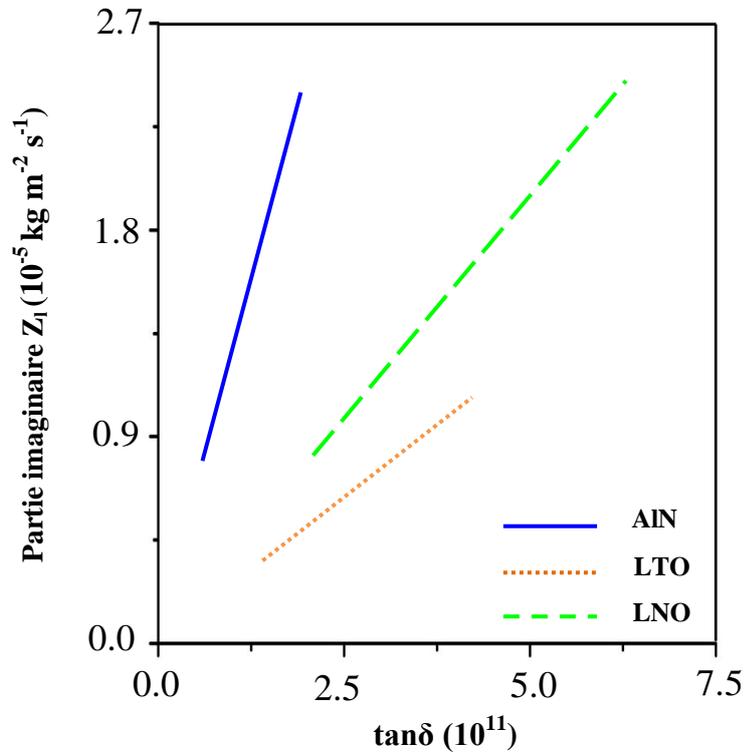


Figure III.9. Variation de la partie imaginaire de Z_1 en fonction de la tangente des pertes pour les trois matériaux d'AlN, LiNbO₃ et LiTaO₃

En traçant la même variation dans le cas des autres matériaux réels et fictifs le même résultat est obtenu, la différence trouvée est dans la valeur de la pente qui change selon le matériau choisi pour lier ce changement de pente à la longueur d'onde de la sonde et donner une formule générale nous avons tracé sur la figure III.10 les valeurs de toutes les pentes obtenues lors de nos calculs en fonction de λ_p/T .

On remarque que les valeurs des pentes sont réparties en trois régions, dans ces régions la variation est d'une tendance linéaire et son équation est de la forme suivante :

$$\text{Pente} = A \frac{\lambda_p}{T} + B \quad (\text{III.16})$$

Le tableau regroupe les valeurs des constantes de l'équation (18) dans les trois régions :

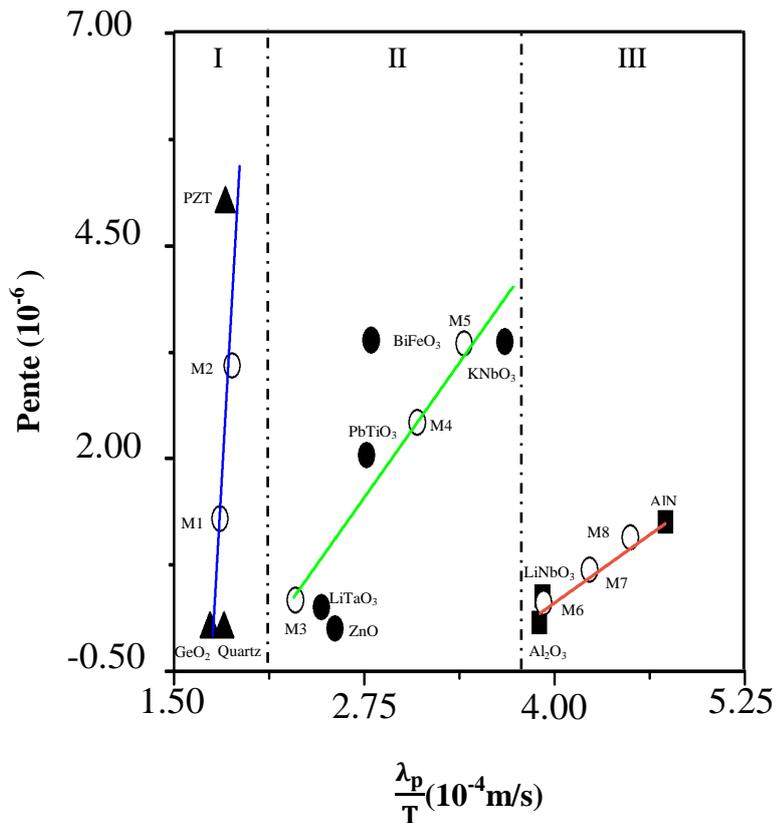


Figure III.10. Variation de la pente de l'impédance Z en fonction de $\frac{\lambda_p}{T}$ pour divers matériaux piézoélectriques (\circ matériau fictif)

Tableau. III.5 : les valeurs déduites de A et B

Région	$\frac{\lambda_p}{T}$ (m/s)	A	B
I	[17371 → 18388]	$2.97 \cdot 10^3$	$-5.18 \cdot 10^7$
II	[22680 → 36754]	$2.5 \cdot 10^2$	-5.3310^6
III	[37128 → 47304]	$1.25 \cdot 10^2$	$-4.7 \cdot 10^6$

Dans le cas de l'impédance acoustique z_L les pentes qui en résulte se répartissent dans les même régions de λ_p/T que celles de la constante de raideur, si nous nous concentrons sur la gamme où se situe la valeur de la pente du matériau d'AlN nous allons retrouver les deux matériaux LiNbO_3 et Al_2O_3 ce qui permet de maitre la limite de variation de cette pente et qui est de $[0.07 \cdot 10^6 \rightarrow 1.25 \cdot 10^6]$.

III.4.3 Influence de $\tan\delta$ sur le coefficient de couplage électromécanique

Les matériaux piézoélectriques se caractérisent par un coefficient de couplage électromécanique qui représente le rapport entre la valeur de l'énergie transformée et l'énergie fournie, il définit la capacité du piézoélectrique à transformer l'énergie électrique [40] :

$$k_t^2 = \frac{e_{33}^2}{C_{33}^D \epsilon_{33}^S} \quad (\text{III.17})$$

Etant donné son importance dans le choix du matériau lors de la fabrication des résonateurs BAW, nous nous sommes intéressés à ce coefficient de couplage électromécanique dont le but est d'établir une relation qui le lie à la longueur d'onde de la sonde. L'introduction de la forme complexe de la permittivité diélectrique dans la relation (III.17) permet d'obtenir :

$$k_t^2 = \frac{e_{33}^2}{C_{33}^D \epsilon_{33}^S \left(1 - \frac{\sigma}{(\epsilon_{33}^S 2\pi f)} i\right)} \quad (\text{III.18})$$

Sur la figure III.11, nous avons représenté la variation de la partie imaginaire de k_t^2 en fonction de la tangente des pertes pour le AlN, LiTaO₃ et LiNbO₃. Cette figure montre une parfaite linéarité dans le cas des trois matériaux piézoélectrique, donc nous avons la possibilité d'écrire l'équation qui définit $\text{Im}g k_t^2 = f(\tan\delta)$:

$$\text{Im}g k_t^2 = a \tan\delta \quad (\text{III.19})$$

Le même résultat a été obtenu dans le cas de tous les matériaux utilisés. Pour compléter notre étude, nous avons illustré sur la figure III.12 l'effet du changement de la pente de $\text{Im}g k_t^2$ en fonction de $\tan\delta$.

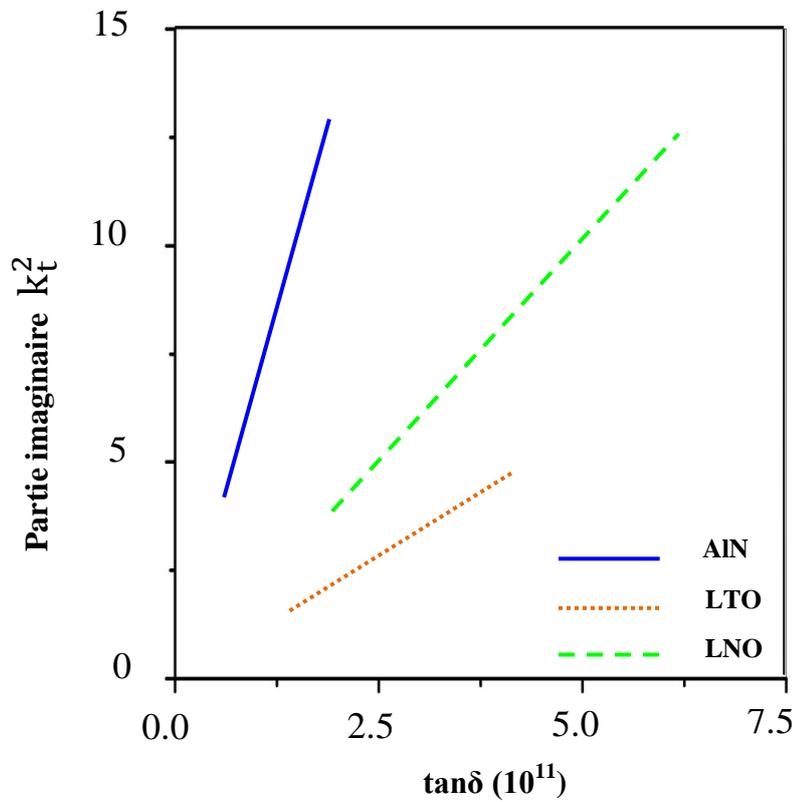


Figure III.11. Variation de la partie imaginaire de k_t^2 en fonction de la tangente des pertes pour les trois matériaux d'AlN, LiNbO₃ et LiTaO₃

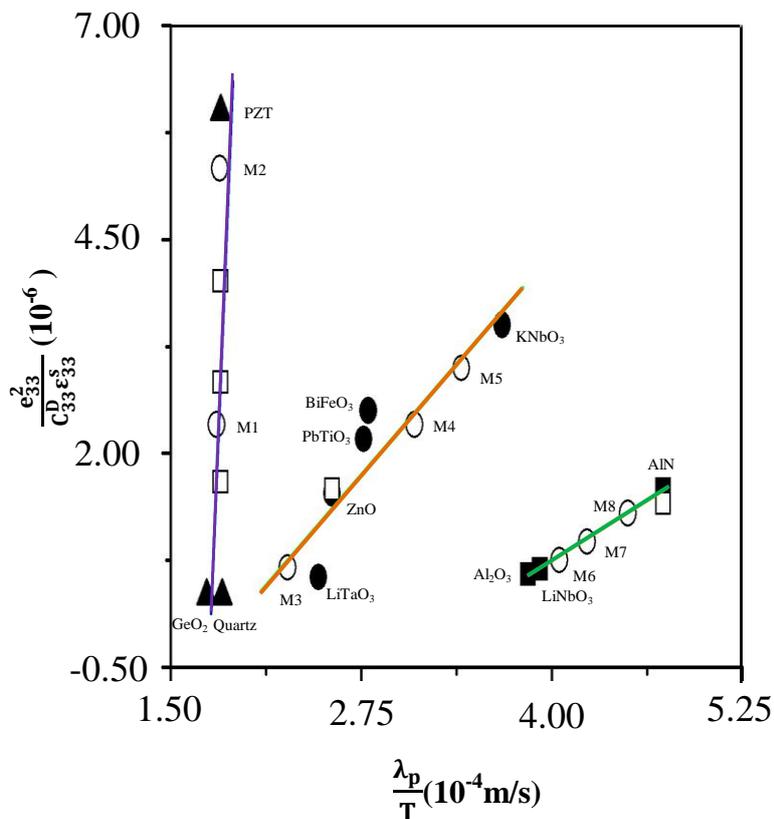


Figure III.12. Variation de la pente du coefficient de couplage électromécanique k_t^2 en fonction de $\frac{\lambda_p}{T}$ pour divers matériaux piézoélectriques (\circ matériau fictif, \square tirée de la littérature)

On remarque la même répartition des trois régions de λ_p/T déjà trouvé précédemment dans le cas de $\text{Im}gC_{33}^D$ et $\text{Im}g Z_1$. dans ces régions on constate qu'il existe une relation d'ordre linéaire qui exprime la courbe de $\frac{e_{33}^2}{C_{33}^D \epsilon_{33}^s} = f(\tan\delta)$. Par ailleurs, nous procédons comme pour la constante de raideur et en considérant l'inégalité : $1 \gg \tan^2\delta$, on obtient :

$$k_t^2 = \frac{e_{33}^2}{C_{33}^D \epsilon_{33}^s (1+\tan^2\delta)} + i \frac{e_{33}^2 \tan\delta}{C_{33}^D \epsilon_{33}^s (1+\tan^2\delta)} \quad (\text{III.20})$$

Et par conséquent, la partie imaginaire de k_t^2 , $\text{Im}g k_t^2$, sera donnée par :

$$\text{Im}g k_t^2 = \frac{e_{33}^2}{C_{33}^D \epsilon_{33}^s} \tan\delta \quad (\text{III.21})$$

Il est clair que $\text{Im}gk_t^2$, évolue en fonction de la tangente des pertes diélectriques selon une droite de pente, égale à $\frac{e_{33}^2}{C_{33}^D \epsilon_{33}^s}$. A titre d'exemple, pour le ZnO, la partie imaginaire prend la forme : $\text{Im} k_t^2 = 0.079 \tan\delta$. Ce résultat est en bon accord avec celui donnée par la littérature : 0.075 [41].

III.5 NOUVELLE APPROCHE

L'intérêt des relations établies (III.13) et (III.21) réside dans leur double fonction. Tout d'abord, leur utilisation permet l'optimisation des paramètres de l'acoustique picoseconde pour de meilleures précisions. De plus, pour un matériau donné, leur combinaison permet de déterminer ses caractéristiques à savoir : la constante de raideur, C_{33}^D , la masse volumique, ρ , l'indice de réfraction, n et la vitesse acoustique longitudinale, v_L .

III.5.1 Détermination de constante de raideur

La méthode à proposer consiste à combiner l'équation (III.13) et (III.21) pour obtenir la constante de raideur :

$$C_{33}^D = \frac{\text{Pente du graphe } \text{Im}g C_{33}^D = f(\tan\delta)}{\text{Pente du graphe } \text{Im}g k_t^2 = f(\tan\delta)} \quad (\text{III.22})$$

A titre d'exemple, nous prenons le cas du matériau LiNbO_3 :

On a : - La pente du graphe $\text{Img } C_{33}^D = f(\tan\delta)$ est égale à $0.65 \cdot 10^{10}$ Pa

- La pente du graphe $\text{Img } k_t^2 = f(\tan\delta)$ est égale à 0.019

Donc :

$$C_{33}^D = \frac{0.65 \cdot 10^{10}}{0.019} = 342 \text{ GPa} \quad (\text{III.23})$$

Une fois C_{33}^D déterminé, l'utilisation de la relation (III.5) permet de calculer la valeur du rapport λ_p/T .

$$\frac{\lambda_p}{T} = \frac{C_{33}^D + 66}{1.04 \cdot 10^{-2}} = 39230 \text{ m/s} \quad (\text{III.24})$$

Donc, comme première étape nous avons pu calculer les deux valeurs de C_{33}^D et λ_p/T pour le matériau du LiNbO_3 et qui sont respectivement 342 GPa et 39230 m/s.

III.5.2 Détermination de ρ , n ou v_L

Pour un matériau donné, En conséquence, les autres paramètres ρ , n ou v_L peuvent être également déterminées en se basant sur les deux expressions de des équations (III.1) et (III.2). Le tableau III.6 montre les différentes possibilités de leur détermination.

Tableau III .6: Détermination de ρ , n et v_L

Paramètre connu	ρ (Kg/m ³)		n		v_L (m/s)	
Paramètre à déterminer	Equation (2) $v_L = \sqrt{\frac{C_{33}^D}{\rho}}$	Equation (1) $n = \frac{\lambda_p/T}{2v_L}$	Equation (1) $v_L = \frac{\lambda_p/T}{2n}$	Equation (2) $\rho = \frac{C_{33}^D}{v_L^2}$	Equation (1) $n = \frac{\lambda_p/T}{2v_L}$	Equation (2) $\rho = \frac{C_{33}^D}{v_L^2}$

A titre d'exemple, nous donnons les résultats obtenus (tableau III.7) pour LiNbO_3 . Ces résultats sont en bon accord avec la littérature [7- 9]

Tableau.III.7: Détermination de ρ , n et v_L pour le LiNbO_3

Unités		[n]		[ρ] Kg/m ³		[v_L] m/s	
Paramètre connu		n= 2.28 [7]		$\rho = 4644$ [8]		$v_L = 8600$ [9]	
Paramètre à déterminer	Present Work	$\rho = 4620$	$v_L = 8603$	n = 2.28	$v_L = 8581$	n = 2.28	$\rho = 4624$
	Littérature	$\rho = 4644$ [8]	$v_L = 8600$ [9]	n = 2.28 [7]	$v_L = 8600$ [9]	n = 2.28 [7]	$\rho = 4644$ [8]

III.6 CONCLUSION

Après avoir donné un résumé sur la caractérisation des résonateurs BAW par la technique d'acoustique picoseconde colorée, nous avons introduit la méthodologie sur laquelle nous nous sommes basé pour établir notre étude, puis nous avons présenté les différents matériaux piézoélectriques que nous avons utilisés avec les caractéristiques ρ , n et v_L qui les caractérise. Une étude statique nous a permis d'établir deux équations, la première exprime la variation de la constante de raideur C_{33}^D en fonction du rapport λ_p/T pour tous les matériaux utilisés, et la seconde est l'évolution de l'impédance acoustique en fonction de λ_p/T .

L'étude dynamique, c'est concentrée sur la partie imaginaire de C_{33}^D , Z_1 et k_t^2 . Un organigramme a été établi dans le but d'expliquer les différentes étapes de simulation que nous avons réalisée par le logiciel Matlab. Les résultats obtenus nous ont permis de déduire que la pente des courbes de $\text{Img } C_{33}^D = f(\tan\delta)$ est égale au rapport $\frac{e_{33}^2}{\epsilon_{33}^s}$ puis nous avons illustré la variation de ce rapport en fonction de λ_p/T . dans le cas de $\text{Img } k_t^2 = f(\tan\delta)$ la pente est égale à $\frac{e_{33}^2}{C_{33}^D \epsilon_{33}^s}$. Il est important de noter que l'utilisation des équations que nous avons obtenue, $\text{Img } C_{33}^D = f(\tan\delta)$ et $\text{Img } k_t^2 = f(\tan\delta)$ facilite la détermination des paramètres ρ , n et v_L d'un matériau piézoélectrique.

Chapitre IV

Influence de la température et de l'angle d'incidence sur les caractéristiques de l'AlN

IV.1 INTRODUCTION

Le nitrure d'aluminium est un matériau piézoélectrique très prometteur qui est utilisé dans plusieurs applications et composants tels que les résonateurs à ondes acoustique de surface (SAW), résonateurs à ondes acoustiques de volumes, dispositifs spectraux ultraviolets, substrats hautement thermo-conducteurs et capteurs de pression pour environnement à haute température. L'importance de ce matériau est due à ses propriétés intéressantes : dureté, stabilité chimique, grande conductivité thermique et aussi sa compatibilité avec la technologie CMOS [1-3]. Par ailleurs, l'avantage le plus intéressant est la conservation de ses propriétés à de très hautes températures [4].

Ainsi, dans ce contexte, nous avons choisi l'AlN pour étudier (i) les effets de la température sur la constante de raideur, l'impédance acoustique et le coefficient de couplage électromécanique du nitrure d'aluminium et (ii) les effets de l'angle d'incidence du laser femtoseconde sur la variation des parties réelles et imaginaires de la constante piézoélectrique, la permittivité diélectrique relative ainsi que le coefficient de couplage électromécanique

IV. 2 BACKGROUND

IV. 2.1 Historique

Il est à noter que très peu de travaux ont été réalisés sur les effets de la température sur les coefficients piézoélectriques de couches minces piézoélectriques. En utilisant le laser à balayage vibromètre Doppler, un coefficient piézoélectrique d_{33} du nitrure d'aluminium lorsque la température varie de 20 à 300 ° C a été obtenu [5]. Néanmoins, la faible qualité cristalline de l'AlN est soulignée et peut modifier la dépendance en température du coefficient d_{33} .

Une dépendance en température du coefficient e_{31} (46%) est obtenu en utilisant la caractérisation de la charge piézoélectrique de sortie et la contrainte dans le film PZT, avec la technique de flexion de la plaquette modifiée entre -55 et +85 ° C [6]. Ainsi, deux contributions qui modifient le coefficient e_{33} des couches PZT par rapport à la variation de température ont été identifiées: changements dans les propriétés élastiques du film (1% - 4%) et l'état de contrainte biaxiale du film (1% -3%).

