

# THESE

présentée à

L'Université des Sciences et Technologies de Lille

– Université Lille-Nord de France –

UFR d'Électronique

École Doctorale Sciences Pour l'Ingénieur

En vue de l'obtention du grade de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE**

**Spécialité : Micro et nano technologies, acoustique et télécommunications**

**Résonateurs MEMS à base d'hétérostructures AlGaIn/GaN**

par

**Achraf BEN AMAR**

Soutenance le 12 octobre 2012 – N° d'ordre : 40 934

Rapporteurs	Daniel Alquier	Professeur, Université de Tours
	Isabelle Dufour	Professeur, Université Bordeaux 1
Examineurs	Alain Bosseboeuf	Directeur de recherche, IEF-CNRS
	Gilles Dambrine	Professeur, Université Lille 1
	Yvon Cordier	Directeur de recherche, CRHEA-CNRS
Directeur de thèse	Didier Théron	Directeur de recherche, IEMN-CNRS
Co-encadrant de thèse	Marc Faucher	Chargé de recherche, IEMN-CNRS



## Remerciements

Ce travail a été réalisé dans le cadre du projet MEMSGaN (financement No. ANR-08-NANO-023) à l'Institut d'Électronique, de Micro-électronique et de Nanotechnologie, dirigé par Alain CAPPY puis par Lionel BUCHAILLOT, et plus particulièrement au sein du groupe NAM6 (Nano&Micro Systems) dont la responsabilité a été successivement portée par Lionel BUCHAILLOT et Bernard LEGRAND.

Je remercie monsieur Gille DAMBRINE qui a accepté de présider le jury de cette thèse.

Un grand merci à monsieur Daniel ALQUIER et Madame Isabelle DUFOUR pour avoir accepté de rapporter sur ces travaux.

Je voudrais témoigner ma gratitude envers les autres membres du jury, messieurs Alain BOSSEBOEUF et Yvon CORDIER qui ont bien voulu examiner ce mémoire, et dont la participation a fourni un éclairage supplémentaire

Je remercie tout particulièrement mon directeur de thèse monsieur Didier THERON pour la confiance et le soutien aux niveaux scientifique et humain.

Je remercie mon encadreur Marc FAUCHER.

Je remercie vivement mes proches amis de l'IEMN : Etienne, Steve, Farid, Kamel, Benjamin pour leur support moral durant les trois ans de thèse.

Je remercie tous les camarades du labo et d'ailleurs: Virginie, Zhuang, Thomas, Estelle, Aymen, Victor, Corinne, Etienne, Vanessa, Sylvie, Alex, Salim, Malek.

Je remercie très particulièrement mes très proches amis Hassen, Emna, Mohammed, Rahma, Rayen, Khaled, Raouf, Akram, Amine, Baligh, Wissem, Montassar, Aymen, Adnen.

Enfin, je remercie ma famille et mes amis et plus particulièrement mes parents, mon épouse, mes deux frères, ma sœur, mes deux tentes et ma belle-famille qui m'ont beaucoup encouragé et apporté tout leur soutien.



# TABLE DES MATIERES

<b>INTRODUCTION GENERALE.....</b>	<b>1</b>
<b>CHAPITRE 1 : ÉTAT DE L'ART DES PROPRIETES ELECTRIQUES ET MECANIQUES DES SEMI- CONDUCTEURS DE LA FAMILLE DES NITRURES ET DES RESONATEURS MEMS .....</b>	<b>4</b>
1. INTRODUCTION.....	5
2. PROPRIETES DU NITRURE DE GALLIUM .....	5
2.1. <i>Structure cristalline du Nitrure de Gallium</i> .....	5
2.2. <i>Propriétés électriques du Nitrure de Gallium (Wurtzite)</i> .....	6
2.2.1. Structure de bandes .....	6
2.2.2. Transport électronique.....	7
2.2.2.1. Généralités.....	7
2.2.2.2. Mobilité électronique.....	8
2.3. <i>Propriétés élastiques du nitrure de gallium</i> .....	9
2.4. <i>Polarisation dans les matériaux nitrures</i> .....	11
2.4.1. Polarisation spontanée .....	12
2.4.2. Polarisation piézoélectrique .....	13
3. TECHNOLOGIES DE CROISSANCE ET APPLICATIONS ELECTRONIQUES DU GAN.....	14
3.1. <i>Croissance et substrats</i> .....	15
3.1.1. Les substrats.....	15
3.1.1.1. Le carbure de silicium SiC.....	15
3.1.1.2. Le saphir-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> .....	15
3.1.1.3. Le silicium.....	16
3.1.2. Techniques de croissance .....	16
3.1.2.1. EPVOM.....	16
3.1.2.2. EJM .....	16
3.1.3. Contraintes résiduelles .....	17
3.2. <i>L'hétérostructure AlGa<sub>x</sub>N/GaN</i> .....	19
3.2.1. Diagramme de bandes.....	19
3.2.2. Polarisation à l'hétérostructure Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> N/GaN.....	20
3.2.3. Formation du gaz bidimensionnel d'électrons.....	21
3.3. <i>Applications électroniques du GaN</i> .....	24
3.3.1. Transistors à haute mobilité électronique (HEMT) .....	24
3.3.2. Capteurs .....	24
4. LES MICROSYSTEMES ELECTROMECHANIQUES (MEMS) RESONANTS.....	25
4.1. <i>Généralités sur les microsystèmes électromécaniques (MEMS)</i> .....	25
4.2. <i>Intérêts et applications des résonateurs MEMS</i> .....	25
4.2.1. Les capteurs MEMS résonant.....	26
4.2.2. Les résonateurs MEMS pour le traitement du signal .....	26
4.3. <i>Les différents modes de transduction</i> .....	27
4.4. <i>Amortissements</i> .....	30
4.5. <i>Les différents modes de transmission</i> .....	31
4.5.1. Mode acoustique.....	31
4.5.1.1. Onde acoustique de surface .....	31
4.5.1.2. Onde acoustique de volume BAW .....	32
4.5.2. Mode « mécanique ».....	32
4.5.2.1. Mode de flexion.....	33
4.5.2.2. Mode de volume (ou mode Lamé) .....	33
4.6. <i>Résonateurs MEMS en matériaux nitrures</i> .....	35
4.6.1. Résonateurs MEMS en AlN.....	36

4.6.2.	Résonateurs MEMS en GaN.....	37
4.6.3.	Résonateur MEMS à base d'hétérostructure AlGa <sub>N</sub> /Ga <sub>N</sub> .....	38
4.6.3.1.	Dispositif à ondes acoustiques de surface (SAW).....	39
4.6.3.2.	Résonateurs à poutre vibrante .....	40
5.	CONCLUSION .....	42

## **CHAPITRE 2 : EXTRACTION DES PARAMETRES MECANIQUES DES MATERIAUX ET STRUCTURES A BASE DE NITRURES SUR SUBSTRAT SILICIUM : MODULE D'YOUNG ET CONTRAINTES RESIDUELLES**

..... **44**

1.	INTRODUCTION.....	45
2.	LES DISPOSITIFS DE TEST.....	46
2.1.	<i>Présentation générale des structures :</i> .....	46
2.2.	<i>Fabrication des micro-dispositifs de test</i> .....	50
3.	EXTRACTION DES MODULES D'YOUNG DES MATERIAUX NITRURES.....	50
3.1.	<i>Banc de mesure</i> .....	51
3.2.	<i>Mesure des fréquences de résonances</i> .....	52
3.3.	<i>Modélisation analytique des fréquences de résonance des poutres encastrées-libres</i> .....	54
3.4.	<i>Extension du modèle analytique : effet de la sous-gravure</i> .....	58
3.4.1.	Simulation par éléments finis : .....	59
3.4.2.	Détermination des longueurs équivalentes des poutres.....	59
3.5.	<i>Détermination des modules d'Young</i> .....	61
4.	VALIDATION DES VALEURS DES MODULES D'YOUNG PAR SIMULATION PAR ELEMENTS FINIS .....	63
5.	EXTRACTION DES CONTRAINTES RESIDUELLES .....	64
5.1.	<i>Méthodes statiques</i> .....	64
5.1.1.	Courbure des plaques.....	64
5.1.2.	Déflexion des poutres.....	66
5.1.2.1.	Déflexion des poutres dans le plan : Indicateur mécanique.....	66
5.1.2.2.	Déflexion des poutres hors plan .....	70
5.2.	<i>Méthodes dynamiques</i> .....	79
5.2.1.	Mesure des fréquences de résonance .....	79
5.2.2.	Modélisation analytique des fréquences de résonance des poutres bi-encastrées.....	81
5.2.3.	Détermination des longueurs équivalentes des poutres.....	82
5.2.4.	Détermination des contraintes résiduelles .....	83
6.	COMPARAISON DES RESULTATS .....	85
7.	CONCLUSION .....	87

## **CHAPITRE 3 : ÉTUDE DE L'ACTIONNEMENT PIEZOELECTRIQUE DES RESONATEURS MEMS A BASE D'HETEROSTRUCTURE ALGAN/GAN**

..... **88**

1.	INTRODUCTION.....	89
2.	PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT.....	89
3.	CONTACT METAL/SEMI-CONDUCTEUR.....	90
3.1.	<i>Les mécanismes de conduction dans un contact métal/semi-conducteur</i> .....	91
3.2.	<i>Contacts Schottky</i> .....	92
3.3.	<i>Contact ohmique</i> .....	92
4.	CONCEPTION ET REALISATION TECHNOLOGIQUE DU RESONATEUR .....	92
4.1.	<i>Conception du résonateur</i> .....	92
4.2.	<i>Réalisation technologique du résonateur</i> .....	93
5.	ÉTUDE DE L'ACTIONNEUR.....	96
5.1.	<i>Caractérisation électrique et mécanique</i> .....	97
5.1.1.	Mesure électrique.....	98
5.1.1.1.	Mesure du courant de drain en régime statique .....	98
5.1.1.2.	Mesure de la capacité.....	101
5.1.2.	Mesure du déplacement.....	103
5.1.2.1.	Analyse modale .....	103

5.1.2.2. Analyse harmonique.....	104
5.1.3. Comparaison des mesures électriques et mécanique.....	108
5.2. <i>Modélisation analytique</i> .....	109
5.2.1. Analyse modale.....	110
5.2.2. Analyse harmonique .....	111
5.2.2.1. Détermination de la masse réduite .....	112
5.2.2.2. Détermination de la raideur réduite.....	113
5.2.2.3. Détermination de la force d'excitation réduite .....	113
5.2.2.4. Détermination de la force piézoélectrique .....	114
5.2.2.5. Détermination de l'amplitude de vibration.....	116
5.3. <i>Modélisation par éléments finis</i> .....	118
5.3.1. Analyse modale.....	120
5.3.2. Analyse harmonique en présence du gaz bidimensionnel d'électrons sous la grille.....	121
5.3.3. Effet de la polarisation de la grille.....	125
5.3.4. Discussion .....	128
6. CONCLUSION .....	129
<b>CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES.....</b>	<b>131</b>
<b>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES .....</b>	<b>133</b>
<b>LISTE DES PUBLICATIONS .....</b>	<b>145</b>





## Introduction Générale

En raison de leurs propriétés, les semi-conducteurs à large bande interdite comme les nitrures d'éléments III (composés stœchiométrique d'azote et d'un élément de la colonne 3 du tableau de Mendeleïev) doivent permettre de réaliser des dispositifs ayant une meilleure performance dans des conditions extrêmes de fonctionnement, telles que la haute tension, la haute fréquence, la haute puissance et ou des milieux chimiquement ou biologiquement agressifs. Cette capacité peut être attribuée aux propriétés intrinsèques de ces matériaux, comme le champ électrique de claquage élevé, la grande vitesse de saturation, sa stabilité chimique. Ses propriétés de forte charge de polarisation sont aussi très utiles pour réaliser de composants électroniques à hétérostructures. Les matériaux III-N apparaissent comme les candidats les plus prometteurs pour les amplificateurs de puissance en micro-ondes, les commutateurs électriques à haute tension, et les capteurs. De plus, leur piézoélectricité et la possibilité de les utiliser en technologie monolithique rendent cette filière particulièrement intéressante pour réaliser des microsystèmes électro-mécaniques (en anglais micro-electro-mechanical systems - MEMS). Enfin, par leur synthèse en couches mince, les composants à base des matériaux III-N auront un autre avantage majeur, à savoir la possibilité de les utiliser dans des architectures de circuits, intégrés sur une même puce.