Pour les expériences classiques d'acoustique picoseconde, le laser le plus utilisé est le titane saphir (Ti : Sa) qui est accordable dans une gamme de 700-980 nm et produisant 120 impulsions femtoseconde) [7]. Il existe deux types d'expériences : (i) les expériences rouge/rouge dans lesquelles les deux longueurs d'onde (pompe et sonde) sont égales à 800 nm. (ii) Les expériences rouge/bleu où la longueur d'onde de la pompe est égale 800 nm par contre la longueur d'onde de la sonde est de 400nm [8]. De plus, pour la détermination des caractéristiques des matériaux à caractériser via cette technique il est important de travailler avec une incidence normale.

IV.2.2 Modèle thermique 1D

Dans cette partie, L'empilement du résonateur S-BAW est défini grâce au modèle thermique prédictif 1D [9]. La technologie BAW est réalisée en CEA-LETI sur un CMOS Ligne de 200 mm. Le cœur du résonateur S-BAW est composé d'une couche piézoélectrique AlN active entre deux électrodes en molybdène isolés avec un miroir acoustique (W/SiO₂) à partir du substrat en silicium. La fréquence de résonance dépend de l'épaisseur (h), densité (ρ) et vitesse (V) de chaque couche. Dans le cas d'une couche piézoélectrique on rajoute la constante piézoélectrique (e_{33}) et la permittivité (ϵ_{33})

L'expression qui donne l'influence de la température sur la constante de raideur est :

$$C_{33}^D(T_a) = C_{33}^D(T_i) (1 + TC(C_{33}^D)\Delta T) \quad (IV.1)$$

où ΔT est la différence de température entre l'appliquées (T_a) et les températures initiales (T_i) ; $TC(C_{33}^D)$ est le coefficient de température de la constante de raideur. En se basant sur l'expression de C_{33}^D en fonction de la température, il est possible de déduire les effets de température sur les parties imaginaires des constantes C_{33}^D , Z_1 et k_t^2 .

IV.3 EFFETS DE LA TEMPERATURE

Dans cette partie, nos investigations ont porté sur l'effet de la température sur la constante de raideur, l'impédance acoustique et le coefficient de couplage électromécanique du nitrure d'aluminium.

IV.3.1 Modélisation

Dans le cas de chaque constante étudiée, nous avons réalisé un programme via le logiciel *Matlab*, qui permet de calculer la variation dans la valeur de la partie imaginaire de la constante de raideur, l'impédance acoustique ainsi que le coefficient de couplage selon la variation de la $\tan\delta$; cette dernière change en variant la valeur de la fréquence utilisée. Les étapes de simulation que nous avons suivie pour établir cette étude sont résumées dans l'organigramme de la figure IV.1 :

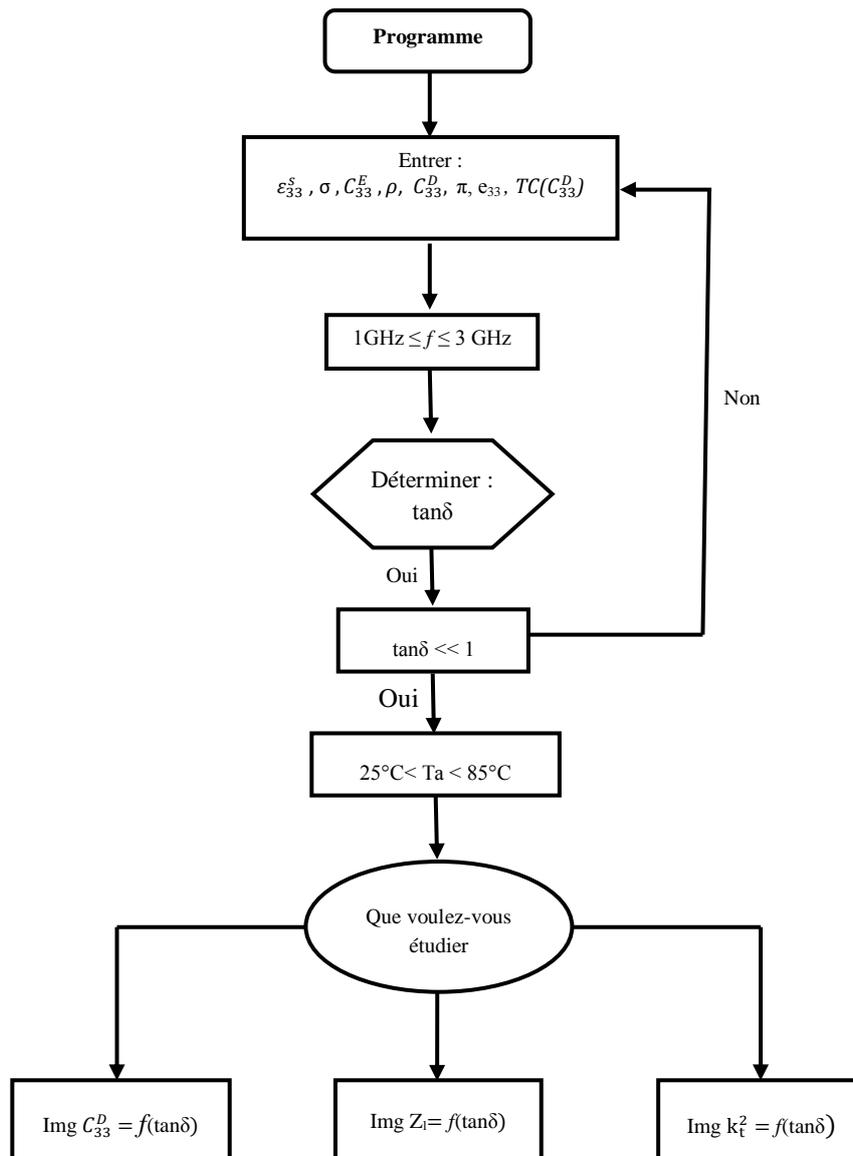


Figure IV.1. Organigramme du programme Matlab

IV.3.2 Effets de la température sur la constante de raideur

Pour déterminer la variation analytique de la constante de raideur en fonction de la température, nous remplaçons l'expression (III.7) de la permittivité diélectrique dans l'équation (IV.1). Ainsi, on obtient :

$$C_{33}^D(T_a) = \left(\frac{e_{33}^2}{\epsilon_r \epsilon_0 \left(1 - \frac{\sigma}{(\epsilon_r \epsilon_0 2\pi f)i}\right)} + C_{33}^E \right) (1 + TC(C_{33}^D)\Delta T) \quad (IV.2)$$

En se basant sur cette équation et en faisant varier la valeur de la fréquence dans une gamme de variant entre [1GHz - 3GHz] , nous avons pu étudier l'effet de la variation de la partie imaginaire de la constante de raideur en fonction de la tangente des pertes mécanique pour des températures variant entre 25°C et 85°C [10]. La figure IV.2 représente les effets de la variation de la tangente des pertes sur la partie imaginaire de la constante de raideur du AlN pour $T_a = 25^\circ\text{C}$. Dans le cas de l'AlN la valeur de $TC(C_{33}^D)$ est de -59 ppm/°C [10], donc on constate que seulement pour $T_a = 25^\circ\text{C}$ nous obtenons des valeurs positives de $\text{Img } C_{33}^D$ (Fig. IV.2) par contre pour des températures supérieurs à 25°C les valeurs de $\text{Img } C_{33}^D$ vont être négative (Fig. IV.3)

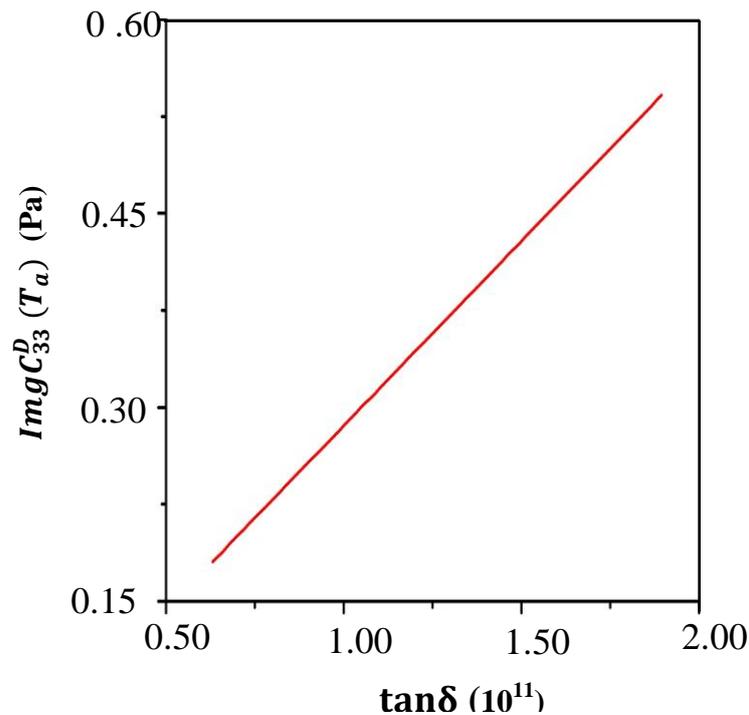


Figure IV.2. Effet de la variation de la tangente des pertes sur la partie imaginaire de la constante de raideur du AlN pour $T_a = 25^\circ\text{C}$

Il est clair que pour $T_a = 25^\circ\text{C}$ la variation de la partie imaginaire de la constante de raideur en fonction de la tangente des pertes est linéairement croissante ; l'équation de variation déduite est de la forme :

$$\text{Im}C_{33}^D = 2.85 \cdot 10^{10} \tan\delta \quad (\text{IV.3})$$

Comme on l'a déjà démontré précédemment au chapitre III, la valeur de la pente représente l'expression e_{33}^2/ϵ_{33}^s caractéristique du matériau utilisé.

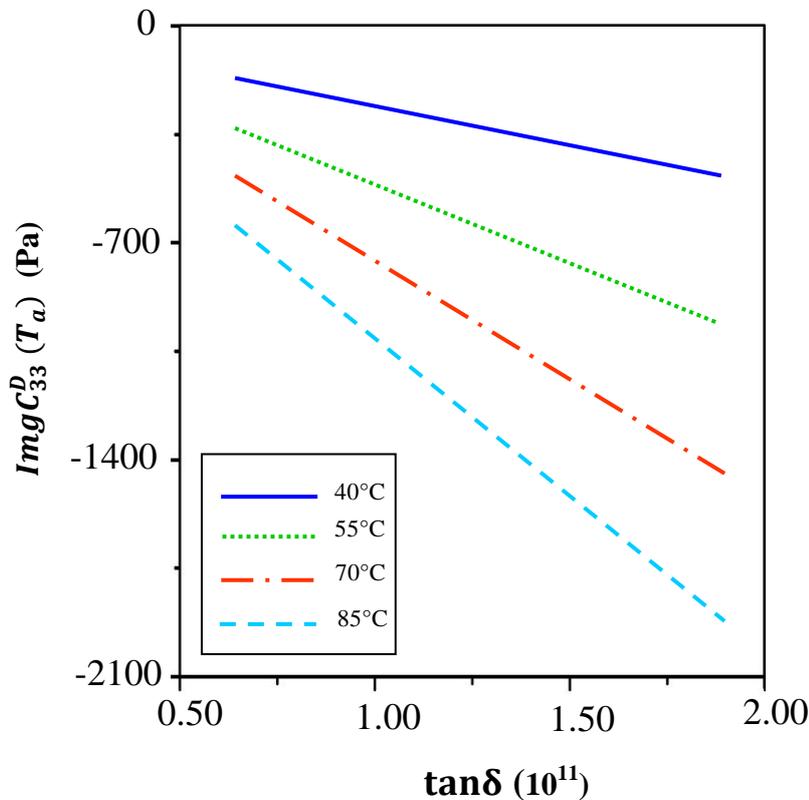


Figure IV.3. Effet de la variation de la tangente des pertes sur la partie imaginaire de la constante de raideur du AlN pour différentes T_a

Les effets de la température pour $T_a > 25^\circ\text{C}$ ont été également étudiés ; la figure IV.3 représente les effets de la variation de la tangente des pertes sur la partie imaginaire de la constante de raideur du AlN pour différentes T_a (40 °C, 55 °C, 70 °C et 85 °C). Lorsque la température appliquée est supérieure à 25°C on remarque que la variation de $\text{Im}C_{33}^D$ garde la même allure mais sa pente sera de signe négatif ; l'équation caractéristique déduite est :

$$\text{Im}C_{33}^D = -A \tan\delta \quad (\text{IV.4})$$

La valeur de la pente A change suivant la température appliquée. En comparant les différentes pentes obtenues pour les diverses températures appliquées et en cherchant à

relier le changement de la pente à la température et à la tangente des pertes, nous avons obtenu une équation qui exprime la variation de la pente en fonction de T et $\tan\delta$:

$$\text{Im}C_{33}^D = (e_{33}^2/\epsilon_{33}^s)(T_i) (1+TC(C_{33}^D)\Delta T) \tan\delta \quad (\text{IV.5})$$

Sachant que la pente A représente la valeur du rapport e_{33}^2/ϵ_{33}^s donc, il est possible d'exprimer l'évaluation de ce rapport en fonction de la température pour l'AlN:

$$\frac{e_{33}^2}{\epsilon_{33}^s}(T_a) = \frac{e_{33}^2}{\epsilon_{33}^s}(T_i) (1+TC(C_{33}^D)\Delta T) \quad (\text{IV.6})$$

Cette équation trouve son importance dans l'étude du changement de la valeur de e_{33}^2/ϵ_{33}^s en fonction du changement de la température pour l'AlN.

Afin de pouvoir confirmer la validité de l'équation (IV.6), nous avons tracé sur la figure IV.4 deux courbes exprimant la variation de e_{33}^2/ϵ_{33}^s en fonction de ΔT de deux manières différentes, la première courbe (■ ■ ■) est tracée à partir des pentes déduite de $\text{Im}C_{33}^D = f(\tan\delta)$ et la deuxième (● ● ●) est le résultat d'une simulation effectuée sur l'équation (IV.6) que nous avons déterminée.

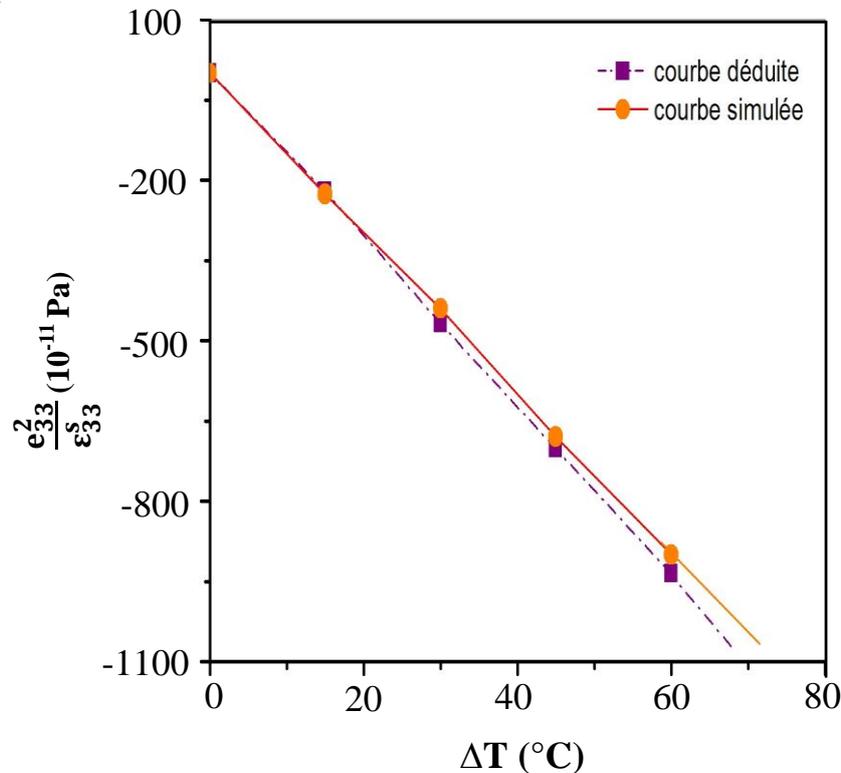


Figure IV.4. Evolution du rapport $\frac{e_{33}^2}{\epsilon_{33}^s}$ en fonction de ΔT pour l'AlN

Il est clair que les deux courbes, représentées par une droite décroissante en fonction de ΔT , sont identiques validant ainsi l'équation déterminée (IV.6) pour la variation du rapport $\epsilon_{33}^2/\epsilon_{33}^s$ en fonction de la température dans le cas de l'AlN.

IV.2.3 Effet de la température sur l'impédance acoustique

L'influence de la tangente des pertes sur la partie imaginaire de l'impédance acoustique de l'AlN à différentes température est étudiée. L'intégration de l'expression (IV.1) de la constante C_{33}^D dans celle de l'impédance acoustique (III.4) et en tenant compte de la forme complexe de la permittivité diélectrique donne l'équation suivante :

$$Z_l(T_a) = \sqrt{\rho \left(\frac{\epsilon_{33}^2}{\epsilon_r \epsilon_0 \left(1 - \frac{\sigma}{(\epsilon_r \epsilon_0 2\pi f)} i \right)} + C_{33}^E \right) (1 + TC(C_{33}^D) \Delta T)} \quad (IV.7)$$

Cette équation peut être simplifiée comme suit :

$$Z_l(T_a) = \sqrt{Z_l(T_i) (1 + TC(C_{33}^D) \Delta T)} \quad (IV.8)$$

La figure IV.5 illustre la variation de la partie imaginaire de l'impédance acoustique en fonction de la tangente des pertes pour une température égale à 25°C.

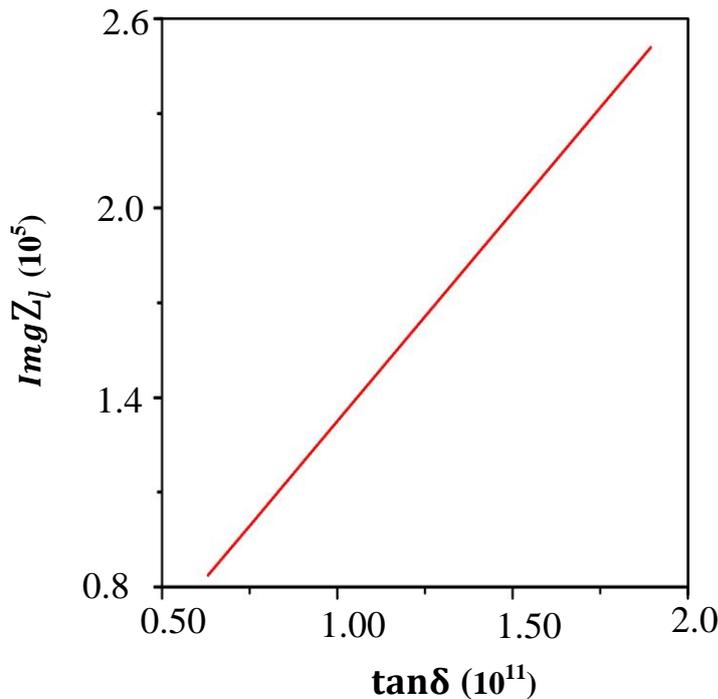


Figure IV.5. Effet de la variation de la tangente des pertes sur la partie imaginaire de l'impédance acoustique du AlN pour $T_a = 25^\circ C$

Nous retrouvons le même comportement que celui observé pour la partie imaginaire de la constante de raideur c'est-à-dire que la valeur de la partie imaginaire de l'impédance acoustique du AlN, Z_L , augmente au fur à mesure que tangente des pertes est importante et cela en respectant l'équation suivante :

$$\text{Img}(Z_L) = 1,32 \cdot 10^6 \tan\delta \quad (\text{IV.9})$$

Les effets de la température pour $T_a > 25^\circ\text{C}$ ont été également étudiés pour différentes T_a (40 °C, 55 °C, 70 °C et 85 °C). Les résultats obtenus sont illustrés dans la figure IV.6. Il est facile de constater une diminution linéaire dont la pente est d'autant moins importante que la température appliquée est grande pour $T_a > 25^\circ\text{C}$.

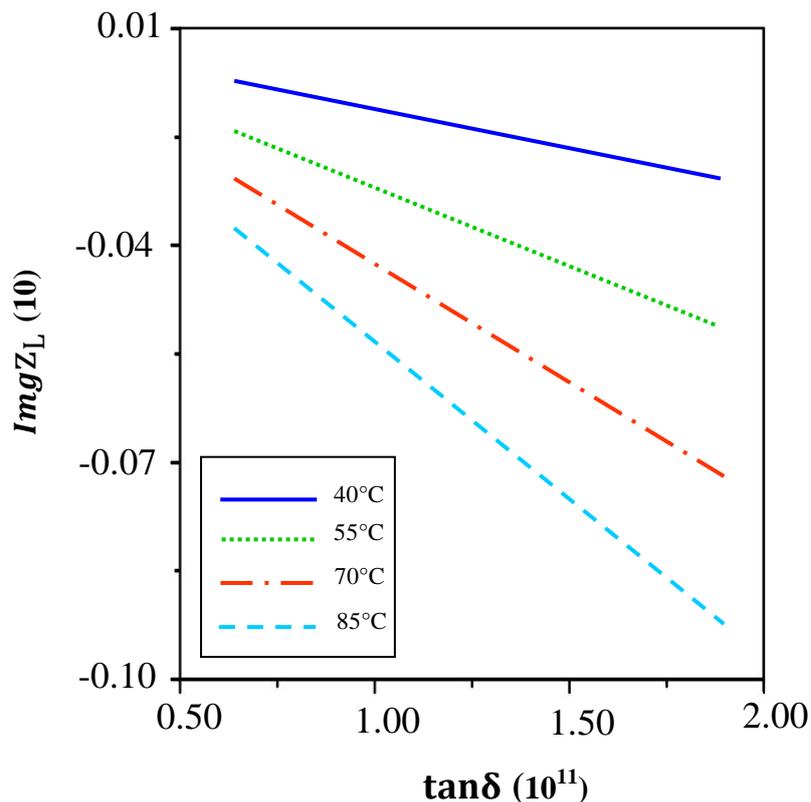


Figure IV.6. Effet de la variation de la tangente des pertes sur la partie imaginaire de l'impédance acoustique du AlN pour différentes T_a

Il est à noter que toutes les courbes de la figure IV.6 obéissent à la loi de variation suivante :

$$\text{Img}Z_L = -B \tan\delta \quad (\text{IV.10})$$

où B est la pente qui varie selon T_a utilisée.

Dans le but d'élaborer une équation qui exprime le changement de la valeur de la pente de $\text{Im}gZ_1=f(t)$ en fonction de la température nous avons regroupé dans la figure IV.7 les différentes pentes déduites des courbes des figures IV.5 et IV.6 que nous avons tracées en fonction de la différence de température ΔT .

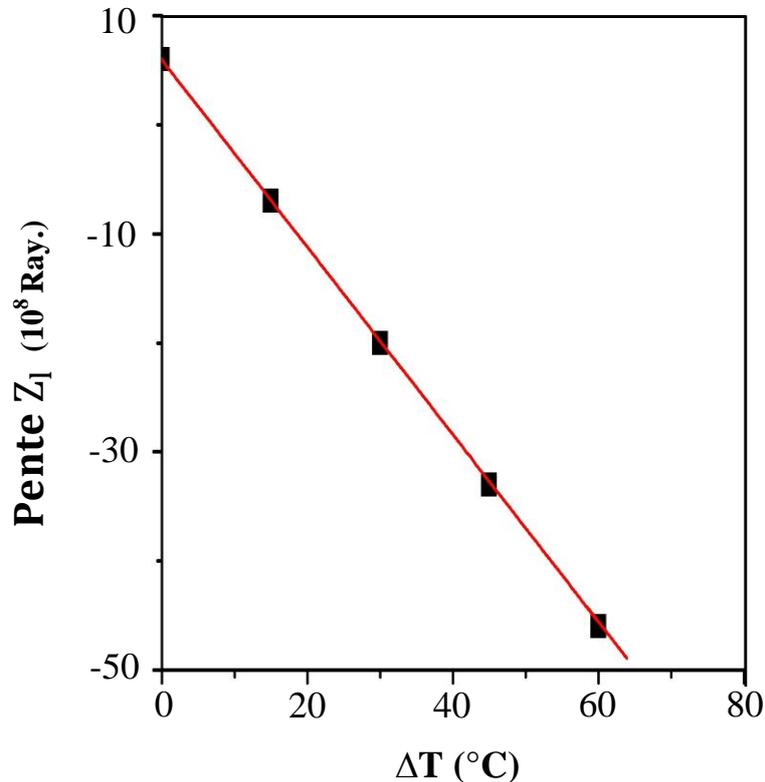


Figure IV.7. Evolution de la pente de $\text{img}z_L$ en fonction de ΔT pour l'ALN

L'équation qui définit la variation de la pente de $Z_1=f(\Delta T)$ est la suivante :

$$\text{Pente} = -7.85 \cdot 10^7 \Delta T + 2.87 \cdot 10^7 \quad (\text{IV.11})$$

IV.3.4 Effet la température sur le coefficient de couplage électromécanique

Rappelons que le coefficient de couplage électromécanique représente le rapport entre la valeur de l'énergie transformée et l'énergie fournie d'un matériau piézoélectrique. De la même manière que pour les deux parties imaginaires de la constante de raideur et l'impédance acoustique nous avons étudié l'impact de la variation de la température sur la partie imaginaire du coefficient de couplage électromécanique ($\text{Im}gk_t^2$).

Connaissant l'expression de k_t^2 donnée par l'équation (III.17), et pour pouvoir exprimer cette dernière en fonction de la température nous avons remplacé le paramètre C_{33}^D par l'équation (IV.1) ainsi on aura :

$$k_t^2 = \frac{e_{33}^2}{\left(\frac{e_{33}^2}{\epsilon_r \epsilon_0 \left(1 - \frac{\sigma}{(\epsilon_r \epsilon_0 2\pi f) i} \right)} + C_{33}^E \right) (1 + TC(C_{33}^D) \Delta T) \epsilon_{33}^S} \quad (IV.12)$$

Les résultats obtenus sur l'influence de la variation de T_a sur la partie imaginaire de k_t^2 sont illustrés sur les figures IV.8 (pour $T_a = 25^\circ\text{C}$) et IV.9 (pour différentes T_a (40 °C, 55 °C, 70 °C et 85 °C)).

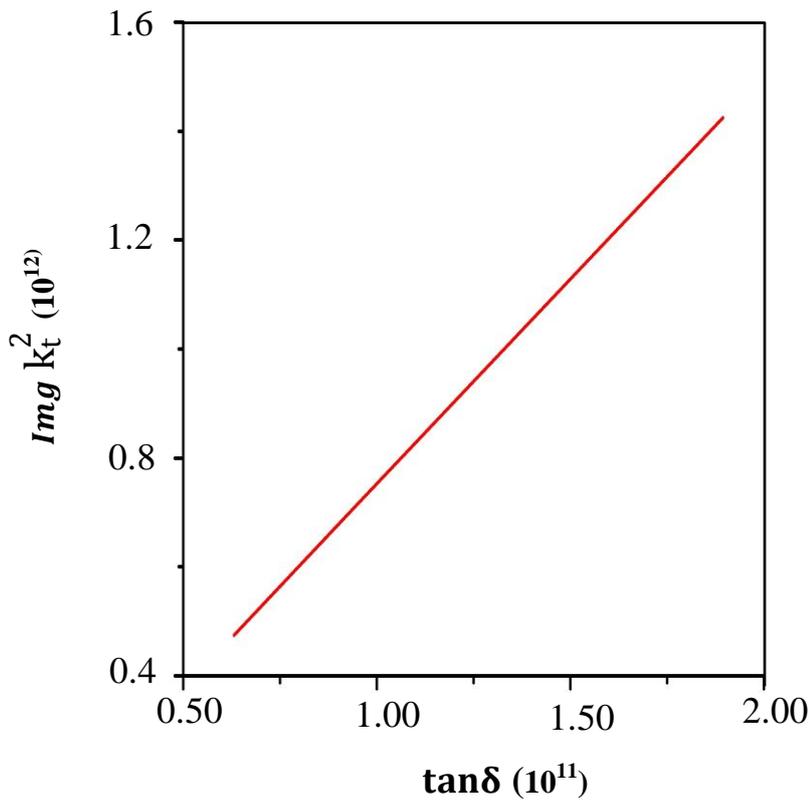


Figure IV.8. Effet de la variation de la tangente des pertes sur la partie imaginaire du coefficient de couplage électromécanique du AlN pour $T_a = 25^\circ\text{C}$

Nous avons obtenu une linéarité croissante de la courbe de $\text{Im} k_t^2 = f(\tan \delta)$ dans le cas de $T_a = 25^\circ\text{C}$ et dont l'équation est de la forme suivante :

$$\text{Im} k_t^2 = 0.07 \tan \delta \quad (IV.13)$$

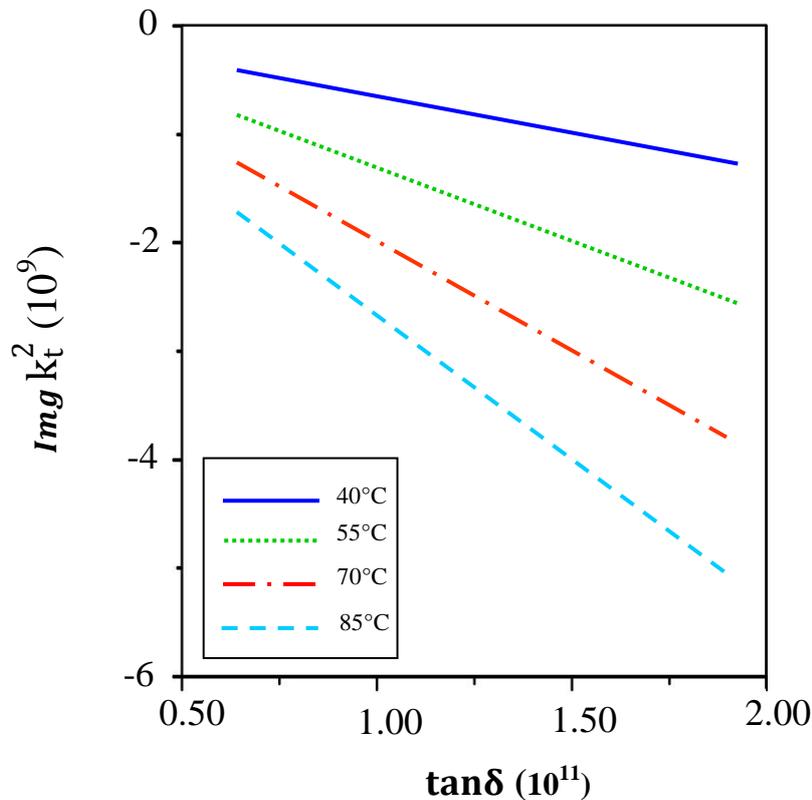


Figure IV.9. Effet de la variation de la tangente des pertes la partie imaginaire du coefficient de couplage électromécanique du AlN pour $T_a > 25^\circ\text{C}$

Quant aux températures supérieures à 25°C , on observe une diminution de la valeur de $\text{Img}k_t^2$ lorsque la valeur de la tangente des pertes est de plus en plus importante, ce qui donne une pente de signe négative. La valeur de la pente change selon la température T_a utilisée.

Rappelons qu'au chapitre III nous avons démontré que la pente de l'équation $\text{Img}k_t^2 = f(\tan\delta)$ est représentative de l'expression $\frac{e_{33}^2}{C_{33}^D \epsilon_{33}^S}$. Selon les valeurs des différentes pentes que nous avons tirées des graphes des figures IV.8 et IV.9, et en essayant d'attribuer le changement de la pente à la température on a déduit l'équation suivante :

$$\frac{e_{33}^2}{C_{33}^D \epsilon_{33}^S}(T_a) = \frac{e_{33}^2}{C_{33}^D \epsilon_{33}^S}(T_i) (1 + TC (C_{33}^D) \Delta T) \quad (\text{IV.14})$$

La figure IV.10, illustre une comparaison entre le représentation de la courbe de $\frac{e_{33}^2}{C_{33}^D \epsilon_{33}^S}$ en fonction de ΔT obtenu en utilisant les valeurs des pentes déduites (■ ■ ■) et celles simulées (●●●) en utilisant l'équation (IV.14) que nous avons établie.

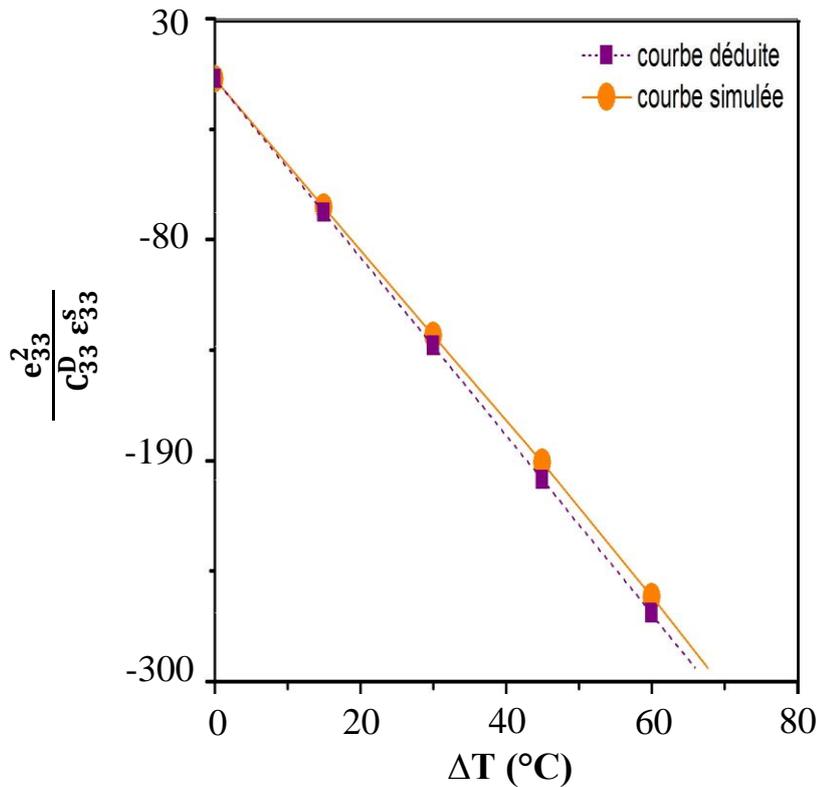


Figure IV.10. Evolution du rapport $\frac{e_{33}^2}{C_{33}^D \epsilon_{33}^S}$ en fonction de ΔT pour l'AlN

Il est clair que la courbe simulée est en parfaite accord avec celle déduite, ce qui appuie la validité de l'équation que nous avons déterminée comme étant celle qui traduit la variation de l'expression $\frac{e_{33}^2}{C_{33}^D \epsilon_{33}^S}$ en fonction de la température dans le cas d'une couche piézoélectrique en nitrure d'aluminium. L'importance de cette équation réside dans la quantification de la dépendance du rapport $\frac{e_{33}^2}{C_{33}^D \epsilon_{33}^S}$ en température.

IV.4 EFFET DE LA VARIATION DE L'ANGLE D'INCIDENCE

IV.4.1 Modélisation

Dans cette partie nous allons prendre en considération le changement de longueur d'onde de la sonde dans l'étude que nous avons élaborée sur la variation des parties réelles et imaginaires de la constante piézoélectrique, la permittivité diélectrique relative ainsi que le coefficient de couplage électromécanique en fonction de l'angle d'incidence pour le nitrure d'aluminium. Pour la réalisation de cette partie toutes nos simulations ont été basées sur l'expression de la vitesse acoustique suivante [11] :

$$v = \frac{\lambda_p}{2nT \cos \theta} \quad (IV.15)$$

En tenant compte de l'angle d'incidence dans l'expression de la vitesse, nous avons établi un programme avec le logiciel Matlab qui permet d'étudier l'effet de la variation de l'angle d'incidence sur les deux parties imaginaires et constantes de la constante piézoélectrique, la permittivité diélectrique relative et le coefficient de couplage électromécanique. Les étapes de simulation que nous avons suivies sont regroupées dans le programme de la figure IV.11.

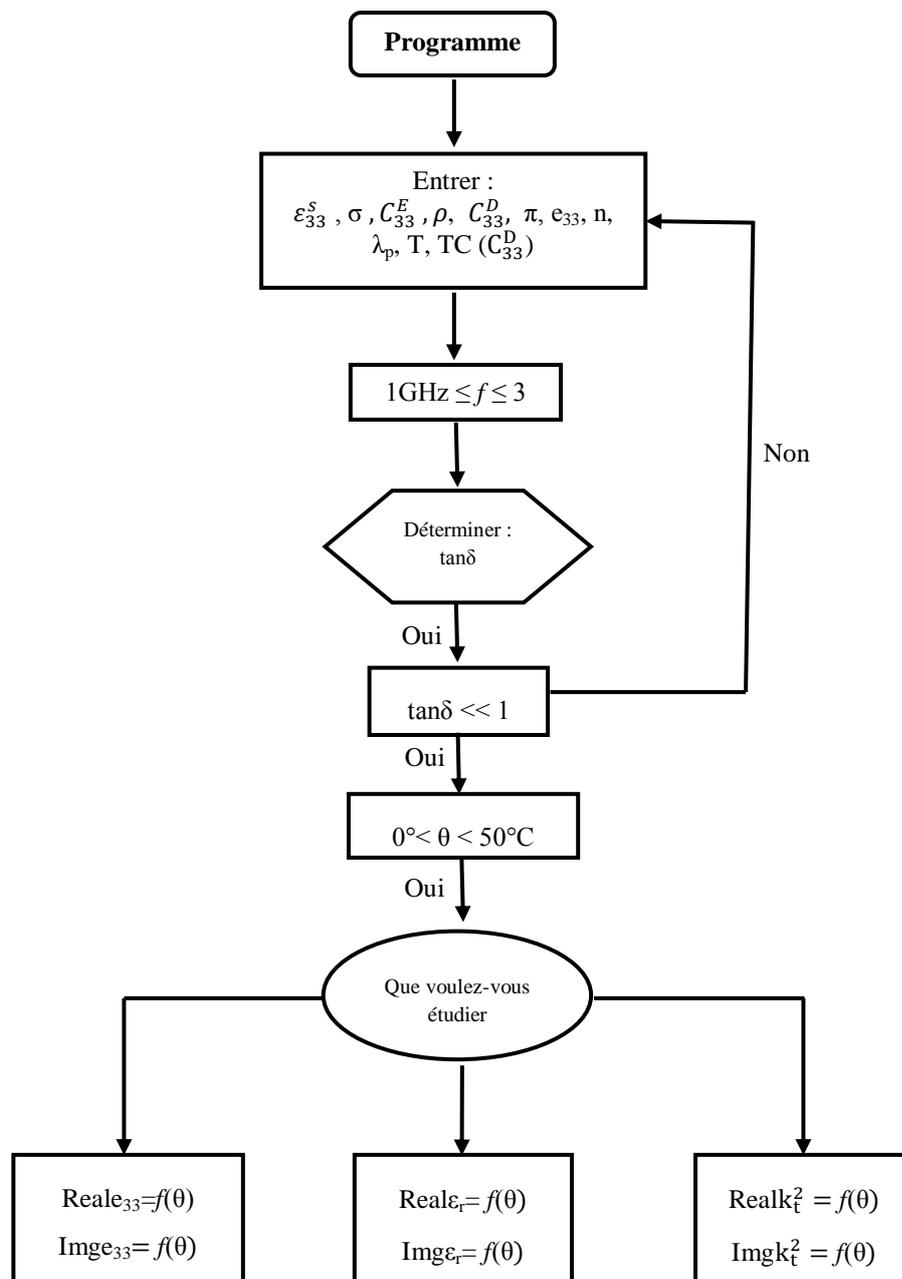


Figure IV.11. Organigramme du programme Matlab

IV.4.2 Effet de l'angle d'incidence sur la constante piézoélectrique

La constante piézoélectrique, e_{33} , est un paramètre très important dans le choix du matériau piézoélectrique, d'après l'équation (III.3) il est possible d'exprimer cette constante en fonction de la permittivité diélectrique et la constante de raideur :

$$e_{33} = \sqrt{\varepsilon_{33}^S (C_{33}^D - C_{33}^E)} \quad (IV.16)$$

En tenant compte l'angle d'incidence l'expression de la constante de raideur donnée par l'équation (III.2) devient :

$$C_{33}^D = \rho \left(\frac{\lambda_p}{2nT \cos\theta} \right)^2 \quad (IV.17)$$

En remplaçant ce terme dans l'équation IV.16 et en introduisant le terme complexe de la permittivité diélectrique nous obtenant une expression complexe de la constante e_{33} en fonction de l'angle d'incidence :

$$e_{33} = \sqrt{\varepsilon_r \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\sigma}{(\varepsilon_r \varepsilon_0 2\pi f)} i \right) \left(\rho \left(\frac{\lambda_p}{2nT \cos\theta} \right)^2 - C_{33}^E \right)} \quad (IV.18)$$

La forme complexe obtenue de la constante piézoélectrique nous a permis d'étudier l'effet de la variation de l'angle d'incidence sur les deux parties réelles et imaginaires de la constante piézoélectrique de l'AIN pour deux valeurs de la longueur d'onde de la sonde.

Nous montrons sur la figure IV.12(a) la variation de la partie réelle de la constante piézoélectrique en fonction de l'angle θ pour une longueur d'onde de la sonde égale à 800 nm (---) et une autre égale à 400 nm (—). La figure IV.12(b) met en évidence la dépendance de la différence dans la valeur de Real e_{33} pour les deux longueurs d'onde d'incidence utilisées en fonction de l'angle d'incidence.