Cette thèse s'articule autour de l'utilisation des matériaux semi-conducteurs III-N pour l'application aux microsystèmes électro-mécaniques naturellement adaptés aux environnements sévères. Dans cette filière de matériaux, on trouve le nitrure de gallium GaN et le nitrure d'aluminium AlN ainsi que leur alliage ternaire (nitrure d'aluminium gallium  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ). Nous nous sommes intéressés uniquement aux couches déposées sur substrat silicium afin de bénéficier des potentialités d'intégration qu'offre ce substrat et de la compatibilité avec les procédés technologiques MEMS sur ce substrat.

Le premier chapitre se divise en deux parties, la première partie aura pour objet la présentation des particularités et des propriétés électriques et mécaniques des matériaux nitrures et de leurs applications. Du point de vue microsystèmes, la deuxième partie consiste à présenter l'état de l'art des résonateurs et en particulier de donner quelques exemples de MEMS en matériaux nitrures. Il présente également les techniques de transduction et les modes possibles de transmission.

Le développement des MEMS sur GaN nécessite une bonne connaissance et une bonne maîtrise des propriétés mécaniques des matériaux. Celle-ci dépend en partie des conditions de croissance des hétérostructures AlGaN/GaN sur silicium. Le deuxième chapitre concerne donc la caractérisation des modules d'Young et des contraintes résiduelles des couches minces de nitrures épitaxiées sur substrat silicium. Ces couches ont été réalisées sur un ensemble de plaques épitaxiées au CRHEA pour cette étude. Les propriétés mécaniques conditionnent non

seulement le dimensionnement des structures mais aussi la fiabilité des procédés et des microdispositifs. Pour extraire ces paramètres mécaniques, nous avons utilisé des microdispositifs de test constitués par des poutres bi-encastées ou encastées-libres de dimensions variées et des indicateurs mécaniques. Nous avons mis en œuvre des modélisations analytiques et des simulations numériques par éléments finis grâce au logiciel COMSOL multiphysique. Les différentes techniques de mesure ont été comparées ainsi que les différentes structures épitaxiées.

Le troisième chapitre consiste en l'étude de la transduction électro-mécanique d'actionnement des résonateurs formés par une poutre à base d'hétérostructure AlGaIn/GaN. Les résonateurs sont actionnés par une diode Schottky intégrée sur la poutre. L'actionneur a été caractérisé en amplitude et en fréquence de vibration sous différentes conditions de polarisation par vibrométrie laser par effet Doppler. Une modélisation a été effectuée de façon analytique et de façon numérique par éléments finis en utilisant COMSOL multiphysique afin de valider le mécanisme d'actionnement et de mettre en évidence le rôle de l'hétérostructure AlGaIn/GaN sur le fonctionnement de l'actionneur. Les résultats sont ensuite discutés et comparés avec ceux publiés dans la littérature.

Ce travail fait appel à plusieurs compétences, telles que, l'épitaxie des matériaux nitrures, la technologie de fabrication des HEMTs et des MEMS, les mesures et la modélisation. Ce travail nécessite donc une collaboration entre différentes équipes de recherche afin de maîtriser l'ensemble des compétences. Mon rôle au sein de ce travail de thèse consistait en la modélisation et la simulation des dispositifs et les différents types de mesure. La fabrication de prototypes a été principalement assurée par les partenaires de ce projet, tel que le Centre de Recherche sur l'Hétéro-Epitaxie et ses Applications (CRHEA) pour l'épitaxie des différentes couches étudiées dans le deuxième chapitre, la société PICOGIGA pour l'épitaxie de la couche étudiée dans le troisième chapitre. La fabrication des HEMTs et des MEMS a été assurée par mes collègues de l'IEMN travaillant dans le domaine de la technologie.



**Chapitre 1 : État de l'art des propriétés électriques et  
mécaniques des semi-conducteurs de la famille des  
nitrides et des résonateurs MEMS**

## 1. Introduction

Dans une première partie, ce chapitre présente les principales propriétés des semi-conducteurs GaN, AlN et du composé ternaire AlGaIn en particulier les propriétés électriques, mécaniques et piézoélectriques qui permettent de comprendre l'intérêt de cette filière pour les résonateurs. Ensuite, nous présentons les aspects technologiques relatifs à la fabrication de ces matériaux, des composants ainsi que leurs principales applications. Enfin, nous terminerons par une présentation et un état de l'art des résonateurs MEMS. Dans cette partie, nous nous intéressons particulièrement à la présentation des résonateurs MEMS en matériaux nitrures, en détaillant leurs principes de fonctionnement et leurs performances.

## 2. Propriétés du Nitrure de Gallium

### 2.1. Structure cristalline du Nitrure de Gallium

Les semi-conducteurs III-V peuvent cristalliser sous deux formes (figure I. 1) : la phase hexagonale telle que la structure wurtzite et la phase cubique telle que la blende (principalement) et le sel de roche (plus rarement) [1].