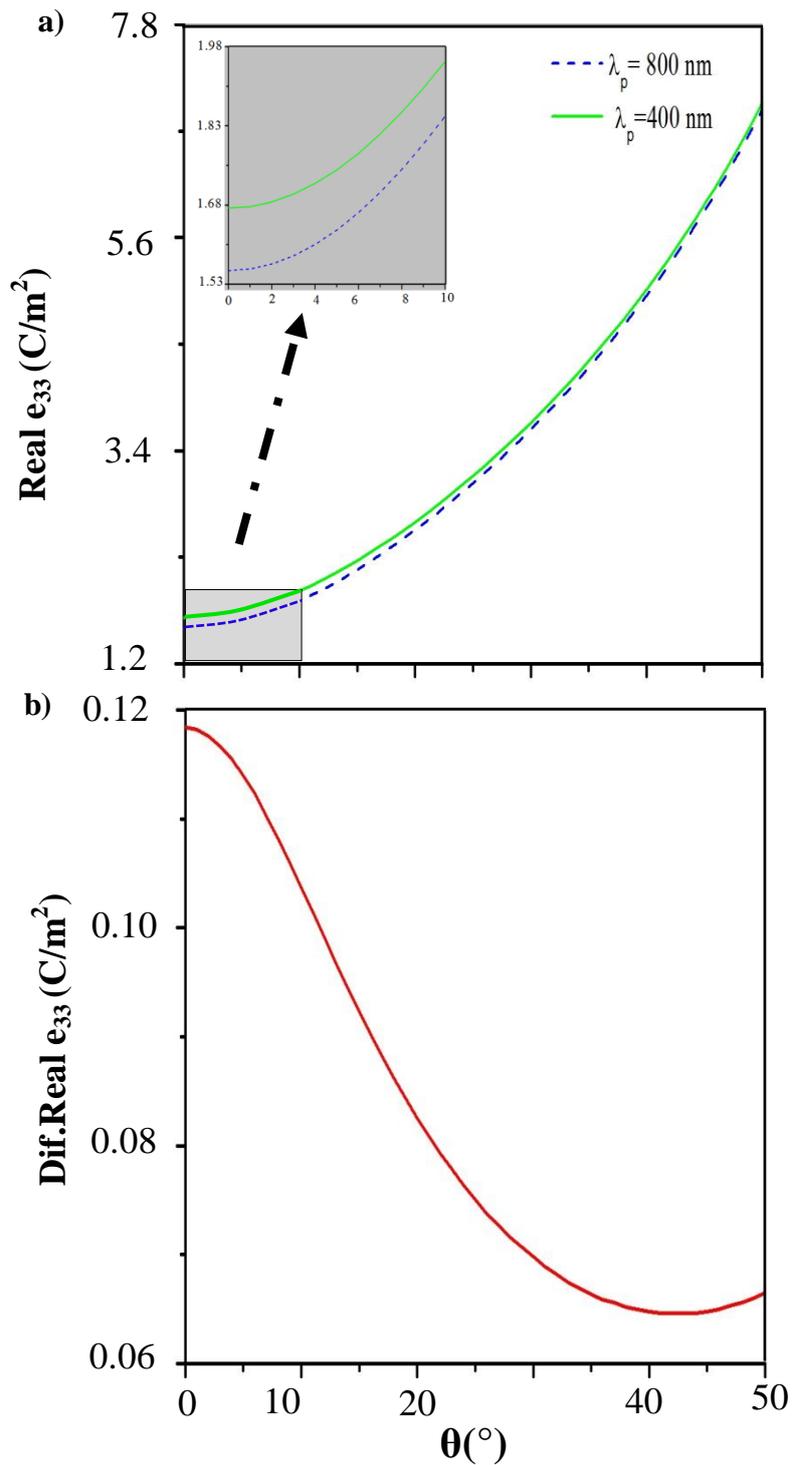


Figure IV.12. a) Variation de la partie réelle de la constante piézoélectrique de l'AlN en fonction de l'angle d'incidence. b) Variation de la différence entre les $Real e_{33}$ ($\lambda_p=800nm$) et $Real e_{33}$ ($\lambda_p=400nm$) en fonction de θ

Il est clair que le même comportement exponentiel est obtenu pour les deux valeurs de la longueur d'onde de la sonde. Nous constatons que plus la valeur de θ est grande plus élevée est la partie réelle de la constante piézoélectrique. Pour une incidence normale l'utilisation de $\lambda_p = 800$ nm permet d'obtenir une valeur de $e_{33} = 1.55$ qui est une valeur très proche de celle trouvée dans la littérature [12].

Il est également important de noter que le changement de la longueur d'onde de la sonde n'induit pas un grand changement pour des valeurs de $\theta > 10^\circ$. Cependant, lorsque $\theta \leq 10^\circ$, il est possible de noter une certaine différence. Nous remarquons que pour $\theta \leq 5^\circ$ la différence entre les valeurs de $\text{Im}e_{33}$ est initialement presque constante. Ensuite, cette dernière diminue brusquement avec l'augmentation de l'angle jusqu'à la valeur $\theta = 37^\circ$. Enfin, nous obtenons la stabilisation de la valeur de la différence suivie d'une légère augmentation à $\theta = 50^\circ$.

Contrairement à la partie réelle, l'augmentation de l'angle d'incidence entraîne la diminution de la valeur de la partie imaginaire de la constante piézoélectrique comme l'illustre la figure IV.13 (a) la différence est beaucoup plus importante lorsque $\theta \leq 10^\circ$; cependant le changement de longueur d'onde n'a presque pas d'impact pour les valeurs les plus élevées.

Dans le cas de la différence d'img e_{33} (Fig.IV.13(b)) pour les deux valeurs de λ_p on obtient le même comportement que celui observé pour la différence de $\text{real}e_{33}$. Lorsque la valeur de l'angle d'incidence est inférieure ou égale à 5° , la valeur de la différence entre les deux longueurs d'ondes utilisées est considérée comme constante. Puis la différence va diminuer au fur à mesure que l'angle θ augmente pour ensuite presque se stabiliser pour des valeurs supérieures à 37° . Tout comme pour $\text{Real} \epsilon_r$, nous enregistrons une petite augmentation de la différence au voisinage de $\theta = 50^\circ$.

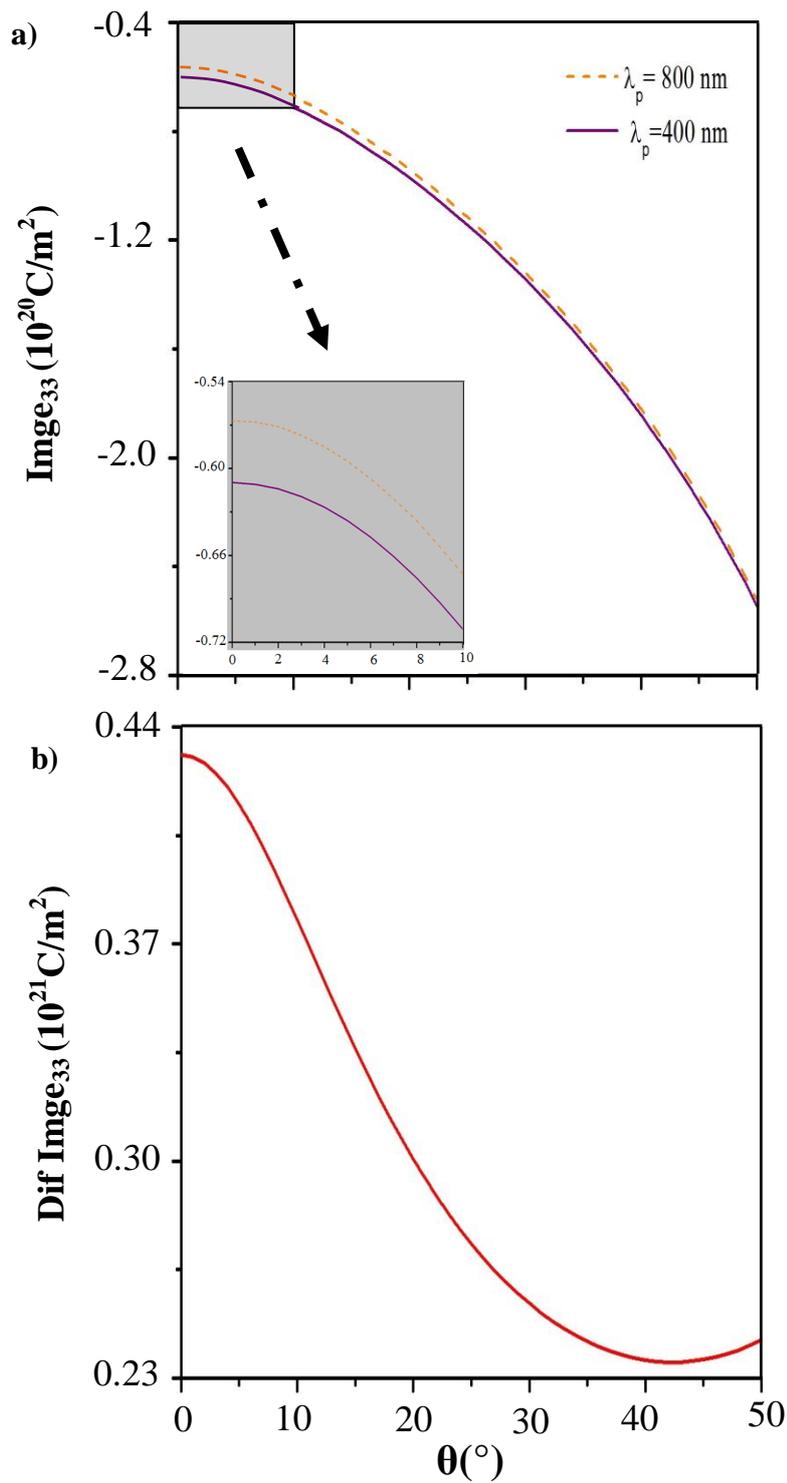


Figure IV.13. a) Variation de la partie imaginaire de la constante piézoélectrique de l'AlN en fonction de l'angle d'incidence. b) Variation de la différence entre les $\text{Im}g_{33}$ ($\lambda_p=800\text{nm}$) et $\text{Im}g_{33}$ ($\lambda_p=400\text{nm}$) en fonction de θ

IV.4.3 Effet de l'angle d'incidence sur la permittivité diélectrique relative

Dans le but d'écrire l'expression de la permittivité diélectrique relative en fonction de l'angle d'incidence nous avons introduit la relation (IV.15) dans l'équation suivante :

$$\epsilon_{33}^S = \frac{e_{33}^2}{C_{33}^D - C_{33}^E} \quad (IV.19)$$

Donc, nous avons obtenu :

$$\epsilon_{33}^S = \frac{e_{33}^2}{\rho \left(\frac{\lambda_p}{2nT \cos\theta} \right)^2 - C_{33}^E} \quad (IV.20)$$

Pour pouvoir étudier l'effet de la variation de la longueur d'onde de la sonde sur la partie imaginaire et la partie réelle de la permittivité diélectrique relative de l'AlN, nous avons pris en considération la forme complexe de cette constante :

$$\epsilon_{33}^S = \frac{e_{33}^2}{\epsilon_0 \left(1 - \frac{\sigma}{\epsilon_0 2\pi f} i \right) \left(\rho \left(\frac{\lambda_p}{2nT \cos\theta} \right)^2 - C_{33}^E \right)} \quad (IV.21)$$

En se basant sur cette équation et en utilisant deux longueurs d'ondes différentes, nous allons présenter en premier lieu sur la figure IV.14(a) l'effet de la variation de $\text{Real} \epsilon_{33}^S$ en fonction de la variation de l'angle d'incidence. La différence enregistrée entre les valeurs obtenues de la permittivité diélectrique de l'AlN pour la longueur d'onde de la sondes égale à 800 nm et ceux de $\lambda_p = 400$ nm en fonction de la variation de l'angle d'incidence est mise en évidence sur la figure IV.14(b).

Dans le cas de l'AlN la valeur de la permittivité diélectrique relative est de 9.56 [13] ; cette valeur est obtenue lorsque nous avons utilisé une longueur d'onde $\lambda_p = 800$ nm est pour une incidence normale par contre pour $\lambda_p = 400$ nm la permittivité diélectrique est de 8. Lorsque nous augmentons la valeur de θ ; la diminution est presque négligeable lorsque l'angle d'incidence est inférieur à 5° puis on aura une chute brutale dans la valeur de la permittivité pour ensuite presque se stabiliser à une valeur de θ égale à 46° .

Nous remarquons que pour $\theta \leq 5^\circ$ la différence se stabilise à une valeur de $\text{Real} \epsilon_r = 1.6$ puis cette différence diminue rapidement au fur à mesure que l'angle θ devient important mais cette diminution sera plus lente lorsque θ dépasse les 20° pour ensuite devenir nulle pour les valeurs de l'angle supérieur à 45° .

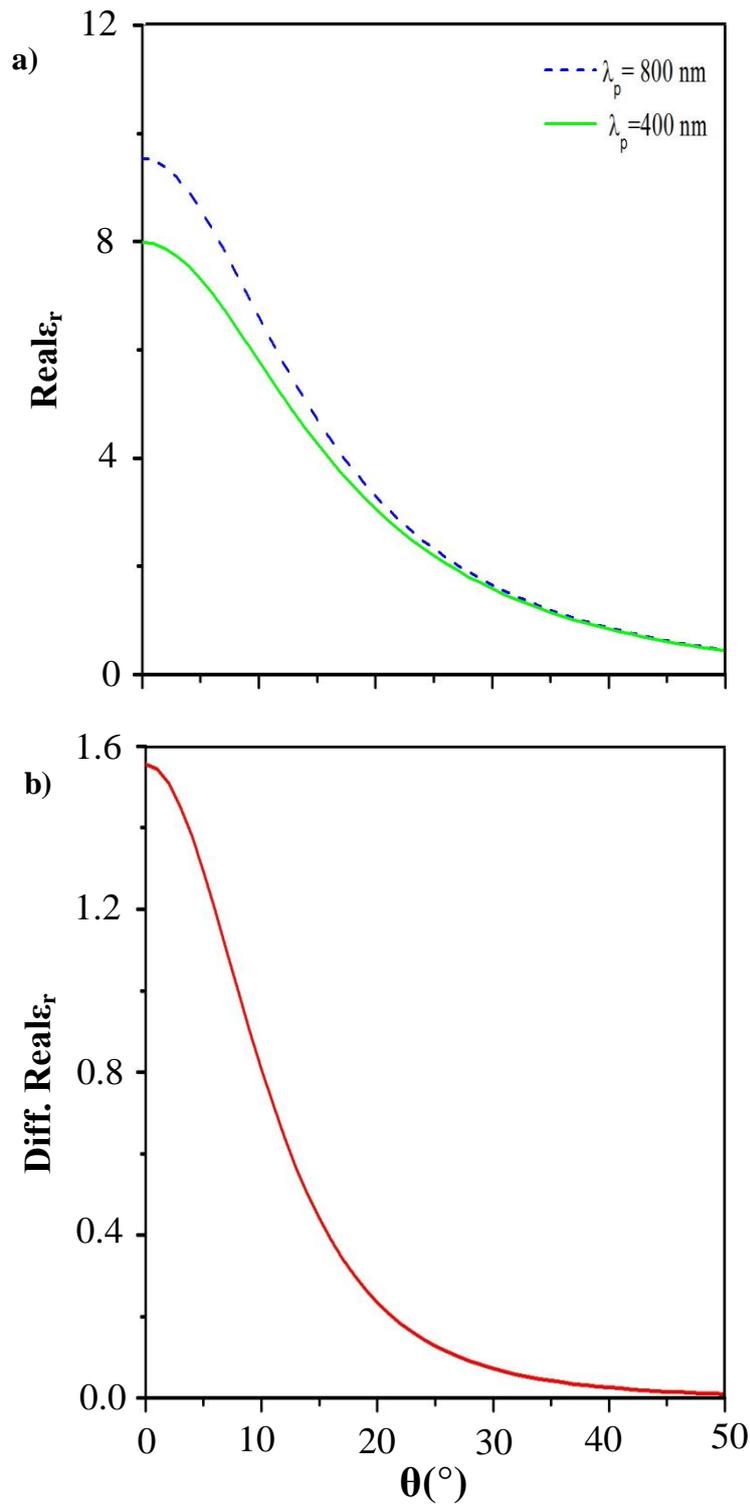


Figure IV.14 **a)** Variation de la partie réelle de la constante piézoélectrique de l'AlN en fonction de l'angle d'incidence. **b)** Variation de la différence entre les $Real\epsilon_r$ ($\lambda_p=800nm$) et $Real\epsilon_r$ ($\lambda_p=400nm$) en fonction de θ

Ainsi, on peut conclure que l'utilisation d'une longueur d'onde dans le rouge permet de donner un meilleur résultat. Nous observons que la différence entre la variation de la valeur de Real ϵ_r pour les deux valeurs de la longueur d'onde est considérable pour des $\theta \leq 20^\circ$ mais l'évolution de la courbe $\text{Reale}_{\epsilon_r}=f(\theta)$ est la même pour les deux longueurs d'ondes. La figure.IV.15(a) illustre l'effet de la variation de l'angle d'incidence sur la partie imaginaire de la permittivité diélectrique de l'AIN. Cette variation donne le même type de résultat que celui observé pour la partie réelle. Autrement dit, la diminution de la valeur de $\text{Im} \epsilon_r$ lorsque θ varie entre 0° et 5° est presque négligeable, suivi d'une rapide diminution de la valeur de la permittivité pour ensuite se stabiliser à $\theta = 46^\circ$. Cette constatation reste valable pour le cas des deux longueurs d'ondes de sonde utilisées.

La courbe de la différence entre $\text{Im} \epsilon_r (\lambda_p=800\text{nm})$ et $\text{Im} \epsilon_r (\lambda_p=400\text{nm})$ est représentée sur la figure IV.15(b). Le changement de longueur d'onde donne une différence dans la valeur de $\text{Im} \epsilon_r$ qui peut être négligée pour des $\theta \leq 5^\circ$ ensuite cette différence va décroître d'une façon brusque jusqu'à la valeur de $\theta = 20^\circ$ où la décroissance va ralentir et la différence va presque s'annuler pour les plus grandes valeurs de θ utilisées.

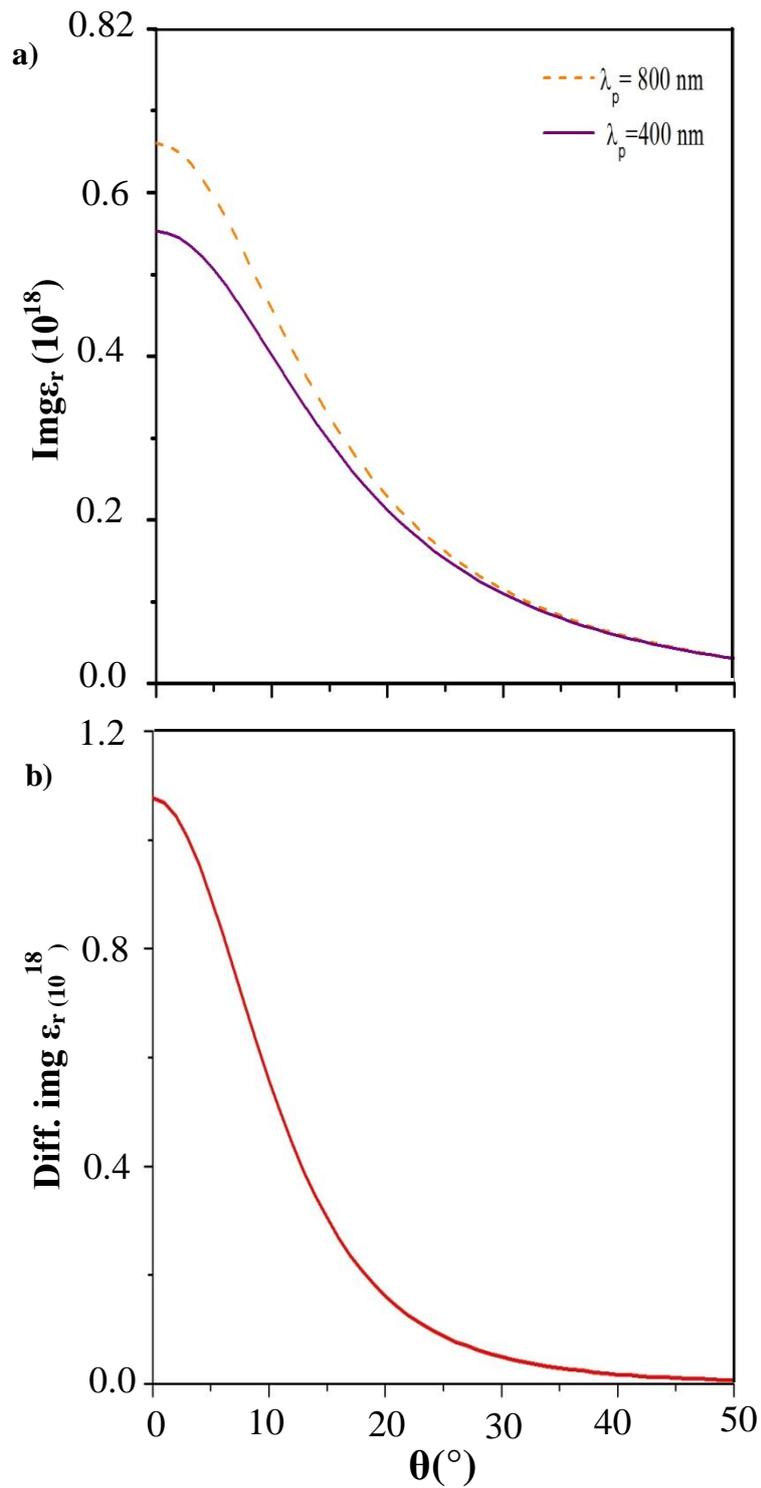


Figure IV.15 a) Variation de la partie imaginaire de la constante piézoélectrique de l'AlN en fonction de l'angle d'incidence. b) Variation de la différence entre les $\text{Im}g\epsilon_r$ ($\lambda_p=800\text{nm}$) et $\text{Im}g\epsilon_r$ ($\lambda_p=400\text{nm}$) en fonction de θ

IV.4.4 Effet de l'angle d'incidence sur le coefficient de couplage électromécanique

En considérant l'expression de la constante de raideur donnée en fonction de l'angle d'incidence et en remplaçant la permittivité diélectrique par son expression complexe dans la relation qui exprime le coefficient de couplage électromécanique, nous obtenons :

$$k_t^2 = \frac{\epsilon_{33}^2}{\rho \left(\frac{\lambda_p}{2nT \cos\theta}\right)^2 \epsilon_{33}^s \left(1 - \frac{\sigma}{(\epsilon_{33}^s 2\pi f)} i\right)} \quad (\text{IV.22})$$

Nous avons utilisé cette expression pour étudier l'effet de la variation du coefficient de couplage électromécanique dans le cas de l'AIN:

En faisant varier la valeur de θ dans l'équation (IV.22), nous savons tracé les courbes qui expriment l'effet du changement dans la valeur de θ sur la partie réelle et la partie imaginaire du coefficient k_t^2 pour deux valeurs de la longueur d'onde de la sonde du laser femtoseconde utilisé. Sur la figure IV.16(a) on observe la courbe qui exprime la variation de la valeur de $\text{Re}k_t^2$ en fonction de θ . On note également la diminution de la différence entre les deux courbes des deux longueurs d'ondes utilisées au fur à mesure que la valeur de θ augmente pour s'annuler pour les valeurs les plus élevées. L'évolution de cette différence est mieux exprimée par la figure IV.16(b).

On remarque que pour les angles inférieurs à 10° la valeur de $\text{Re}k_t^2$ reste presque constante et elle est de 0.07 pour $\lambda_p = 800$ nm et 0.069 pour $\lambda_p = 400$ nm et ces deux valeur sont très proche de la valeur trouvé dans la littérature [14]. Ainsi, on constate que l'utilisation d'une longueur d'onde dans le rouge ou bien dans le bleu permet d'obtenir de très bon résultat. Puis on remarque la diminution de la valeur de $\text{Re}k_t^2$ d'une manière rapide et exponentielle.

Nous pouvons clairement constater que la différence diminue selon une loi exponentielle en fonction de l'angle d'incidence ; elle peut être exprimée sous comme suite :

$$\text{Diff.} \text{Re}K_t^2 = -0.20 \exp(\theta/35.50) + 1.16 \quad (\text{IV.23})$$

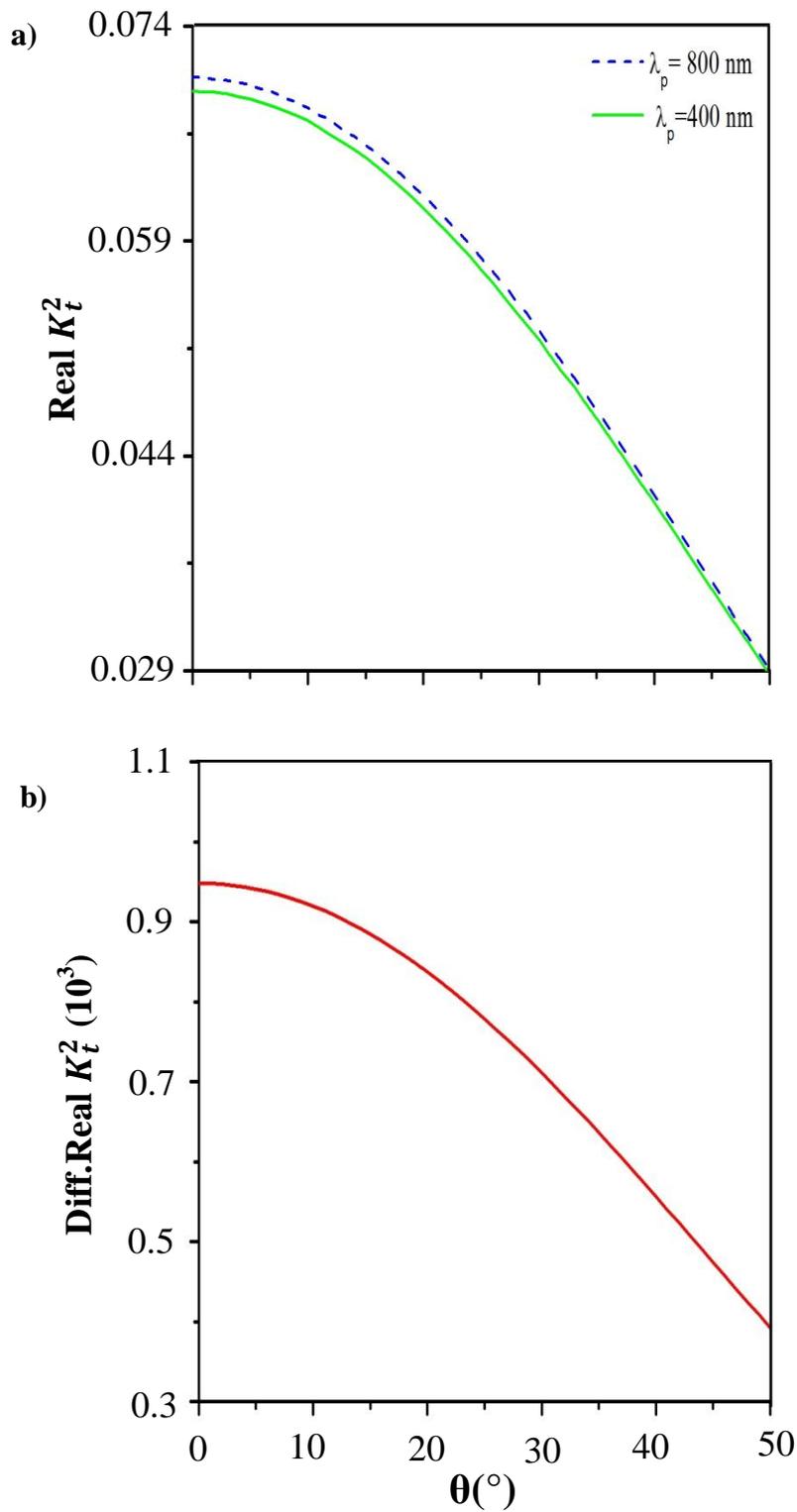


Figure IV.16 a) Variation de la partie réelle du coefficient de couplage électromécanique de l'AlN en fonction de l'angle d'incidence. b) variation de la différence entre les $Real k_t^2$ ($\lambda_p=800\text{nm}$) et $Real k_t^2$ ($\lambda_p=400\text{nm}$) en fonction de θ

Tout comme la partie réelle de k_t^2 , la partie imaginaire de ce coefficient diminue avec l'augmentation de la valeur de l'angle θ (Fig.VI.17(a)). Pour les faibles valeurs de l'angle d'incidence ($\theta \leq 10^\circ$) $\text{Im}g k_t^2$ prend une seule valeur puis nous notons la décroissance de $\text{Im}g k_t^2$ selon l'augmentation de la valeur de l'angle d'incidence. Il est clair que le changement de longueurs d'onde de la sonde n'apporte pas un grand changement au résultat obtenu surtout dans le cas des valeurs élevées de θ comme c'est illustré sur la figure IV.17(b). Pour $\theta \leq 10^\circ$ nous obtenons une valeur presque constante entre $\text{Im}g k_t^2$ ($\lambda_p = 800\text{nm}$) et de $\text{Im}g k_t^2$ ($\lambda_p = 400\text{nm}$), mais dans le cas de l'angle utilisé est supérieur à 10° nous avons noté une diminution rapide dans la valeur de cette différence. L'équation qui définit l'évaluation de la courbe de la figure IV.17(b) est :

$$\text{Diff. Real}K_t^2 = -0.14 \exp (\theta/35.50) + 0.85 \quad (\text{IV.24})$$

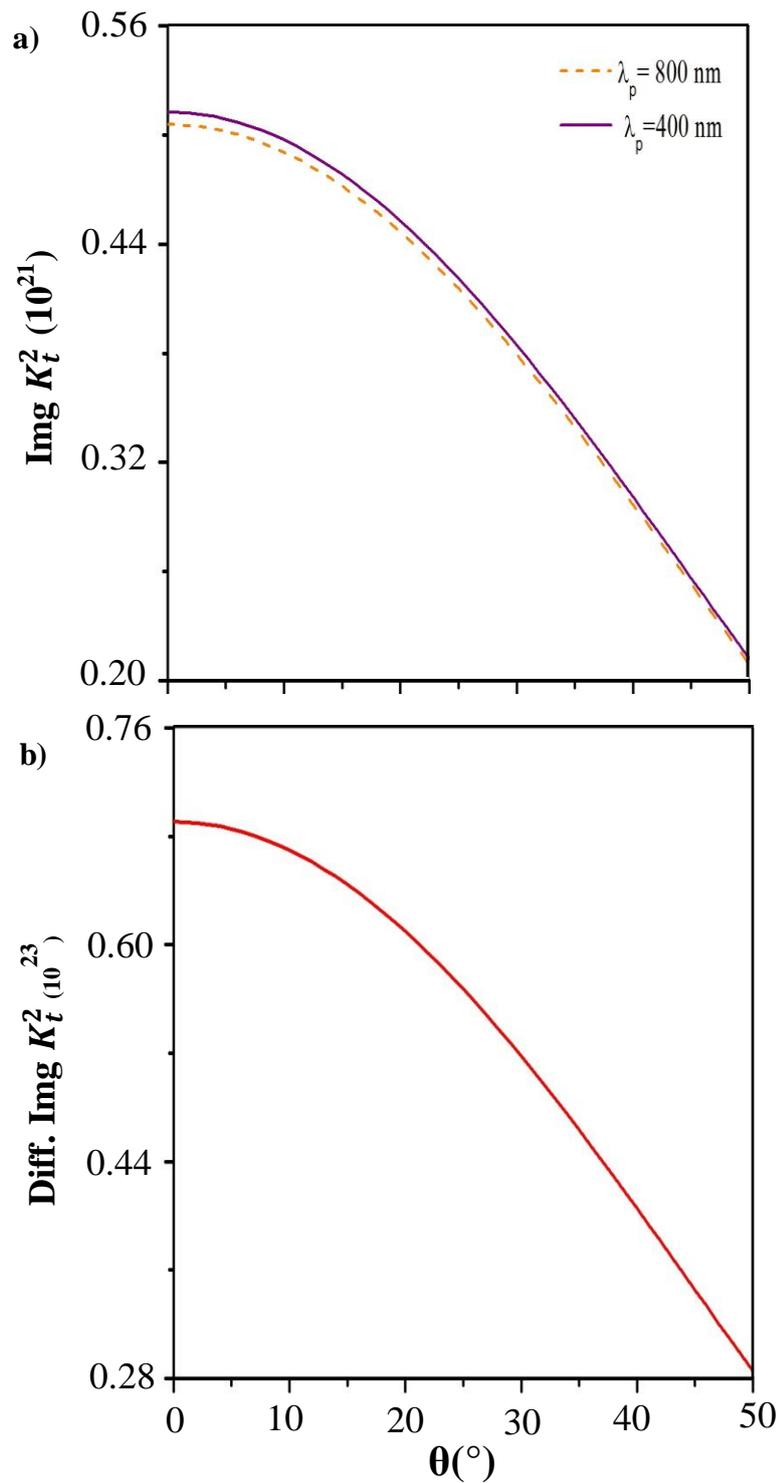


Figure IV.17 a) Variation de la partie imaginaire du coefficient de couplage électromécanique de l'AlN en fonction de l'angle d'incidence. b) Variation de la différence entre les $\text{Img}k_t^2$ ($\lambda_p=800\text{nm}$) et $\text{Img}k_t^2$ ($\lambda_p=400\text{nm}$) en fonction de θ .

IV.4 CONCLUSION

Nous avons mené une étude détaillée sur l'influence de la température et l'angle d'incidence sur divers caractéristiques du nitrure d'aluminium. Ainsi nous avons développé deux programmes basés sur les expressions déterminant les différents paramètres caractéristiques de l'AlN et en considération l'expression complexe de la permittivité diélectrique dans le but d'étudier l'influence du changement de la température et de l'angle d'incidence sur les deux parties réelle et imaginaire des constantes.

Pour l'influence de la température nous sommes arrivés grâce à l'étude de l'effet de la variation de la température sur les deux parties imaginaire de la constante de raideur et du coefficient de couplage électromécanique à élaborer deux équations qui expriment la dépendance en température des rapport $e_{33}^2/\varepsilon_{33}^S$ et $e_{33}^2/C_{33}^D\varepsilon_{33}^S$ du AlN.

L'étude effectuée sur l'effet de la variation de l'angle d'incidence a mis en évidence les différents graphes qui expriment $\text{Re}e_{33}=f(\theta)$, $\text{Im}e_{33}=f(\theta)$, $\text{Re}\varepsilon_r=f(\theta)$, $\text{Im}\varepsilon_r=f(\theta)$, $\text{Re}K_{\xi}^2=f(\theta)$, $\text{Im}K_{\xi}^2=f(\theta)$ pour deux valeurs de la longueur d'onde de la sonde. Dans le cas des trois paramètres nous avons constaté que l'utilisation d'une longueur d'onde de la sonde égale à 800 nm permet d'obtenir des résultats plus précis, ce qui favorise l'utilisation des expériences Rouge/Rouge en acoustique picoseconde colorée. Dans le cas du coefficient de couplage électromécanique nous avons déterminé l'équation qui exprime la différence entre les valeurs obtenus pour $\lambda_p = 400$ nm et $\lambda_p = 800$ nm des deux parties réelle et imaginaire du coefficient.

Conclusion générale

CONCLUSION GENERALE

Le travail effectué dans cette thèse a porté sur les caractéristiques des matériaux piézoélectriques qui peuvent être utilisés dans la fabrication des résonateurs à ondes de volume BAW : AlN, ZnO, PZT, Quartz, PVDF, Al₂O₃, SrTiO₃, PbTiO₃, LiNbO₃, GaN, KNbO₃, LiTaO₃, GeO₂, BiFeO₃. L'objectif visé était de déterminer les critères de leur choix qui contrôlent la performance des résonateurs. Pour cela, nous avons utilisé l'acoustique picoseconde coloré qui est non seulement non destructive mais aussi très efficace dans la caractérisation des couches minces. Le logiciel de simulation que nous avons développé est basé essentiellement sur les équations de la piézoélectricité et les relations tirées de la technique d'acoustique picoseconde colorée.

Ainsi, plusieurs relations liant les différents paramètres sont établies. Tout d'abord, nous avons quantifié la relation entre les paramètres de la technique APC (longueur d'onde de la sonde et période des oscillations de Brillouin) et la constante de raideur du mode longitudinale d'un matériau piézoélectrique:

$$C_{33}^D (GPa) = 0.01 \frac{\lambda_p}{T} - 66.$$

Le phénomène de diffusion causé par les frottements internes générés dans ces matériaux se traduit par une diminution de l'énergie de l'onde ultrasonore. Afin de quantifier son influence, nous avons introduit la notion de la permittivité diélectrique complexe et les variations de la tangente des pertes dans la gamme de fréquence de fonctionnement d'un résonateur BAW. Ainsi, nous avons établi les formes complexes de la constante de raideur:

$$C_{33}^D = \frac{e_{33}^2}{\epsilon_{33}^s} \times \left[\frac{1 + \epsilon_0 C_{33}^E (1 + \tan^2 \delta)}{(1 + \tan^2 \delta)} + i \frac{\tan \delta}{(1 + \tan^2 \delta)} \right]$$

Ainsi que celle du coefficient de couplage électromécanique :

$$k_t^2 = \frac{e_{33}^2}{C_{33}^D \epsilon_{33}^s (1 + \tan^2 \delta)} + i \frac{e_{33}^2 \tan \delta}{C_{33}^D \epsilon_{33}^s (1 + \tan^2 \delta)}$$

L'analyse et la combinaison des différents résultats obtenus a permis de proposer une méthode originale permettant de déterminer les différents paramètres caractéristiques de la couche

piézoélectrique d'un résonateur BAW : la constante de raideur, la masse volumique, l'indice de réfraction ainsi que la vitesse acoustique longitudinale.

Les conditions nécessaires au bon fonctionnement d'un résonateur BAW ont été arrêtées. La constante de raideur devrait être incluse dans l'intervalle 300 GPa - 500 GPa et le rapport e_{33}^2/ϵ_{33}^s compris entre 1.7 GPa et 28.5 GPa.

Par ailleurs, nous avons mené une étude détaillée sur l'influence de la température et de l'angle d'incidence sur divers caractéristiques du nitrure d'aluminium. En variant la valeur de la température dans l'expression de la constante de raideur, nous avons constaté que la valeur des pentes de $\text{Im}g C_{33}^D = f(\tan\delta)$ et $\text{Im}g k_t^2 = f(\tan\delta)$ diminuait au fur à mesure que la température augmentait et c'est en reliant le changement des pentes à la température que nous sommes arrivés à déterminer l'expression des rapports $\frac{e_{33}^2}{\epsilon_{33}^s}$ et $\frac{e_{33}^2}{C_{33}^D \epsilon_{33}^s}$ en fonction de la température :

$$\frac{e_{33}^2}{\epsilon_{33}^s}(T_a) = \frac{e_{33}^2}{\epsilon_{33}^s}(T_i) (1 + TC(C_{33}^D)\Delta T)$$

$$\frac{e_{33}^2}{C_{33}^D \epsilon_{33}^s}(T_a) = \frac{e_{33}^2}{C_{33}^D \epsilon_{33}^s}(T_i) (1 + TC(C_{33}^D)\Delta T)$$

Enfin, l'étude sur l'effet de la variation de l'angle d'incidence du laser femtoseconde sur les parties réelles et imaginaires de la constante piézoélectrique, la permittivité diélectrique ainsi que le coefficient de couplage électromécanique a montré que l'utilisation d'une longueur d'onde de la sonde accordable dans le rouge permettait de donner des résultats plus précis et proche des valeurs données par la littérature ce qui favorise l'utilisation des expériences rouge/ rouge lors de la caractérisation des résonateurs BAW via acoustique picoseconde colorée.

Références bibliographiques

I. INTRODUCTION

- [1] H. P. Lobl, M. Klee, R. Milson, R. Dekker, C. Metzmacher, W. Brand & P. Lok, *Materials for bulk acoustic wave (BAW) resonators and filters*, J. Eur. Ceram. Soc. **21** (15), 2633 (2001).
- [2] R. Aigner, *High performance RF-filters suitable for above IC integration: Film Bulk Acoustic- Resonators (FBAR) on silicon*, IEEE (CICC), **8**, 141 (2003).

II. CHAPITRE I

- [1] H. P. Lobl, M. Klee, R. Milson, R. Dekker, C. Metzmacher, W. Brand & P. Lok, *Piezoelectric thin AlN films for bulk acoustic wave (BAW) resonators*, J. Eur. Ceram. Soc., **21**(15), 2633 (2001).
- [2] J. X. Zhang¹, B. Xiang, Q. He, J. Seidel, R. J. Zeches, P. Yu, S. Y. Yang, C. H. Wang, Y-H. Chu, L. W. Martin, A. M. Minor & R. Ramesh, *Large Field-Induced Strains in a Lead-Free Piezoelectric Material*, Nature Nanotechnology, **6**, 98 (2011)
- [3] A. Ballato, *Piezoelectricity: History and New Thrusts*, IEEE US, **2**, 575 (1996)
- [4] R. Hooykaas, *The historical and philosophical background of Haüy's theory of Crystal Structure*, *Academiae Analecta*, AWLsK, Jaargang **56** (2), 10(1994).
- [5] P. Curie & J. Curie, C R Acad Sci Paris, **91**, 294 (1880).
- [6] W.G.Cady, *Piezo Electric Resonator*, U.S. Patent 1.450.246, (1923)
- [7] Sawyer C. B. & Tower C. H. Rochelle, *Salt as a dielectric*, Physical Review, **35**, 269(1930)
- [8] G. Busch & P. Scherrer, *Eine neue seignette-elektrische Substanz*, Naturwissenschaften, **23** (43), 737(1935)
- [9] H. Mueller, *Properties of Rochelle salt [I]*, Phys. Rev. **47**, 175(1935).
- [10] D. Royer & E. Dieulesaint, *Ondes élastiques dans les solides, Tome I : Propagation libre et guide*, Masson, Paris, (1996).
- [11] A. J. Moulson & J. M. Hebert, *Electroceramics materials, properties, applications*, Edition chappman and Hall, London ; New York, (1990).
- [12] K. Mehta & A.V. Virkar, *Fracture Mechanism in Ferroelectric–Ferroelastic Lead Zirconate Titanate (Zr:Ti 0.54:0.46) Ceramics*, J. Am. Ceram. Soc., **73** (3), 567(1990).
- [13] M. Brissaud & L. Eyraud, *Matériaux piézoélectriques, pyroélectriques, électrostrictifs et applications*, Lyon. INSA de Lyon-CAST, 1996.
- [14] P. E. Dunn & S. H. Carr, *A Historical Perspective on the Occurrence of Piezoelectricity in Materials*, Mrs Bulletin, **4** (2), 22(1989).