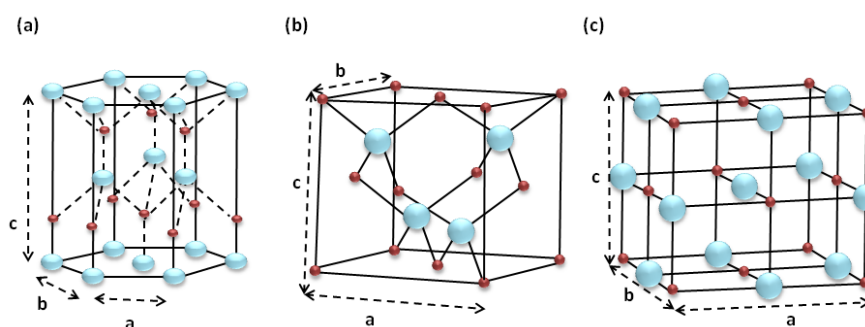


Figure I. 1 : Structures cristallines possibles pour les III-V (a) wurtzite (b) blende (c) sel de roche.

Par ailleurs, si nombre d'autres semi-conducteurs (tel que l'InP ou l'AsGa) croissent suivant le système cristallographique zinc blende, les nitrures d'éléments III sont généralement obtenus dans leur forme Wurtzite.

Pour la structure Wurtzite, le réseau de Bravais est hexagonal avec 4 atomes par maille élémentaire tétraédrique (figure I. 2 (a)). Cette structure est caractérisée par trois paramètres, la longueur d'un côté de la base hexagonale  $a$ , la hauteur de la maille  $c$  et un paramètre intrinsèque  $u$  qui détermine la longueur de la liaison du groupe III-N selon l'axe  $c$ , (figure I. 2 (b)). Dans une structure wurtzite idéale, le rapport de ces paramètres est [2] :

$$u/c=3/8=0.375 \text{ et } c/a=\sqrt{8/3}.$$

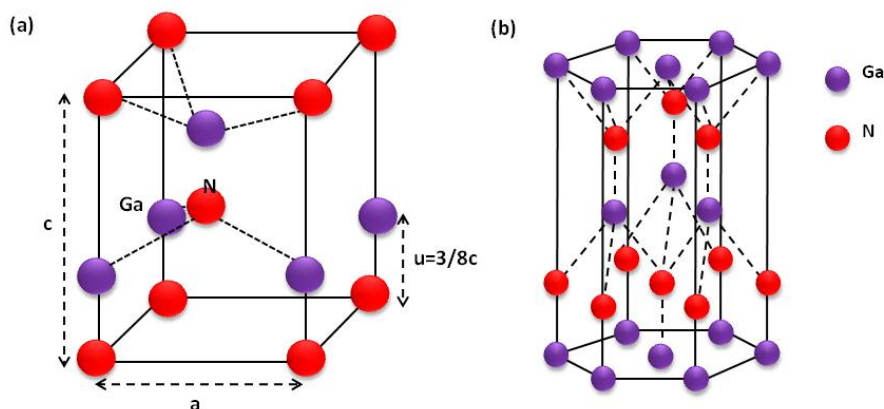


Figure I. 2 : Arrangement atomique de la structure Wurtzite (a) maille élémentaire tétraédrique (b) empilement des atomes

Le tableau I.1 présente les paramètres de la maille de la structure wurtzite pour les différents nitrures d'éléments III [2].

Paramètre	idéal	AlN	GaN	InN
$a_0$ (Å)	-	3.112	3.189	3.54
$c_0$ (Å)	-	4.982	5.185	5.705
$c_0/a_0$	1.633	1.6190	1.6336	1.6270

Tableau I. 1 : Paramètres de la maille de la structure wurtzite pour les différents nitrures d'éléments III à 300K.

Le paramètre de maille du composé ternaire  $Al_xGa_{1-x}N$  en fonction du taux d'aluminium  $x$  peut être déterminé à partir des paramètres de maille  $a$  et  $c$  de l'AlN et du GaN par une interpolation linéaire (loi de Vegard) [3]:

$$\begin{aligned}
 a_{Al_xGa_{1-x}N} &= a_{GaN} - 0.077x \\
 c_{Al_xGa_{1-x}N} &= c_{GaN} - 0.203x
 \end{aligned}
 \tag{1.1}$$

## 2.2. Propriétés électriques du Nitrure de Gallium (Wurtzite)

### 2.2.1. Structure de bandes

La largeur de bande interdite ou gap est l'écart énergétique entre le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction. Lorsque les deux extrema se trouvent alignés dans l'espace des vecteurs d'onde au centre de la zone de Brillouin (vallée  $\Gamma$ ), on dit que le semi-conducteur est à gap direct. Dans la phase hexagonale, les semi-conducteurs GaN (figure I. 3 (a)) et AlN (figure I. 3 (b)) sont à gap direct [4]. Les propriétés électriques et optiques sont généralement caractérisées par la relation locale  $E(k)$ , où  $k$  est le vecteur d'onde lié à la direction du mouvement des électrons dans le cristal.

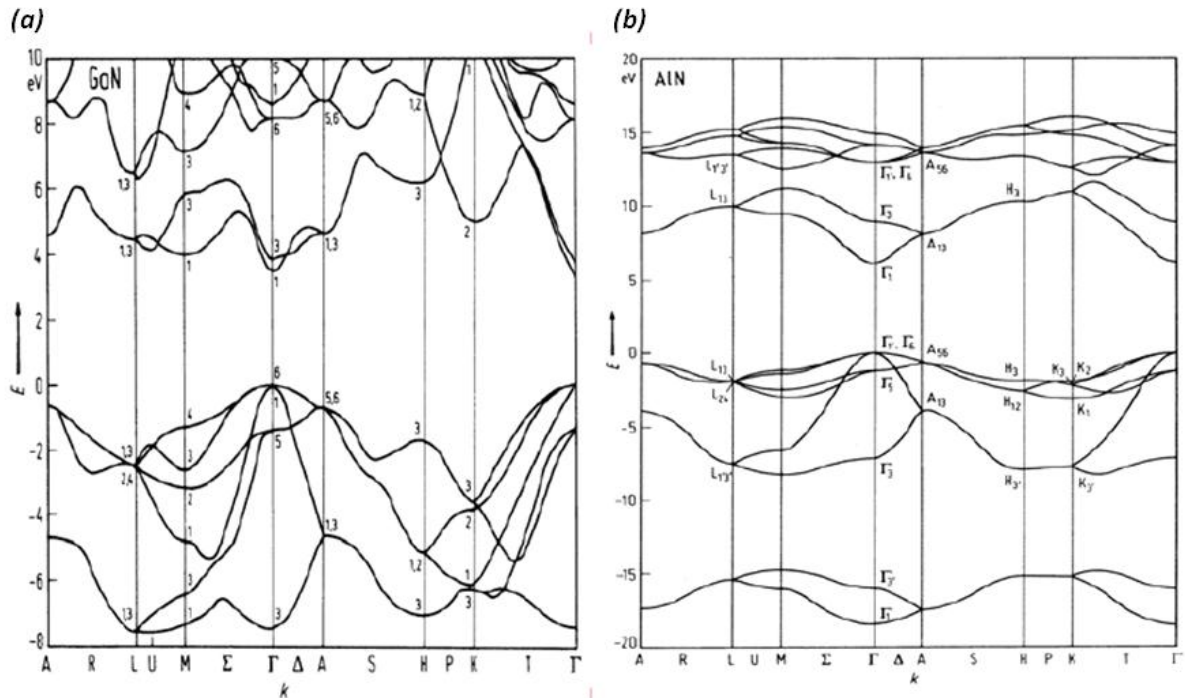


Figure I. 3 : Structure de bande autour du centre  $\Gamma$  de zone de Brillouin pour la structure Wurtzite pour le (a) GaN (b) AlN [5]

Le gap du composé ternaire  $Al_xGa_{1-x}N$  en structure wurtzite reste direct en fonction du pourcentage du taux  $x$  d'aluminium. La variation du gap en fonction du paramètre  $x$  peut s'exprimer par la loi de Végard étendue et s'écrire sous la forme [6] :

$$E_g^{Al_xGa_{1-x}N}(x) = (1-x)E_g^{GaN} + xE_g^{AlN} - bx(1-x) \quad (1.2)$$

où  $b$  est le paramètre de courbure (bowing parameter en anglais).  $b$  est de l'ordre de 1 eV [6].

## 2.2.2. Transport électronique

### 2.2.2.1. Généralités

L'allure de la vitesse de dérive des porteurs libres en fonction du champ électrique appliqué (présenté dans la figure I. 4) présente un maximum lors du passage du régime de mobilité pur vers un régime appelé saturation. En effet, on observe une variation quasi-linéaire pour des champs électriques inférieurs à une valeur critique  $E_c$ . Au delà de cette valeur la vitesse n'augmente plus et se sature à une valeur  $V_s$  (figure I. 4). Ce phénomène est lié à l'acquisition par les charges d'une grande énergie, ce qui leur permet de transiter vers d'autres états (diffusion vers les vallées supérieures, émission de phonons optiques...). Il devient ici important de rappeler que dans le matériau GaN, l'écart entre la vallée centrale et les vallées supérieures est grand (de l'ordre de 2 eV) et que l'énergie du phonon optique s'avère relativement élevée (92 meV). Le champ critique et la vitesse de saturation des porteurs dans le cristal présenteront par conséquent de fortes valeurs.

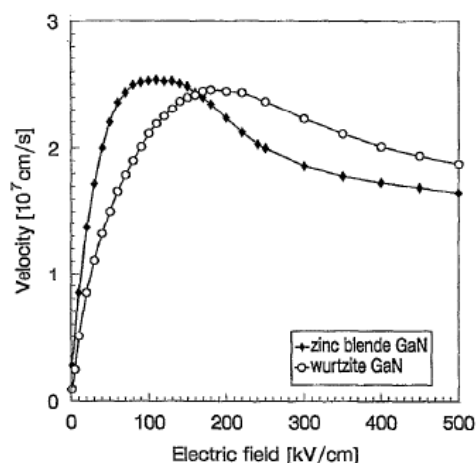


Figure I. 4 : Évolution de la vitesse des électrons en fonction du champ électrique pour le GaN dans le cas de la structure Wurtzite et de la structure Zinc Blende [7].

### 2.2.2.2. Mobilité électronique

Pour décrire le transport des porteurs dans un matériau, on définit la mobilité électronique qui est la réponse de la vitesse moyenne des porteurs en appliquant un champ électrique.

Dans un semi-conducteur sous faible champ électrique, la vitesse moyenne des porteurs de charges est proportionnelle au champ électrique appliqué, et la mobilité est indépendante du champ électrique et la vitesse moyenne s'écrit sous la forme :

$$\vec{v} = \pm \mu \vec{E} \quad (1.3)$$

où  $\mu$  est la mobilité électrique des porteurs,  $E$  est le champ électrique appliqué et où le signe  $\pm$  permet de tenir compte du fait que les porteurs de charge sont soit des électrons soit des trous. Selon le modèle de Drude, la mobilité s'exprime en fonction de la masse effective  $\mu = q\tau/m^*$  où  $q$  et  $\tau$  sont respectivement la charge électronique et le temps de collision.

Lorsque le champ électrique devient important, la mobilité se traduit par une variation non linéaire de la vitesse avec le champ électrique qui s'écrit sous la forme :

$$\vec{v} = \pm \mu(\vec{E}) \vec{E} \quad (1.4)$$

La vitesse de saturation des électrons dans les semi-conducteurs à large bande interdite est supérieure à celle du silicium (tableau I. 2). Par conséquent, les composants fabriqués à base de ces matériaux sont capables de fonctionner à plus haute fréquence que les composants à base de silicium.

Le tableau ci-dessous présente les différents paramètres spécifiques des semi-conducteurs à grand gap et les compare à ceux du silicium et de l'arséniure de gallium.