- [15] W. P. Mason, *Piezoelectric crystals and their application to ultrasonics*, Van Nostrand, New York, 1950.
- [16] A.Safari & E. Koray Akdogan, *Piezoelectric and Acoustic Materials for Transducer Applications*, Springer, USA, (2008)
- [17] J. Ilczuk, A. Zarycka & M. Czerwiec *Synteza i właściwości i piezoelektryczne ceramiki typu PZT otrzymanej metodą zolowo-żelową*, , *Ceramics*, **89**, 115 (2005).
- [18] M. Fukunaga, M.Takesada & A.Onodera, *Ferroelectricity in Layered Perovskites as a Model of Ultra-Thin Films*, *World Journal of Condensed Matter Physics*, **6**(3), (2016)
- [19] J. Xue & J. Wang, *Lead zirconate titanate via reaction sintering of hydroxide precursors*, *J. Mater. Res.* **14** (4), 1503 (1999)
- [20] E.Fukada, *History and Recent Progress in Piezoelectric Polymers* , *IEEE Transactions On Ultrasonics, Ferroelectrics, And Frequency Control*, **47**(6), 1277 (2000)
- [21] S. Kumar Patla, R. Ray, K. Asokan & S. Karmakar, *Investigation of ionic conduction in PEO–PVDF based blend polymer electrolytes*, *J. Appl. Phys.*, **123** (12), 1(2018)
- [22] A. Abrar, D. Zhang, B. Su, T.W. Button, K.J. Kirk & S. Cochran, *1–3 connectivity piezoelectric ceramic–polymer composite transducers made with viscous polymer processing for high frequency ultrasound*, *Ultrasonics*, **42**, 479(2004)
- [23] D. Guo, K. Cai, C. Nan, L.T. Li & Z. L. Gelcasting , *Gelcasting based solid freeform fabrication of piezoelectric ceramic objects*, *Scripta Materialia* **47**, 383 (2002)
- [24] J. P. Glusker, M. Lewis & M. Rossi, *Crystal Structure Analysis for chemists and Biologists*, USA (1994)
- [25] B. Jaffe, W.R. Cook & H. Jaffe, *piezoelectric ceramics*, Academic Press, **20** (4) 136 (1971).
- [26] G. Catalan, A. Lubk , A. H. G. Vlooswijk , E. Snoeck, C. Magen, A. Janssens, G.Rispens, G. Rijnders & D. H. A. Blank.B. Noheda, *Flexoelectric rotation of polarization in ferroelectric thin films*, *Nat. Mater.*, **10**(12), 963(2011).
- [27] D. Berlincourt & H. H. A. Krueger., *Domain processes in lead titanate zirconate and barium titanate ceramics*, *J. Appl. Phys.*, **30** (11), 1804 (1959).
- [28] Z. Suo, C. Kuo, D. Barnett, J.Willis. *Fracture Mechanics for Piezoelectric Ceramics*, *J Mech Phys Solids* **40**, 739 (1992).
- [29] D. Damjanovic, *Ferroelectric, dielectric and piezoelectric properties of ferroelectric thin films and ceramics*, *Rep. Prog. Phys.* **61**(9), 1267 (1998).
- [30] R. D. Shannon, *Revised effective ionic-radii and systematic studies of interatomic distances in halides and chalcogenides*, *Acta. Cryst.*. (A **32**), 751 (1976).

- [31] Burtanoval & Sulcm, Prokopovam , *Détermination of the piezoelectric coefficient d_{ij} of PZT ceramic and composites by Laser interferometry* , Journal of European ceramic society, **1**.1387(2001).
- [32] G. Feld, E. Labouré, E. Hoang & B. Revo, *Mesure de la déformation d'un matériau piézoélectrique par interférométrie*, J3eA, **7**, 1013 (2008).
- [33] G. Genta, *Vibration Dynamics and Control*, Springer Science & Business Media, Boston, (2009)
- [34] M. Kim, J. Kim & W. Cao, *Electromechanical coupling coefficient of an ultrasonic array element*, J. Appl. Phys., **99**(074102), 1 (2006).
- [35] J.Fialka & P.Benes, *Comparison of Methods of Piezoelectric Coefficient Measurement*, IEEE, 1(2012)
- [36] H.N. Shekhani & K. Uchino, *Characterization of mechanical loss in piezoelectric materials using temperature and vibration measurements*, J. Am. Ceram. Soc, **97** (9), 2810 (2014).
- [37] M. Paajanen, J. Lekkala & K. Kirjavainen, *ElectroMechanical Film (EMFi) - a new multipurpose electret material*, Sensors and Actuators, **84**, 95(2000).
- [38] X. Zhu, *Piezoelectric ceramic materials: Processing, properties, characterization, and applications*, Nova Science Publishers, Inc., **9**, 1(2009).
- [39] S. Bauer, R. Gerhard-Multhaupt & G. M. Sessler, *Ferroelectrets: Soft Electroactive Foams for Transducers*, Physics Today, **57** (2), 37 (2004).

III. CHAPITRE II

- [1] E. Benes, M. Groschl, R. Seifert & A. Pohl, *Comparison between BAW and SAW sensor principles*, IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, **45**(5), 1314 (1998).
- [2] W. Cady, *The Piezo-Electric Resonator*, Proc. IRE, **10** (83), 1(1922).
- [3] R. G. Kinsman, *A history of crystal filters*, IEEE international Frequency Control Symposium, **1**, 563(1988).
- [4] P. Emery, A. Devos, N. Ben Hassine & E. Defay, *Piezoelectric coefficients measured by picosecond ultrasonics*, IEEE International Ultrasonics Symposium Proceedings, 2178(2009).
- [5] W. P. Mason, *Electrical wave filters employing quartz crystals as elements*, Bell System Tech. Journal, **13** (3), 391 (1934).

- [6] W. S. Mortley, *Improvement improvements in or relating to wave-energy delay cells*, British patent, (1963).
- [7] J. H. Rowen, *Tapped ultrasonics delay line and uses therefor*. US Patent, (1963).
- [8] W. Wang, H. Oh, K. Lee, S. Yoon¹ & S. Yang, *Wirelessly driven and battery-free Love wave biosensor based on dinitrophenyl immobilization*, Japanese Journal of Applied Physics, **48**(6), 1(2009).
- [9] R. H. Tancrell, M. B.Schulz, H. H.Barrett, L. Davies & M.G. Holland, *Dispersive delay lines using ultrasonic surface waves*, Proc. IEEE, **57**, 1211(1969).
- [10] P. Schiopu, I.Chilibon, N. Grosu & A. Craciun, *Recent developments on surface acoustic wave (SAW) sensors for harsh conditions*, Proc. SPIE, Advanced Topics in Optoelectronics, Microelectronics, and Nanotechnologies VII, **9258**, 1(2015).
- [11] H. Meier, T. Beier & G. Rihan, *Miniaturization and advanced functionalities of SAW devices*, IEEE Transactions on microwave theory and techniques, **49**(4), 743(2001).
- [12] K. M. Lakin, G. R. Kline & K. T. McCarron, *High-Q microwave acoustic resonators and filters*, IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, **41** (12), 2139(1993).
- [13] H. P. Loebl, C. Metzmacher, R. F. Milson, R. Mauczok, W.Brand, P.Lok, *Narrow band bulk acoustic wave filters*, IEEE Ultrasonics Symposium,**1**, 411 (2004).
- [14] H. P. Loebl, C. Metzmacher, M. Klee, W. Brand, R. F. Milson & P. Lok, *Piezoelectric thin AlN films for bulk acoustic wave (BAW) resonators*, Materials Chemistry and physics, **79**(2-3) , 143(2003).
- [15] D. H. Werner & Z. H. Jiang, *Electromagnetics of body area networks: antennas, propagation, and RF systems*, John Wiley & Sons, Canada, (2016).
- [16] J. B. Lee, J. P. Jung, M.H. Lee & J.S. Park. , *Effects of bottom electrodes on the orientation of AlN films and the frequency responses of resonators in AlN-based FBARs*, Thin solid films, **447-448**, 610(2004).
- [17] T. Yokoyama, T. Nishihara, S. Taniguchi, M. Iwaki, Y. Satoh, M. Ueda & T. Miyashita, *New electrode material for low-loss and high-Q FBAR Filters*, IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings, 429 (2004).
- [18] S. Taniguchi , T. Yokoyama , M. Iwaki , T. Nishihara , M. Ueda & Y. Satoh, *7E-1 An Air-Gap Type FBAR Filter Fabricated Using a Thin Sacrificed Layer on a Flat Substrate*, IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings, 600(2007).
- [19] Y. Kumar, K. Rangra & R. Agarwal , *Design and simulation of FBAR with different electrodes material configuration*, International Journal of Engineering Trends and Technology (IJETT) , **28**(6), 294(2015).

- [20] K. M. Lakin & K. G. Lakin, *Numerical analysis of thin film BAW resonators*, Proceedings of Ultrasonics Symposium, **1**,74 (2003).
- [21] K. M. Lakin, *Thin Film Resonator Technology*, IEEE FCS-EFTF Proc., 1(2003).
- [22] K. M. Lakin, J. S. Wang, G. R. Kline, A. R. Landin, Y. Y. Chen & J. D. Hunt, *Thin film resonators and filters*, IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings, 466(1982).
- [23] Antonio Arnau Vives, *Piezoelectric Transducers and Applications*, Springer Science & Business Media, Espagne, 2008.
- [24] G. R. Kline & K. M. Lakin, *1.0-GHz thin-film bulk acoustic wave resonators on GaAs* Applied Physics Letters, **43** (8), 750(1983).
- [25] R. Ruby & P. Merchant, *Micromachined thin film bulk acoustic resonators*, IEEE Frequency Control Symposium Proceedings, 135(1994).
- [26] C. Peng, L. Yanxiang, D. Yong, X. Yang, R. Tianling & L. Litian, *Study of BAW Filter. Using Surface Micromachining*, IEEE ISSCT, **2**, 839 (2001).
- [27] H. Satoh, H. Suzuki, C. Takahashi, C. Narahara & Y. Ebata, *A 400 MHz one-chip oscillator using an air-gap type thin film resonator*, IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings, 363(1987).
- [28] M. A. Dubois, C. Billard, C. Muller, G. Parat & P. Vincent, *Integration of High-Q BAW Resonators and Filters Above IC*, IEEE ISSCC Proceedings, 392 (2005).
- [29] J. F. Carpentier, A. Cathelin, C. Tilhac, P. Garcia, P. Persechini, P. Conti, P. Ancey, G. Bouche, G. Caruyer, D. Belot, C. Arnaud, C. Billard, G. Parat, J. B. David, P. Vincent, M. A. Dubois & C. Enz, *A SiGe:C BiCMOS WCDMA zero-IF RF front-end using an above-IC BAW filter*, IEEE ISSCC Proceedings, 394(2005).
- [30] K. M. Lakin, K. T. McCarron & R. E. Rose, *Solidly mounted resonators and filters*, IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings, **2**, 905(1995).
- [31] W. E. Newell, *Face-mounted piezoelectric resonators*, Proceedings of the IEEE, **53**, 575(1965).
- [32] R. Aigner, J. Kaitila, J. Ella, L. Elbrecht, W. Nessler, M. Handtmann, T.R. Herzog, S. Marksteiner, *Bulk acoustic wave filter: performances optimization and volume manufacturing*, IEEE MTT-S, 2001 (2003).
- [33] K. M. Lakin, K. T. McCarron, J. F. McDonald & J. Belsick, *Temperature coefficient and ageing of BAW composite materials*, IEEE Frequency Control Symposium Proceedings, 605 (2001).
- [34] G. G. Fattinger, J. Kaitila, R. Aigner & W. Nessler., *Thin film bulk acoustic wave devices for applications at 5.2 GHz*, IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings, 174(2003).

- [35] R. C. Ruby, *Review and Comparison of Bulk Acoustic Wave FBAR, SMR Technology*, Proc. IEEE Ultrason Symp, **3**, 1029(2007).
- [36] F. Constantinescu, M. Nutescu, A.-G. Gheorghe, A. Florea & O. Llopis, *Behavioral circuit models of power BAW resonators and filters*, Analog Integr Circ Sig Process, **73**, 57 (2012).
- [37] K. M. Lakin, *Modeling of thin film resonators and filters*, IEEE MTT-S Digest, **1**, 149(1992).
- [38] J. Olivares, E. Wegmann, M. Clement, J. Capilla, E. Iborra & J. Sangrador, *Assessment of solidly mounted resonators with wide-band asymmetric acoustic reflectors*, IEEE International Ultrasonics Symposium Proceedings, 1677(2010).
- [39] S. Jose, B. André, M. Jansman, J. Raymond, E. Hueting & J. Schmitz, *Optimized reflector stacks for solidly mounted bulk acoustic wave resonators*, IEEE Transactions On Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, **57**(12), (2010).
- [40] K. M. Lakin, *Thin film resonators and filters*, IEEE Ultrasonic Symposium, 895(1999).
- [41] G. Aspects C. Lambert, D. Borrello, H. Choffat, P. Jacot & E. Kuegler, *BAW devices: technology overview and manufacturing aspects*, 2nd International Symposium on Acoustic Wave Devices for Future Mobile Communication Systems, 1(2004).
- [42] C. Thomsen, J. Strait, Z. Vardeny, H. J. Maris, J. Tauc & J. J. Hauser, *Coherent phonon generation and detection by picosecond light pulses*, Phys. Rev. Lett., **53**, 989(1984).
- [43] J. Tauc, H. Maris & C. Thomsen, *Optical generator and detector of stress pulses*, US Patent, 1(1987).
- [44] A. Devos & C. Lerouge, *Evidence of Laser-Wavelength Effect in Picosecond Ultrasonics: Possible Connection With Interband Transitions*, Phys. Rev. Lett. **86**, 2669(2001).
- [45] A. Devos & R. Côte, *Strong oscillations detected by picosecond ultrasonics in silicon: Evidence for an electronic-structure effect*, Phys. Rev. B70, 1(2004).
- [46] A. Devos, R. Cote, G. Caruyer & A. Lefevre, *A different way of performing picosecond ultrasonic measurements in thin transparent films based on laser-wavelength effects*, Appl. Phys. Lett. **86**, 1(2005).
- [47] E. Pontecorvo, M. Ortolani, D. Polli, M. Ferretti, G. Ruocco, G. Cerullo & T. Scopigno, *Visualizing coherent phonon propagation in the 100 GHz range: A broadband picosecond acoustics approach*, Appl. Phys. Lett. **98**, 1(2011).
- [48] P. Emery, *Thin films mechanical characterization using Colored Picosecond Acoustics*, American Institute of Physic, 176 (2011).

- [49] A. Devos, M. Foret, S. Ayrinhac, P. Emery, & B. Rufflé, *Hypersound damping in vitreous silica measured by picosecond acoustics*, Phys. Rev., **B77**, 1(2008).
- [50] A. Devos, R. Côte, G. Caruyer & A. Lefèvre, *A different way of performing picosecond ultrasonic measurements in thin transparent films based on laser-wavelength effects*, Appl. Phys. Lett. **86**, 1(2005).
- [51] P. Emery, A. Devos, N. Ben Hassine & E. Defay, *Piezoelectric coefficients measured by picosecond ultrasonic*, IEEE International Ultrasonic Symposium Proceedings, 2178 (2009).
- [52] A. Devos, J. F. Robillard, R. Côte & P. Emery, *High-laser-wavelength sensitivity of the picosecond ultrasonic response in transparent thin films*, Phys. Rev., B74 (6), 1(2006).
- [53] W. P. Mason, *Electromechanical transducers and wave filters*, 2nd Ed, Van Nostrand-Reinhold, Princeton, New Jersey, (1948).
- [54] H. Lakdawala & E.S. Kim, *Simple post-processing technique to tune resonant frequency of film bulk acoustic resonators and stacked crystal filters*, IEEE International Frequency Control Symposium, 831 (1998).

IV. CHAPITRE III

- [1] P. Emery & A. Devos, *Acoustic attenuation measurements in transparent materials in the hypersonic range by picosecond ultrasonics*, Applied Physics Letters **89**, 1 (2006)
- [2] D. Petit, B. Gautier, D. Albertini, E. Defay, J. Verdier, D. Barbier & J. F. Carpentier, *Determination of the temperature coefficient piezoelectric constant T_{Ce33} to improve thermal ID acoustic tool for BAW resonator design*, IEEE International Ultrasonics Symposium Proceedings, 2016 (2009).
- [3] Q. Chen , F. Li, H. Cheng & Q. M. Wang, *Characteristics of dual mode AlN thin film bulk acoustic wave resonators*, IEEE, **57**(8), 1840 (2008)
- [4] I. Hadjoub, A. Doghmane & Z. Hadjoub, *Microacoustic investigations of different structural forms of silicon*, J. Phys. IV France 124, 141 (2005).
- [5] R. Côte & A. Devos, *Refractive index, sound velocity and thickness of thin transparent films from multiple angles picosecond ultrasonics*, Rev. Sci. Instrum., **76**, 1 (2005).
- [6] G. Bu, D. Ciplys, M. Shur, L.J. Schowalter, S. Schujman & R. Gaska *Surface acoustic wave velocity in single-crystal AlN substrates*, IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Control., **53**, 251 (2006).
- [7] Y. M. Sun, Z. L. Mao, B. H. Hou, G. Q. Liu & W. Li, *Giant birefringence of lithium niobate crystals in the terahertz region* , Chin. Phys. Lett., **24**, 414 (2007).

- [8] K. M. Lakin, G. R. Kline & K. T. McCarron, *Development of miniature filters for wireless applications*, IEEE Trans. Microw. Theory.Techn., **43**, 2933 (1995).
- [9] J. Kushibiki, I. Takanaga, M. Arakawa & T. Sannomiya, *Accurate measurements of the acoustical physical constants of LiNbO₃ and LiTaO₃ single crystals*, IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Control., **46**, 1315 (1999).
- [10] J. Kim, H. Woo, K. Joo, S. Tae, J. Park, D. Moon, S. H.Park, J. Jang, Y. Cho, J. Park, H. Yuh, G. D. Lee, I. S. Choi, Y. Nanishi, H. N. Han, K. Char & E. Yoon, *Less strained and more efficient GaN light-emitting diodes with embedded silica hollow nanospheres*, Sci. Rep., **3**, 1 (2013).
- [11] H. Morkoç, *Handbook of nitride semiconductors and devices, materials properties, physics and growth*, Volume 1, Wiley-VCH, Germany, 2008.
- [12] S. Cabuk, *Electronic structure and optical properties of KNbO₃: First principles study*, Optoelectron. Adv. Mater.Rapid communications, **1**, 100 (2007).
- [13] M. Davis, N. Klein, D. Damjanovic & N. Setter, *Large and stable thickness coupling coefficients of [001] C-oriented KNbO₃ and Li-modified (K,Na)NbO₃ single crystals*, Appl. Phys. Lett., **90**, 1 (2007).
- [14] A. Pillonnet, C. Champeaux, C. Bovier, R. Brenier, H. Jaffrezic & J. Mugnier, *Influence of oxygen pressure on structural and optical properties of Al₂O₃ optical waveguides prepared by pulsed laser deposition*, Applied Physics A, **69** (1), 735 (1999).
- [15] A. Gacem, A. Doghmane & Z. Hadjoub, *Density dependence on the thickness of different layers deposited on Si and Al₂O₃ substrates*, Advanced Materials - Symposia, **1** (3), 412 (2009).
- [16] I. Touati, Z. Hadjoub & A. Doghmane, *investigation of elastic properties of Al₂O₃ layers on SiC substrate via acoustic microscopie*, Journal Of Optoelectronics And Phys. Chem. News, **27**, 26 (2006).
- [17] H. Chaib, L. M. Eng & T. Otto, *Dielectric polarization and refractive indices of ultrathin barium titanate films on strontium titanate single crystals* Journal of Physics: Condensed Matter, **17**, 161 (2005).
- [18] D. Berlincourt & H. Jaffe , *Elastic and Piezoelectric Coefficients of Single-Crystal Barium Titanate*, Physical review, **111**(1), 143(1958).
- [19] A. P. Sakhya, J. Maibam, S. Saha, S. Chanda, A. Dutta, B. I. Sharma, R. K. Thapa & T. P. Sinha, *Electronic structure and elastic properties of ATiO₃ (A = Ba, Sr, Ca) perovskites: A first principles study*, Indian Journal of Pure and Applied Physics, **53**, 102(2015).
- [20] S. De Nicola, G. Carbonara, A. Finizio & G. Pierattini, *Measurement of the temperature dependence of quartz refractive indices* , Appl. Phys., **B58**, 133 (1994).