	$E_g$ (eV)	$\mu_n$ (cm <sup>2</sup> /Vs)	$\mu_p$ (cm <sup>2</sup> /Vs)	$V_s$ (10 <sup>7</sup> cm/s)	$K$ (W/cmK)
GaN	3.39	1000	50	2.5	1.5
AlN	6.28	-	15	-	2
SiC-3C	2.4	800	40	2	3.2
SiC-4H	3.26	10	1000/650	115	2
SiC-6H	2.86	9.7	400/50	100	2
GaAs	1.42	8000	300	2	0.5
Si	1.15	1350	480	1	1.54

Tableau I. 2 : Valeurs de la bande interdite, des mobilités (électrons et trous), de la vitesse de saturation et de la conductivité thermique pour GaN et AlN, SiC, GaAs et Si [8].

Le tableau I. 2, présente les propriétés spécifiques des matériaux GaN, AlN, SiC, GaAs et Si qui sont les plus utilisés pour les dispositifs électroniques performants. La conductivité thermique du GaN est plus faible que celle du carbure de silicium, mais tout de même trois fois plus élevée que pour l'arséniure de gallium, ce qui est intéressant pour les dispositifs de puissance. De plus le nitrure de gallium présente une mobilité d'électrons plus élevée que celle du carbure de silicium ce qui permet d'obtenir des courants élevés et un fonctionnement des dispositifs à haute fréquence.

### 2.3. Propriétés élastiques du nitrure de gallium

Les propriétés élastiques d'un matériau sont décrites par la relation entre les forces externes et les déformations internes. Les forces extérieures peuvent être décrites par le tenseur des contraintes  $\sigma_{ij}$ , et la déformation qui en résulte, est décrite par le tenseur de déformation  $\varepsilon_{ij}$ . Le premier indice  $i$  indique la direction dans laquelle s'applique la contrainte (ou la déformation), le second  $j$  la surface (qui est perpendiculaire à la direction  $j$ ) sur laquelle la force agit dans le cas de contrainte (ou qui est déformée dans le cas de la déformation). La relation entre ces deux tenseurs est donnée par la loi de Hooke [9]:

$$\sigma_{ij} = \sum_{kl} C_{ijkl} \varepsilon_{kl} \quad (1.5)$$

$$\varepsilon_{kl} = \sum_{ij} S_{klij} \sigma_{ij} \quad (1.6)$$

où  $C$  est le tenseur de module élastique (ou de rigidité) et  $S (= C^{-1})$  est le tenseur de souplesse (ou de compliance). Le tenseur  $\sigma$  est composé d'une partie symétrique qui décrit la

déformation du cristal, et d'une partie non symétrique qui décrit la rotation. De même, le tenseur de déformation  $\varepsilon$  peut être séparé en une partie symétrique représentant la déformation et une partie non symétrique qui décrit la rotation. Nous ne nous sommes intéressés qu'à la déformation du cristal donc à la partie symétrique du tenseur seulement. On suppose donc que  $\sigma_{ij} = \sigma_{ji}$  et  $\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ji}$ , et de même pour les coefficients du tenseur d'élasticité  $C_{ijkl} = C_{ijlk} = C_{jikl} = C_{jilk}$  (ce qui reste vrai pour le tenseur de souplesse  $S$ ).

Cela réduit le nombre de composantes indépendantes et permet ainsi de réduire le nombre d'indices. On réécrit alors ces tenseurs en utilisant la notation de Voigt donnée dans le tableau I. 3 [9].

Notation tensorielle	11	22	33	23, 32	31, 13	12, 21
	xx	yy	zz	yz, zy	zx, xz	xy, yx
Notation matricielle	1	2	3	4	5	6

Tableau I. 3 : Notation de Voigt utilisée pour réduire le nombre d'indices des tenseurs aux propriétés symétriques.

Les tenseurs de contrainte et de déformation deviennent alors des colonnes de vecteurs et les tenseurs d'élasticité et de souplesse des matrices :

$$\varepsilon_{kl} \rightarrow \varepsilon_j = \begin{cases} \varepsilon_1 = \varepsilon_{11} \\ \varepsilon_2 = \varepsilon_{22} \\ \varepsilon_3 = \varepsilon_{33} \\ \varepsilon_4 = 2\varepsilon_{23} = 2\varepsilon_{32} \\ \varepsilon_5 = 2\varepsilon_{13} = 2\varepsilon_{31} \\ \varepsilon_6 = 2\varepsilon_{21} = 2\varepsilon_{12} \end{cases} \quad \sigma_{ij} \rightarrow \sigma_i = \begin{cases} \sigma_1 = \sigma_{11} \\ \sigma_2 = \sigma_{22} \\ \sigma_3 = \sigma_{33} \\ \sigma_4 = \sigma_{23} = \sigma_{32} \\ \sigma_5 = \sigma_{13} = \sigma_{31} \\ \sigma_6 = \sigma_{21} = \sigma_{12} \end{cases} \quad (1.7)$$

Le cristal de GaN et d'AlN de type Wurtzite appartient à la classe cristalline hexagonale 6mm. Cette classification détermine sa symétrie. La matrice d'élasticité  $C$  (ainsi que la matrice de souplesse  $S$ ) est entièrement déterminée par cette classe cristalline.

Le tenseur d'élasticité pour les matériaux III-nitrides s'écrit sous la forme [9] :

$$C = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{22} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{13} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{C_{11}-C_{12}}{2} \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

Tel que  $C_{11}(=C_{22})$ ,  $C_{12}$ ,  $C_{22}$ ,  $C_{33}$  et  $C_{44}$  sont les constantes élastiques pour la structure wurtzite qui sont données dans le tableau I.4 pour le GaN et l'AlN.

Il existe une dispersion entre les valeurs de certains coefficients d'élasticité obtenues par des méthodes théoriques et expérimentales. Le tableau I. 4 est un récapitulatif des coefficients élastiques les plus représentatifs publiés pour le GaN et l'AlN pour une température de 300 K.