- [21] S. Bouhedja, I. Hadjoub, A. Doghmane & Z. Hadjoub, *Investigation of Rayleigh wave attenuation via annular lenses in acoustic microscopy*, Phys. Stat. Sol. (a), **202**, 1025 (2005).
- [22] I. A. Ezenwa, *Synthesis and optical characterization of zinc oxide thin film*, J. Chem. Sci., **2**, 26 (2012).
- [23] 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 (2007).
- [24] T. Schneider, D. Leduc, J. Cardin, C. Lupi, N. Barreau & H. Gundel, *Optical properties of PZT thin films deposited on a ZnO buffer layer*, Opt. Mater., **29**, 1 (2007).
- [25] T. Kanda, Y. Kobayashi, M. K. Kurosawa, H. Yasui & T. Higuchi, *Estimation of Hydrothermally Deposited Lead Zirconate Titanate (PZT) Thin-Film*, Jpn. Soc. Appl. Phys., **40**, 5543 (2001).
- [26] M. Kahn, A. Dalzell & B. Kovel, *Preparation and performance of ceramic-air composites for hydrostatic sensing*, J. Am. Ceram. Soc., 89 (1986).
- [27] A. Bruner, D. Egera, M. Orona, P. Blau, M. Katz & S. Ruschin, *Refractive index dispersion measurements of congruent and stoichiometric LiTaO₃*, Proc. SPIE, **4628**, 66 (2002).
- [28] G. F. Marshall & G. E. Stutz, *Handbook of Optical and Laser Scanning*, Second Edition, Taylor and Francis group, New York, (2012).
- [29] V. L. Zhang, M. H. Kuok, H. S. Lim & S. C. Ng, *Determination of LiTaO₃ acoustic physical constants at hypersonic frequencies from bulk and surface wave velocities*, J. Phys. Condens. Matter., **14**, 545 (2002).
- [30] A. Lignie, W. Zhou, P. Armand, B. Ruffl, R. Mayet, J. Debray, P. Hermet, B. Mnaert, P. Thomas & P. Papet, *High-Temperature elastic moduli of flux-grown α -GeO₂ single crystal*, Chem. Phys. Chem., **15**, 118 (2014).
- [31] A. Kumar, R. C. Rai, N. J. Podraza, S. Denev, M. Ramirez, Y. H. Chu, L.W. Martin, J. Ihlefeld, T. Heeg, J. Schubert, D. G. Schlom, J. Orenstein, R. Ramesh, R. W. Collins, J. L. Musfeldt & V. Gopalan, *Linear and nonlinear optical properties of BiFeO₃*, Appl. Phys. Lett., **92**, 1 (2008).
- [32] P. Ruello, T. Pezeril, S. Avanesyan, G. Vaudel, V. Gusev, I. C. Infante & B. Dkhil, *Photoexcitation of gigahertz longitudinal and shear acoustic waves in BiFeO₃ multiferroic single crystal*, Appl. Phys. Lett, **100**, 1 (2012).
- [33] M. K. Yaakob, M. F. M. Taib, L. Lu, O. H. Hassan & M. Z. A. Yahya, *Self-interaction corrected LDA + U investigations of BiFeO₃ properties: plane-wave pseudopotential method*, Mater.Res. Express, **2**, 1(2015).

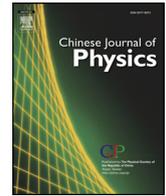
- [34] M. P. Moret, M. A. C. Devillers, K. Worhoff & P. K. Larsen, *Optical properties of $PbTiO_3$, $PbZr_xTi_{1-x}O_3$, and $PbZrO_3$ films deposited by metal organic chemical vapor on $SrTiO_3$* , J. Appl. Phys., **92**, 468 (2002).
- [35] K. A. Snook, J. Z. Zhao, C. H. F. Alves, J. M. Cannata., W. H. Chen, R. J. Meyer, T. A. Ritter & K. K. Shung, *Design, fabrication, and evaluation of high frequency, single-element transducers incorporating different materials*, IEEE Trans. Ultrason. Ferroelect., Freq. Control., **49**, 169 (2002).
- [36] C. Duan, W. N. Mei, W.G. Yin, J. Liu, JR. Hardy, M. Bai & S. Ducharme, *Theoretical study on the optical properties of polyvinylidene fluoride crystal*, Journal of Physics: Condensed Matter, **15** (22), 3805 (2003).
- [37] W. Djerir & T. Boutkedjirt, *Reconstruction of Pulsed Ultrasonic Fields by Deconvolution of the Spatio-temporal Effects of the Receiving Hydrophone: Theory and Simulation*, Forum Acusticum Budapest, 2833 (2005).
- [38] J. Krupka, J. Breeze, A. Centeno, N. Alford, T Claussen & L. Jensen, *Measurements of permittivity, dielectric loss tangent, and resistivity of float-zone silicon at microwave frequencies*, IEEE Trans Microw Theory Tech, **54** (11), 3995 (2006).
- [39] J. Krupka & J. Mazierska, *Contactless measurements of resistivity of semiconductor wafers employing single-post and split-post dielectric-resonator techniques*, IEEE Trans Instrum Meas, **56**(5):1839, 2007.
- [40] M. Kim, J. Kim & W. Cao, *Electromechanical coupling coefficient of an ultrasonic array element*, J. Appl. Phys., **99** (7), 1 (2006)
- [41] R. Aigner, *High performance RF-filters suitable for above IC integration: Film Bulk Acoustic- Resonators (FBAR) on silicon*, IEEE (CICC), **8**, 141 (2003).

V. CHAPITRE IV

- [1] M. Sternitzke & G. Muller, *Oxygen enrichment at inversion domain boundaries in aluminum nitride: influence on thermal-conductivity*, J. Am. Ceram. Soc., **77**, 737 (1994).
- [2] L.M. Sheppard, *Aluminum nitride—a versatile but challenging material*, Am. Ceram. Soc. Bull. **69**, 1801 (1990).
- [3] X.-J. Li, Z.-C. Xu, Z.-Y. He, H.-Z. Cao, W.-D. Su, Z.-C. Chen, F. Zhou & E.-U. Wang, *On the properties of AlN thin-films grown by low- temperature reactive rf-sputtering*, Thin Solid Films, **139** (3), 261 (1986)
- [4] R.C. Turner, P.A. Fuieler, R.E. Newnham & T.R. Shrout, *Materials for high-temperature acoustic and vibration sensors: A review*, Appl. Acoust. **41**(4), 299 (1994).

- [5] K. Kano, K. Arakawa, Y. Takeuchi, M. Akiyama, N. Ueno & N. Kawahara, *Temperature dependence of piezoelectric properties of sputtered aluminium nitride on silicon substrate*, Sensors and actuators A: Physical, **130-131**, 397 (2006).
- [6] R. A. Wolf & S.T McKinstry, *Temperature dependence of the piezoelectric response in lead zirconate titanate films*, Journal of Applied Physics, **95**, 1397 (2004)
- [7] A. Devos, P. Emery & G. Caruyer, *An Improvement of the Picosecond Ultrasonic Technique Based on a Tunable Laser : Application to Bulk Acoustic Wave Resonator Characterizations*, IEEE Ultrasonics Symposium, **2**, 564 (2006)
- [8] T. Perezil; F. Leon; D. Chateigner; S. Kooi & Keith A. Nelson, *Picosecond photoexcitation of acoustic waves in locally canted gold films*, Applied Physics Letters, **92** (6), 1 (2008).
- [9] D. Petit, N. Abelé, A. Volatier , A. Lefevre , P. Ancey, J-F Carpentier, *Temperature compensated bulk acoustic wave resonator and its predictive ID acoustic tool for RF filtering*, Ultra. Symp. IEEE, 1243 (2007)
- [10] D. Petit, B. Gautier, D. Albertini, E. Defay, J. Verdier, D. Barbier & J. F. Carpentier, *Determination of the temperature coefficient piezoelectric constant TCe33 to improve thermal ID acoustic tool for BAW resonator design*, IEEE International Ultrasonics Symposium Proceedings, 2016 (2009).
- [11] A. Devos, M. Foret, S. Ayrinhac, P. Emery & B. Rufflé, *Hypersound damping in vitreous silica measured by picosecond acoustics*, Physical Review, **B 77**, 1 (2008)
- [12] P. Muralt, J. Conde, A. Artieda, F. Martin & M. Cantoni, *Piezoelectric materials parameters for piezoelectric thin films in GHz applications*, International Journal of Microwave and Wireless Technologies, **1**(1), 19 (2009).
- [13] H. Morkoç, *Handbook of nitride semiconductors and devices, materials properties, physics and growth*, Volume 1, Wiley-VCH, Germany, (2008).
- [14] R. Aigner, *High performance RF-filters suitable for above IC integration: Film Bulk Acoustic- Resonators (FBAR) on silicon*, IEEE (CICC), **8**, 141 (2003).

Annexe



Criteria determination to choose piezoelectric materials for BAW resonator applications via colored picosecond acoustics



Kahina Ammiali, Abdellaziz Doghmane, Fatiha Hadjoub, Zahia Hadjoub*

Laboratory of Semiconductors, LSC, Department of Physics, Faculty of Science, Badji Mokhtar University, BP 12, Annaba DZ-23000, Algeria

ARTICLE INFO

Keywords:

Piezoelectric materials
BAW resonator
Colored picosecond acoustics
Acoustic parameters

ABSTRACT

A great number of piezoelectric materials which could be used in the fabrication of BAW resonators were investigated via colored picosecond acoustics technique in order to study the required parameters for designing and fabricating improved devices. These parameters concerns acoustic longitudinal velocity, v_L , elastic stiffness constant, C_{33}^D , intrinsic mechanical loss, $\tan\delta$, and electromechanical coupling coefficient, k_t^2 . We first quantify the effect of the ratio between the wavelength pulse of a femtosecond laser and the period of Brillouin oscillations, λ_p/T . It is found that C_{33}^D depends linearly on λ_p/T . Then, we deduced novel relations for stiffness constant and mechanical coupling coefficient. Moreover, the determination of different parameters (density, refractive index and v_L) of piezoelectric film is achieved, with good agreement with literature. The optimized conditions for the parameter choice of BAW resonators are found to be: $300 \text{ GPa} < C_{33}^D < 500 \text{ GPa}$ and $1.7 \text{ GPa} < e_{33}^2/\epsilon_{33}^3 < 28.5 \text{ GPa}$ with $\lambda_p/T > 37 \cdot 10^3 \text{ m/s}$ where e_{33} and ϵ_{33}^3 are the piezoelectric constant and the materials permittivity in the direction 3, respectively.

1. Introduction

Piezoelectric materials devices are of great importance in several fields: biomedical application, MEMs, computing, detectors and particularly in telecommunications [1]. In fact, wireless communications became an everyday and everybody contacting means. Therefore, to meet the requirements of increasing demands, it is necessary to innovate and to develop more performing and more efficient devices. Such improvements concerns high frequency operations, size reduction and consequently higher density integrations.

In this context, we consider the best candidates to satisfy all the above requirements which are Bulk Acoustic Wave (BAW) resonators. These devices consist of a piezoelectric thin film sandwiched between two metallic electrodes. The application of an electric signal between these electrodes creates an acoustic wave that depends on the thickness and the elastic characteristics of the piezoelectric film. Hence, film specific criteria are necessary for the fabrication of performing BAW resonators [2]. Therefore, our aim is to investigate the necessary parameters for designing and fabricating improved devices. These parameters are: acoustic longitudinal velocity, v_L , elastic stiffness constant at invariable electric displacement, C_{33}^D , intrinsic mechanical loss, $\tan\delta$, and electromechanical coupling coefficient, k_t^2 .

To do so, we consider colored picosecond acoustics (CPA) which is a nondestructive method used in the characterization of thin films as well as BAW devices and /or Surface Acoustic Wave (SAW) devices. Thus, we first quantify the effect of the ratio between the

* Corresponding author.

E-mail addresses: k_ammiali@yahoo.fr (K. Ammiali), a_doghmane@yahoo.fr (A. Doghmane), fati_hadjoub@yahoo.fr (F. Hadjoub), z_hadjoub@yahoo.fr (Z. Hadjoub).

<https://doi.org/10.1016/j.cjph.2018.10.008>

Received 12 July 2018; Received in revised form 27 September 2018; Accepted 9 October 2018

Available online 18 October 2018

0577-9073/ © 2018 The Physical Society of the Republic of China (Taiwan). Published by Elsevier B.V. All rights reserved.

wavelength pulse of a femtosecond laser and the period of Brillouin oscillations on the elastic stiffness constant. Then, the variation of dielectric tangent loss on this constant as well as on electromechanical coupling coefficient is studied. Finally a method is proposed to determine BAW resonator characteristics.

2. Picosecond acoustics principle

Picosecond acoustics is an optical method based on a pump/probe technique that uses a femtosecond laser source. It combines propagation phenomena of acoustic waves and acousto-optic coupling to generate and detect acoustic impulses of high frequencies [10 GHz–100 GHz] [3]. When the first pulse is absorbed a thermal stress is generated; the resulting packet of longitudinal phonons propagates perpendicularly to the sample surface with a characteristic velocity of each medium. The partially reflected echo at the opposite side returns to the transducer. The pulses are converted into electrical signals, amplified electronically, and displayed on an oscilloscope. The time delay between the two pulses leads to the determination of either the film thickness, if the sound velocity in the film is known, or the sound velocity, if the film thickness is known.

Moreover, in the case of a transparent layer, the stress propagation could be displayed, in reflectivity curves as the so-called Brillouin oscillations. The period, T , of these oscillations is of great importance in the determination of mechanical properties of any material. It is given by the following relation [4,5]:

$$T = \lambda_p / 2nv_L \quad (1)$$

where λ_p is the probe wavelength and n is the refractive index of the film.

3. Materials

Piezoelectric materials, with very desirable characteristics for different applications, are used for BAW and SAW devices which couple the mechanical resonances to the electrical signals being conditioned by electromechanical transduction mechanism. The key parameters for most applications are electrical and mechanical performances as well as the ease of integration during device fabrications. Despite the strong progress in thin film technologies, only few piezoelectric materials such as AlN, ZnO and PZT are well suited for BAW resonators fabrication. Therefore, it is our aim to investigate the integration possibilities of other piezoelectric materials in BAW devices and to optimize their uses.

To do so, we consider a great number of these materials whose characteristics (refraction indices, longitudinal velocities and densities, ρ) are grouped in Table 1. These piezoelectric materials can be classified, according to their longitudinal velocities, as rapid materials ($v_L \geq 7000$ m/s) and medium materials ($v_L < 7000$ m/s). They cover a large spectrum of densities varying from 2200 kg/m³ (quartz) to 8340 kg/m³ (BiFeO₃) with refractive indices changing from 1.54 (quartz) to 2.66 (PbTiO₃)

4. Results and discussion

4.1. Effects of elastic stiffness constants

The elastic stiffness constant, C_{33}^D , can be expressed as follows [31]:

$$C_{33}^D = \rho v_L^2 \quad (2)$$

Thus, using Eq. (2), and the data regrouped in Table 1, we calculated C_{33}^D ; the deduced values are listed in the last line of this table. To better illustrate the results, we plot in Fig. 1 the variations of C_{33}^D as a function of λ_p/T for a great number of piezoelectric materials.

It can clearly be seen that the stiffness constant increases with increasing λ_p/T . Therefore, the investigation of low C_{33}^D materials

Table 1

Properties of investigated rapid [6–14] and medium [15–30] piezoelectric materials and deduced C_{33}^D .

Materials	n	ρ (kg/m ³)	v_L (m/s)	C_{33}^D (GPa) <i>This Work</i>
Rapid piezoelectric materials				
AlN	2.19 [6]	3260 [7]	10800 [6]	380
LiNbO ₃	2.28 [8]	4644 [9]	8600 [10]	343
GaN	2.4 [11]	6150 [12]	8040 [12]	397
KNbO ₃	2.35 [13]	4620 [14]	7820 [14]	282
Medium piezoelectric materials				
Quartz	1.54 [15]	2200 [16]	5970 [16]	78.4
ZnO	2.0 [17]	5605 [18]	6400 [18]	229
PZT	2.23 [19]	7000 [20]	4100 [21]	117
LiTaO ₃	2.18 [22]	7450 [23]	5667 [24]	239
GeO ₂	1.65 [25]	4287 [25]	5264 [25]	118
BiFeO ₃	2.6 [26]	8340 [27]	5379 [28]	241
PbTiO ₃	2.66 [29]	6900 [30]	5200 [30]	186

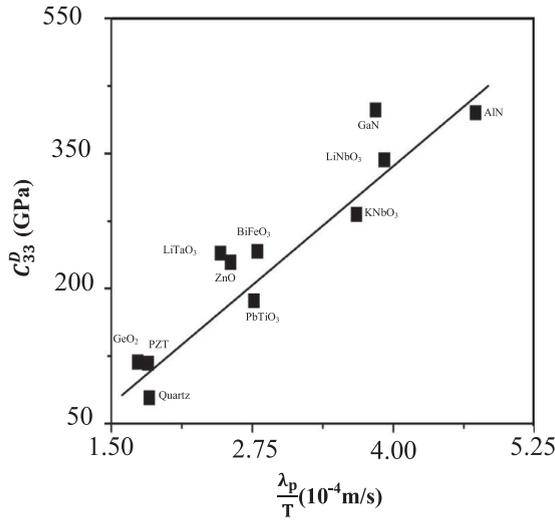


Fig. 1. Stiffness constant as a function of λ_p/T for different piezoelectric materials (■ ■ ■); the continuous line (—) is the best optimizing fit.

requires short wavelengths and high Brillouin periods. Whereas, higher wavelengths and low Brillouin periods are necessary to study high C_{33}^D materials. It is well established that AlN, with $\lambda_p \approx 700$ nm, is a good material for high quality resonators. Therefore, the neighboring materials, i.e., LiNbO₃, KNbO₃ and GaN (Fig. 1) should be good candidates for similar purposes.

Moreover, the linear dependence can be quantified, via curve fitting (—), to deduce a dependence of the form:

$$C_{33}^D = 0.01\lambda_p/T - 66 \tag{3}$$

The importance of this relation lies not only in its simplicity and universality but also in the calibration of the CPA parameter technique in order to characterize more precisely piezoelectric materials.

4.2. Effects of mechanical loss

Acoustic waves are attenuated during their propagation in materials due to internal friction and/or diffusion phenomena. This attenuation is a consequence of mechanical losses that leads to a decrease in the energy of ultrasonic waves. Thus, an imaginary part should be added to the stiffness constant which is strongly dependent on mechanical losses [32]. To evaluate the effect of this phenomenon, we make use of the complex permittivity concept, ϵ , whose dielectric loss tangent ($\tan\delta$), is dominated by conduction mechanism. So complex permittivity is given by [33,34]:

$$\epsilon = \epsilon_0\epsilon_r(1 - i\tan\delta) \tag{4}$$

where ϵ_0 is the permittivity of vacuum, ϵ_r is the relative real permittivity of the material. In the present work, by considering the normal direction (known as direction 3) to the resonator surface, Eq. (4) becomes:

$$\epsilon = \epsilon_{33}^s(1 - i\tan\delta) \tag{5}$$

with $\tan\delta = \sigma/\omega \epsilon_{33}^s$, and $\epsilon_{33}^s = \epsilon_0\epsilon_r$, where ω is the angular frequency, $\tan\delta$ is the dielectric loss tangent due to the conductivity, σ , and ϵ_{33}^s is the materials permittivity in the direction 3.

4.3. Influence of $\tan\delta$ on stiffness constant

The stiffness constant can also be expressed as a function of the piezoelectric constant, e_{33} , the dielectric permittivity, ϵ_{33}^s , and the stiffness at a constant field, C_{33}^E as follows [35]:

$$C_{33}^D = e_{33}^2/\epsilon_{33}^s + C_{33}^E \tag{6}$$

By introducing the complex dielectric permittivity expression in relation 6, the stiffness constant takes a complex form whose imaginary part depends on the frequency:

$$C_{33}^D = e_{33}^2/\epsilon_{33}^s(1 - i\tan\delta) + C_{33}^E \tag{7}$$

Multiplying this expression by the conjugate complex, $(1 + i \tan\delta)$ leads to:

$$C_{33}^D = \frac{e_{33}^2}{\epsilon_{33}^s} \times \left[\frac{1 + \epsilon_0 C_{33}^E(1 + \tan^2\delta)}{(1 + \tan^2\delta)} + i \frac{\tan\delta}{(1 + \tan^2\delta)} \right] \tag{8}$$

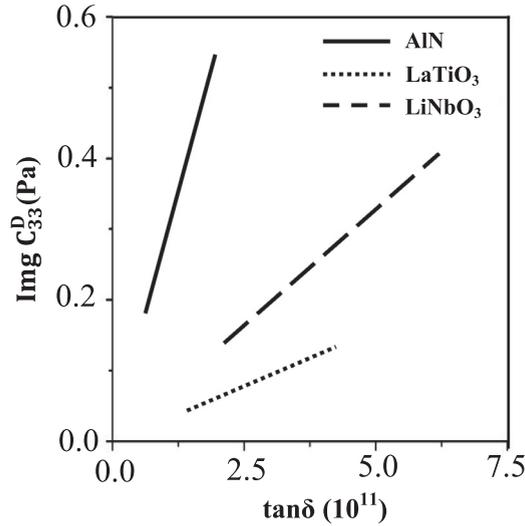


Fig. 2. Variation of the imaginary part of the stiffness constant as a function of dielectric loss tangent for AlN (—), LiNbO₃ (. . .) and LiTaO₃ (- - -).

The effects of mechanical losses on the stiffness constant were carried out via the variations of the imaginary part of, $\text{Im}gC_{33}^D$, (relation 8) as a function of dielectric loss tangent. The investigation concerned all listed materials in Table 1 in a frequency range of 1 to 3 kHz corresponding to BAW resonator operations. Fig. 2 represents a typical example of these variations for the most widely used piezoelectric materials: AlN, LaTiO₃ and LiNbO₃. It can clearly be seen that all curves show a linear increase; the curve fitting leads to the following relation:

$$\text{Im}gC_{33}^D = A \tan \delta \tag{9}$$

where A is a characteristic constant (slope) of each material, e.g.; for AlN: $A = 28.5 \text{ GPa}$. It is worth noting that similar results were also obtained for all other investigated piezoelectric material listed in Table 1. Hence, these graphs $\text{Im}gC_{33}^D = f(\tan \delta)$ can be used to determine the slopes of different materials.

Moreover, one can notice from Eq. (8) that:

$$\text{Im}gC_{33}^D = e_{33}^2 \tan \delta / \epsilon_{33}^s (1 + \tan^2 \delta) \tag{10}$$

Since for low conductivity piezoelectric materials, $\tan \delta$ values vary between 10^{-20} and $0.5 \cdot 10^{-6}$, then $\tan^2 \delta \ll 1$. Hence, Eq. (10) becomes:

$$\text{Im}gC_{33}^D = (e_{33}^2 / \epsilon_{33}^s) \tan \delta \tag{11}$$

From Eqs. (9) and (11), it can be deduced that the slope A is:

$$A = e_{33}^2 / \epsilon_{33}^s \tag{12}$$

Thus, the graphical determination of the slope A leads to the determination of either e_{33}^2 or ϵ_{33}^s by just knowing one of them.

To enrich this investigation, it would be interesting to find a relationship between e_{33}^2 and ϵ_{33}^s . Hence, we plot in Fig. 3 the graphically deduced values of $e_{33}^2 / \epsilon_{33}^s$ as a function of λ_p / T . It can be clearly seen that the obtained data can be divided into three regions:

- Region I: for $\lambda_p / T < 2 \cdot 10^4$ concerning PZT, GeO₂ and quartz (▲▲▲▲).
- Region II: for $2 \cdot 10^4 < \lambda_p / T < 3.7 \cdot 10^4$ concerning KNbO₃, BiFeO₃, PbTiO₃, ZnO and LiTaO₃ (●●●).
- Region III: for $\lambda_p / T > 3.7 \cdot 10^4$ concerning AlN, LiNbO₃ and GaN (■ ■ ■ ■).

Since region I and region III contain only three real materials, and in order to increase the precision in curve fitting approach, it is worth completing this investigation by introducing eight fictitious materials, M_x ($x = 1$ to 8). The characteristics of each fictitious material (ρ , n and ν_L) and consequently the values of λ_p / T and $e_{ss}^2 / \epsilon_{33}^s$ should lay between those of two real materials; their properties are regrouped in Table 2.

Thus, the introduction of M_x data in Fig. 3 (○○○) confirms the linearity of all curves in the three regions. From curve fitting, the following relations were obtained:

- Region I: $e_{ss}^2 / \epsilon_{33}^s = 17.5 \cdot 10^6 \lambda_p / T - 33.0 \cdot 10^{10}$
- Region II: $e_{ss}^2 / \epsilon_{33}^s = 3.8 \cdot 10^6 \lambda_p / T - 8.3 \cdot 10^{10}$
- Region III: $e_{ss}^2 / \epsilon_{33}^s = 2.6 \cdot 10^6 \lambda_p / T - 9.4 \cdot 10^{10}$

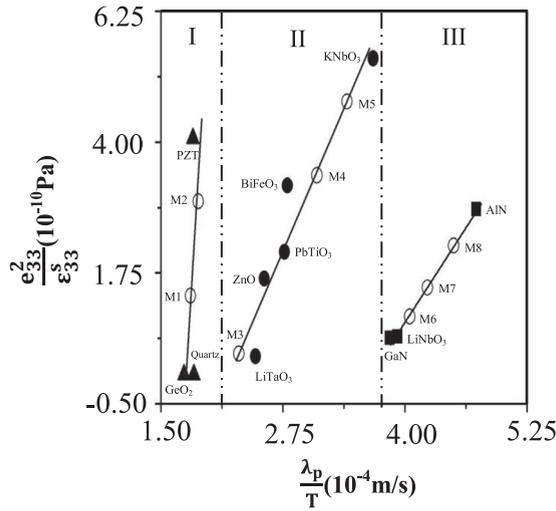


Fig. 3. Variation of e_{33}^2/ϵ_{33}^s as a function of λ_p/T for different real piezoelectric materials ($\blacktriangle \bullet \blacksquare$) and fictitious materials (\circ).

Table 2
Properties of used fictitious materials.

Fictitious materials	M1	M2	M3	M4	M5	M6	M7	M8
n	1.7	1.6	2.1	2.3	2.4	2	2.2	2.3
ρ (kg/m ³)	4000	3600	6000	5200	6000	3470	4420	4600
v_L (m/s)	5300	5700	5400	6900	7100	11,100	9100	9200

In fact, a close analysis of these relations shows that all the curves obey to the law:

$$e_{ss}^2/\epsilon_{33}^s = \beta \lambda_p/T - C \tag{13}$$

with β and C being characteristic constants of each region. It is worth nothing that materials with high stiffness constants, such as LiNbO_3 , GaN and AlN , belong to region III. Moreover, these materials, with high acoustic velocities, are good candidates for high frequency applications of BAW devices. Thus, region III is the most important part to be taken into consideration. On the other hand, the importance of Fig. 3 lies in the predetermination of the condition concerning the e_{33}^2/ϵ_{33}^s ratio in the choice of piezoelectric materials for BAW resonator fabrication. This ratio should vary from 1.7 GPa to 28.5 GPa with $\lambda_p/T > 37 \cdot 10^3$ m/s.

4.4. Influence of $\tan\delta$ on electromechanical coupling coefficient

Piezoelectric materials are characterized by electromechanical coupling coefficient, k_t^2 , defined as the ratio between transferred and delivered energies, i.e., the materials ability to transform electric energy [36]:

$$k_t^2 = e_{33}^2/C_{33}^D \epsilon_{33}^s \tag{14}$$

Since this coefficient is very important in the choice of materials for the fabrication of BAW resonators, it would be very interesting to find its dependence on the probe wavelength. To do so, we introduce the complex form of dielectric permittivity, in the previous relation (14) to find that:

$$k_t^2 = \frac{e_{33}^2}{C_{33}^D \epsilon_{33}^s \left(1 - \frac{\sigma}{(\epsilon_{33}^s 2\pi f) i}\right)} \tag{15}$$

Following the same steps as for stiffness constant and considering that $\tan^2\delta \ll 1$, we obtain:

$$k_t^2 = \frac{e_{33}^2}{C_{33}^D \epsilon_{33}^s (1 + \tan^2\delta)} + i \frac{e_{33}^2 \tan\delta}{C_{33}^D \epsilon_{33}^s (1 + \tan^2\delta)} \tag{16}$$

Consequently, the imaginary part of k_t^2 becomes:

$$\text{Im}gk_t^2 = \frac{e_{33}^2}{C_{33}^D \epsilon_{33}^s} \tan\delta \tag{17}$$

Table 3

Approaches for the determination of BAW characteristic parameters (ρ , n , v_L) with LiNbO₃ as a typical example.

Known parameter	n	ρ (kg/m ³)		v_L (m/s)		
		Eq. (1)	Eq. (2)	Eq. (1)	Eq. (2)	
Used equations	Eq. (1)	Eq. (2)	Eq. (1)	Eq. (2)	Eq. (1)	Eq. (2)
Determined parameter	$v_L = \sqrt{\frac{C_{33}^D}{\rho}}$	$\rho = \frac{C_{33}^D}{v_L^2}$	$n = \frac{\lambda_p}{T}$	$v_L = \sqrt{\frac{C_{33}^D}{\rho}}$	$n = \frac{\lambda_p}{2v_L}$	$\rho = \frac{C_{33}^D}{v_L^2}$
Example LiNbO₃						
Data	$n = 2.28$ [9]		$\rho = 4644$ kg/m ³ [10]		$v_L = 8600$ m/s [11]	
Determined parameter	Present Work	$v_L = 8603$ m/s	$\rho = 4620$ kg/m ³	$n = 2.28$	$v_L = 8581$ m/s	$n = 2.28$ $\rho = 4624$ kg/m ³
	Literature	$v_L = 8600$ m/s [11]	$\rho = 4644$ kg/m ³ [10]	$n = 2.28$ [9]	$v_L = 8600$ m/s [11]	$n = 2.28$ [9] $\rho = 4644$ kg/m ³ [10]

It is clear that the imaginary part of k_t^2 , $\text{Im}k_t^2$, increases linearly with increasing $\tan\delta$ leading to a slope equal to $e_{33}^2/C_{33}^D\varepsilon_{33}^s$. For example, the imaginary part of ZnO, takes the form, $\text{Im}k_t^2 = 0.079 \tan\delta$, which is in good agreement with literature, i.e., $e_{33}^2/C_{33}^D\varepsilon_{33}^s = 0.075$ [2].

4.5. Novel approach for the determination of BAW characteristic parameters

To put into evidence the importance of this investigation we make use of the presently deduced formula, in particular (11) and (17), to determine all the parameters (C_{33}^D , ρ , n and v_L) for any given material.

The proposed approach consists of combining Eqs. (11) and (17) in order to deduce graphically the stiffness constant as follows:

$$C_{33}^D = \frac{\text{Slope of the graph } \text{Im}g C_{33}^D = f(\tan\delta)}{\text{Slope of the graph } \text{Im}g k_t^2 = f(\tan\delta)} \tag{18}$$

This relation can be applied to different materials, e.g., for LiNbO₃, $C_{33}^D = 6.5 \cdot 10^{10} / 0.019 = 342$ GPa. This value is in good agreement with that (343 GPa) deduced above in Table 1). Moreover, from relation (3), we get: $\lambda_p/T = 39,230$ m/s.

The graphically deduced C_{33}^D and λ_p/T together with the use of relation (1) and (2) lead to the determination of other BAW characteristic parameters (ρ , n and v_L) if we just know one them, as regrouped in Table 3: For example, knowing n leads to the determination of v_L (from Eq. (1)) and ρ (from Eq. (2)).

To test the validity of this approach we summarize in Table 3, the obtained results for LiNbO₃ as atypical piezoelectric material. For example, for $n = 2.28$ [9] we get $v_L = 8603$ m/s and $\rho = 4620$ kg/m³ in good agreement with literature [11,10]. Also included in Table 3 are the other possibilities when either ρ or v_L is known to deduce either (n or v_L) or (ρ or n), respectively. It is clear that all the deduced values are in good agreement with literature [9–11].

5. Conclusion

A great number of piezoelectric materials which could be used in the fabrication of BAW materials were investigated via CPA technique. Semi-empirical relations were established. The elastic stiffness constant is found to depend linearly on λ_p/T . In order to take into account diffusion phenomena due to internal friction in these materials, we introduced the complex dielectric permittivity. Thus, novel relations were deduced for not only stiffness constant but also for mechanical coupling coefficient. The analysis of the results led to the determination, with good agreement with literature, of different parameters (ρ , n and v_L) of piezoelectric film to be used in BAW resonators. Finally, the optimized conditions of these devices were found to be: $300 \text{ GPa} < C_{33}^D < 500 \text{ GPa}$ and $1.7 \text{ GPa} < e_{33}^2/\varepsilon_{33}^s < 28.5 \text{ GPa}$.

Conflicts of interest

The authors declare no conflict of interest.

References

[1] H.P. Lobl, M. Klee, R. Milson, R. Dekker, C. Metzmacher, W. Brand, P. Lok, Materials for bulk acoustic wave (BAW) resonators and filters, J. Eur. Ceram. Soc. 21 (2001) 2633–2640.
 [2] R. Aigner, High performance RF-filters suitable for above IC integration: Film Bulk Acoustic- Resonators (FBAR) on silicon, IEEE (CICC) 8 (2003) 141–146.
 [3] J. Tauc, J. Maris, C. Thomsen, Optical generator and detector of stress pulses, US Patent 4 (1987) 1–6.
 [4] P. Emery, A. Devos, Acoustic attenuation measurements in transparent materials in the hypersonic range by picosecond ultrasonics, Appl. Phys. Lett. 89 (2006) 1–3.
 [5] A. Devos, M. Foret, S. Ayrinhac, P. Emery, B. Rufflé, Hypersound damping in vitreous silica measured by picosecond acoustics, Phys. Rev. B77 (2008) 1–4.
 [6] R. Côte, A. Devos, Refractive index, sound velocity and thickness of thin transparent films from multiple angles picosecond ultrasonics, Rev. Sci. Instrum. 76 (2005) 1–6.
 [7] G. Bu, D. Ciplys, M. Shur, L.J. Schowalter, S. Schujman, R. Gaska, Surface acoustic wave velocity in single-crystal AlN substrates, IEEE Trans. Ultrason.

- Ferroelect. Freq. Control. 53 (2006) 251–254.
- [8] Y.M. Sun, Z.L. Mao, B.H. Hou, G.Q. Liu, W. Li, Giant birefringence of lithium niobate crystals in the terahertz region, *Chin. Phys. Lett.* 24 (2007) 414–417.
- [9] K.M. Lakin, G.R. Kline, K.T. McCarron, Development of miniature filters for wireless applications, *IEEE Trans. Microw. Theory Techniques* 43 (1995) 2933–2939.
- [10] J. Kushibiki, I. Takanaga, M. Arakawa, T. Sannomiya, Accurate measurements of the acoustical physical constants of LiNbO₃ and LiTaO₃ single crystals, *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelect. Freq. Control* 46 (1999) 1315–1323.
- [11] J. Kim, H. Woo, K. Joo, S. Tae, J. Park, D. Moon, S. H. Park, J. Jang, Y. Cho, J. Park, H. Yuh, G.D. Lee, I.S. Choi, Y. Nanishi, H.N. Han, K. Char, E. Yoon, Less strained and more efficient GaN light-emitting diodes with embedded silica hollow nanospheres, *Sci. Rep.* 3 (2013) 1–7.
- [12] H. Morkoç, Handbook of Nitride Semiconductors and devices, Materials properties, Physics and Growth 1 Wiley-VCH, Germany, 2008.
- [13] S. Cabuk, Electronic structure and optical properties of KNbO₃: first principles study, *Optoelectron. Adv. Mater. Rapid Commun.* 1 (2007) 100–107.
- [14] M. Davis, N. Klein, D. Damjanovic, N. Setter, Large and stable thickness coupling coefficients of [001]C-oriented KNbO₃ and Li-modified (K,Na)NbO₃ single crystals, *Appl. Phys. Lett.* 90 (2007) 1–3.
- [15] S. De Nicola, G. Carbonara, A. Finizio, G. Pierattini, Measurement of the temperature dependence of quartz refractive indices, *Appl. Phys. B58* (1994) 133–135.
- [16] S. Bouhedja, I. Hadjoub, A. Doghmane, Z. Hadjoub, Investigation of Rayleigh wave attenuation via annular lenses in acoustic microscopy, *Phys. Stat. Sol. (a)* 202 (2005) 1025–1032.
- [17] I.A. Ezenwa, Synthesis and optical characterization of zinc oxide thin film, *J. Chem. Sci.* 2 (2012) 26–30.
- [18] Z. Hadjoub, I. Beldi, A. Doghmane, Origin and quantification of anomalous behaviour in velocity dispersion curves of stiffening layer/substrate configurations, *C. R. Phys.* 8 (2007) 948–954.
- [19] T. Schneider, D. Leduc, J. Cardin, C. Lupi, N. Barreau, H. Gundel, Optical properties of PZT thin films deposited on a ZnO buffer layer, *Opt. Mater.* 29 (2007) 1–13.
- [20] T. Kanda, Y. Kobayashi, M.K. Kurosawa, H. Yasui, T. Higuchi, Estimation of hydrothermally deposited lead zirconate titanate (PZT) thin-film, *Jpn. Soc. Appl. Phys.* 40 (2001) 5543–5546.
- [21] M. Kahn, A. Dalzell, B. Kovel, Preparation and performance of ceramic-air composites for hydrostatic sensing, *J. Am. Ceram. Soc.* (1986) 89–92.
- [22] A. Bruner, D. Egera, M. Orona, P. Blau, M. Katz, S. Ruschin, Refractive index dispersion measurements of congruent and stoichiometric LiTaO₃, *Proc. SPIE* 4628 (2002) 66–73.
- [23] G.F. Marshall, G.E. Stutz, Handbook of Optical and Laser Scanning, Second Edition, Taylor and Francis group, New York, 2012.
- [24] V.L. Zhang, M.H. Kuok, H.S. Lim, S.C. Ng, Determination of LiTaO₃ acoustic physical constants at hypersonic frequencies from bulk and surface wave velocities, *J. Phys. Condens. Matter* 14 (2002) 545–553.
- [25] A. Lignie, W. Zhou, P. Armand, B. Ruffl, R. Mayet, J. Debray, P. Hermet, B. Mnaert, P. Thomas, P. Papet, High-temperature elastic moduli of flux-grown a-GeO₂ single crystal, *Chem. Phys. Chem.* 15 (2014) 118–125.
- [26] A. Kumar, R.C. Rai, N.J. Podraza, S. Denev, M. Ramirez, Y.H. Chu, L.W. Martin, J. Ihlefeld, T. Heeg, J. Schubert, D.G. Schlom, J. Orenstein, R. Ramesh, R.W. Collins, J.L. Musfeldt, V. Gopalan, Linear and nonlinear optical properties of BiFeO₃, *Appl. Phys. Lett.* 92 (2008) 1–3.
- [27] P. Ruello, T. Pezeril, S. Avanesyan, G. Vaudel, V. Gusev, I.C. Infante, B. Dkhil, Photoexcitation of gigahertz longitudinal and shear acoustic waves in BiFeO₃ multiferroic single crystal, *Appl. Phys. Lett.* 100 (2012) 1–3.
- [28] M.K. Yaakob, M.F.M. Taib, L. Lu, O.H. Hassan, M.Z.A. Yahya, Self-interaction corrected LDA + U investigations of BiFeO₃ properties: plane-wave pseudopotential method, *Mater. Res. Express* 2 (2015) 1–15.
- [29] M.P. Moret, M.A.C. Devillers, K. Worhoff, P.K. Larsen, Optical properties of PbTiO₃, PbZr_xTi_{1-x}O₃, and PbZrO₃ films deposited by metalorganic chemical vapor on SrTiO₃, *J. Appl. Phys.* 92 (2002) 468–474.
- [30] K.A. Snook, J.Z. Zhao, C.H.F. Alves, J.M. Cannata, W.H. Chen, R.J. Meyer, T.A. Ritter, K.K. Shung, Design, fabrication, and evaluation of high frequency, single-element transducers incorporating different materials, *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelect. Freq. Control* 49 (2002) 169–176.
- [31] Q. Chen, F. Li, H. Cheng, Q.M. Wang, Characteristics of Dual Mode AlN Thin Film Bulk Acoustic Wave Resonators, *IEEE*, 2008, pp. 609–614.
- [32] S. Sherrit, V. Olazábal, J.M. Sansiñena, X. Bao, Z. Chang, Y. Bar-Cohen, The use of piezoelectric resonators for the characterization of mechanical properties of polymers, *Proceedings of the SPIE Smart Structures Conference*, 59 2002, pp. 262–276.
- [33] J. Krupka, J. Breeze, A. Centeno, et al., Measurements of permittivity, dielectric loss tangent and resistivity of float zone silicon at microwave frequencies, *IEEE Trans. Microw. Theo. Tech.* 54 (2006) 3995–4001.
- [34] D. Nebti, Z. Hadjoub, A. Guerraoui, F.Z. Khelifati, Frequency dispersion investigation of output reactance and capacitance in GaAs MESFETs by means of dielectric loss tangent, *J. Semicond.* 37 (2016) 1–6.
- [35] D. Petit, B. Gautier, D. Albertini, E. Defay, J. Verdier, D. Barbier, J.F. Carpentier, Determination of the temperature coefficient piezoelectric constant TCe33 to improve thermal 1D acoustic tool for BAW resonator design, *IEEE International Ultrasonics Symposium Proceedings*, 2009, pp. 2016–2019.
- [36] M. Kim, J. Kim, W. Cao, Electromechanical coupling coefficient of an ultrasonic array element, *J. Appl. Phys.* 99 (2006) 1–6.