Matériau	C <sub>11</sub> (GPa)	C <sub>12</sub> (GPa)	C <sub>13</sub> (GPa)	C <sub>33</sub> (GPa)	C <sub>44</sub> (GPa)	Méthode	Référence
GaN	350	140	104	376	101	Théorique	[10]
	396	144	100	392	91	Théorique	[11]
	367	135	103	405	95	Théorique	[12]
	365	135	114	381	109	Expérimental	[13]
	377	160	114	209	81.4	Expérimental	[14]
	370	145	110	390	90	Expérimental	[15]
	370.8	143.1	107.5	358.8	94.5	Moyenne	
AlN	398	142	112	383	127	Théorique	[10]
	398	140	127	382	96	Théorique	[11]
	396	137	108	373	116	Théorique	[12]
	410.5	148.5	99	388.5	124.6	Expérimental	[16]
	402.5	135.6	101	387.6	123	Expérimental	[17]
	410	140	100	390	120	Expérimental	[15]
	402.5	140.5	107.8	384	117.7	Moyenne	

Tableau I. 4 : Valeur des constantes élastiques du GaN et d'AlN.

Pour déterminer les constantes élastiques du composé ternaire Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N, la loi de Vegard est utilisée à partir des constantes élastiques moyennes du GaN et de l'AlN (tableau I. 5).

C <sub>11</sub> (GPa)	C <sub>12</sub> (GPa)	C <sub>13</sub> (GPa)	C <sub>33</sub> (GPa)	C <sub>44</sub> (GPa)
31.7x + 370.8	-2.6x + 143.1	0.3x + 107.5	25.2x + 358.8	23.2x + 94.5

Tableau I. 5 : Valeur des constantes élastiques du composé ternaire Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N en fonction du taux d'aluminium x, déterminés à partir des valeurs moyennes des constantes élastique du GaN et d'AlN présentées dans le tableau I. 4.

## 2.4. Polarisation dans les matériaux nitrures

Les composés semi-conducteurs III-N de structure wurtzite présentent une propriété physique intéressante, qui est l'existence des champs de polarisation tel que la polarisation spontanée  $P_{SP}$  et la polarisation piézoélectrique  $P_{PZ}$ .

### 2.4.1. Polarisation spontanée

La polarisation spontanée  $P_{SP}$  se réfère au champ de polarisation interne dû au manque de symétrie d'inversion du cristal selon l'axe  $c$  et les caractéristiques des liaisons ioniques entre les atomes de Ga et N. En fait dans le groupe V, l'atome d'azote N possède l'électronégativité la plus forte par rapport à l'atome de galium Ga (ou d'aluminium Al). Un atome d'azote est entouré par quatre atomes de galium dont trois sont dans le même plan cristallographique (figure I. 5). L'électronégativité de l'atome d'azote lui permet d'attirer les électrons dans la liaison Ga-N [18]. En raison du déplacement des nuages de charges vers l'un des atomes et de l'absence de symétrie du cristal, une charge positive est présente sur l'une des faces du cristal et une charge négative sur l'autre face comme indiqué dans la figure I. 5 (a).

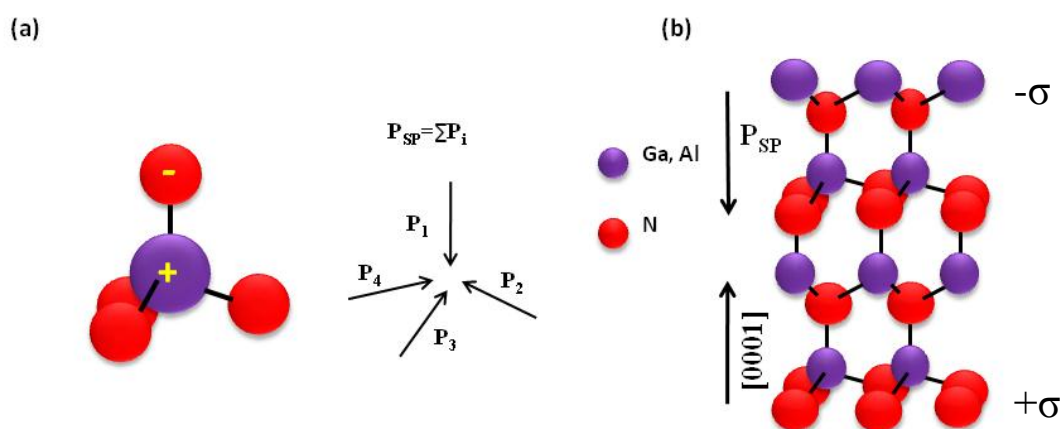


Figure I. 5 : (a) Répartition du moment de polarisation dans un tétraèdre de GaN (AlN) selon l'électronégativité du Ga (ou d'Al) et N. L'absence de symétrie conduit à une polarisation totale non nulle. (b) Vecteur de polarisation spontanée dans un cristal de GaN (AlN).

Pour les semi-conducteurs GaN (Al) de type Wurtzite, la séquence des couches d'atomes des constituants GaN (Al) et N est inversée le long des directions  $[0001]$  et  $[000\bar{1}]$ . On appelle alors faces Ga (Al) et N les orientations cristallines relatives aux directions  $[0001]$  et  $[000\bar{1}]$  respectivement (figure I. 6). Le vecteur du champ de polarisation spontanée  $P_{SP}$  est parallèle à cette direction et est appelé polarité du matériau. Le vecteur  $P_{SP}$  est défini comme un vecteur orienté à partir d'un atome d'azote vers un cation (Ga ou Al). L'orientation du vecteur  $P_{SP}$  est dans le sens inverse de la direction  $[0001]$ . Ainsi, sa direction dépend de la direction de croissance. Il est orienté dans le sens inverse de la direction de croissance dans le cas de face-Ga (face-Al) tandis qu'il est dans le même sens dans le cas de la face-N (figure I. 6).

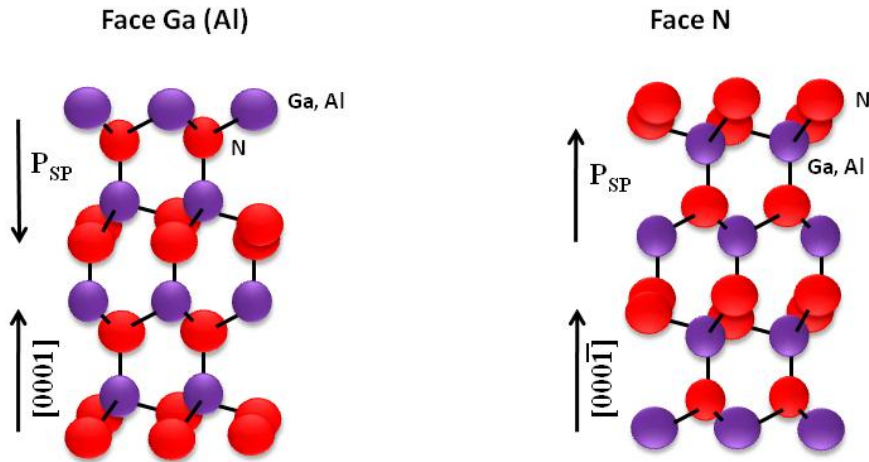


Figure I. 6 : Représentation des séquences possibles de couches d'atomes pour le GaN face Ga et face N dans la structure Wurtzite. Le sens de la liaison Ga-N détermine celui du champ de polarisation spontanée du GaN.

Le tableau 5 fournit les valeurs des polarisations spontanées pour le GaN et l'AlN.

	GaN	AlN
$P_{SP}$ (C/m <sup>2</sup> )	-0.029	-0.081

Tableau I. 6 : Valeur de la polarisation spontanée pour le GaN et l'AlN [18].

A partir des valeurs de la polarisation spontanée de l'AlN et du GaN, on peut extraire la polarisation spontanée dans le composé ternaire d' $Al_xGa_{1-x}N$  par la loi de Végard en fonction du taux  $x$  d'aluminium [18]:

$$P_{SP}^{Al_xGa_{1-x}N}(x) = xP_{SP}(AlN) + (1-x)P_{SP}(GaN) \quad C/m^2$$

$$P_{SP}^{Al_xGa_{1-x}N}(x) = (-0.052x - 0.029) \quad C/m^2 \quad (1.9)$$

Donc d'après cette relation plus le taux  $x$  d'aluminium est important, plus la valeur absolue de la polarisation spontanée est importante.

#### 2.4.2. Polarisation piézoélectrique

La phase wurtzite du GaN (AlN) est une structure non centrosymétrique. Le fait d'exercer une contrainte mécanique  $\sigma$  sur le cristal induit une modification du paramètre de maille qui elle-même conduit à l'apparition d'une polarisation électrique  $P_{PZ}$ .

Dans le cas d'un matériau de structure wurtzite, le vecteur de polarisation piézoélectrique  $P_{PZ}$  s'exprime en fonction des coefficients piézoélectriques  $e_{ij}$ , et des coefficients du vecteur de déformation  $\varepsilon_j$  :

$$P_{PZ} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 & 0 \\ e_{31} & e_{31} & e_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varepsilon_1 \\ \varepsilon_2 \\ \varepsilon_3 \\ \varepsilon_4 \\ \varepsilon_5 \\ \varepsilon_6 \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

où  $e_{ij}$  sont les coefficients du tenseur piézoélectrique et  $\varepsilon_i$  du vecteur de déformation.

Les valeurs des coefficients piézoélectriques  $e_{31}$ ,  $e_{33}$  et  $e_{15}$  pour le GaN et l'AlN sont données dans le tableau I. 7.

Matériau	$e_{31}(\text{C/m}^2)$	$e_{33}(\text{C/m}^2)$	$e_{15}(\text{C/m}^2)$	Méthode	Référence
GaN	-0.22	0.44	-0.22	Expérimental	[19]
	-0.36	1	-0.3	Expérimental	[20]
	-0.33	0.65	-0.33	Théorique	[21]
	-0.3	0.7	-0.28	Moyenne	
AlN	-0.58	1.55	-0.48	Expérimental	[22]
	-0,62	1,50	-0,48	Théorique	[23]
	-0.6	1.52	-0.48	Moyenne	
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$	$-0.3x-0.3$	$0.82x+0.7$	$-0.2x-0.28$		

Tableau I. 7: Valeur des constantes piézoélectriques du GaN et AlN et du composé ternaire  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  en fonction du taux d'aluminium  $x$ .

Comme pour la polarisation spontanée, les coefficients piézoélectriques du composé  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  peuvent être décrits par la loi de Végard en fonction du taux d'aluminium dans le composé et sont donnés dans le tableau I. 7.

### 3. Technologies de croissance et applications électroniques du GaN

La technologie de croissance des matériaux joue un rôle important sur les performances des dispositifs et leur coût. Il est donc important de maîtriser les procédés technologiques. En effet, la croissance des couches de GaN sur substrat silicium produit des matériaux présentant une contrainte résiduelle dans le plan des couches qui influence les fréquences de résonances de vibration des poutres. De plus elle permet de réaliser les hétérostructures que nous avons utilisées ici pour la réalisation des résonateurs MEMS. Nous présentons enfin quelques applications de ces hétérostructures. En ce qui concerne la technologie de fabrication des composants, elle est présentée au chapitre 3.

### 3.1. Croissance et substrats

Parmi les technologies de fabrication des résonateurs en GaN, la croissance des matériaux joue un rôle particulier sur les propriétés finales du composant. En effet, le matériau GaN utilisé dans ce travail est déposé sur un substrat de silicium et possède une contrainte en volume en raison du désaccord de paramètre de maille entre le GaN et le silicium. C'est pourquoi nous décrivons ici les principaux éléments relatifs à la croissance du GaN. Par ailleurs, les substrats choisis sont orientés de façon à ce que le GaN soit épitaxié dans une direction de croissance parallèle à l'axe c de façon à bénéficier des effets de la polarisation.

#### 3.1.1. Les substrats

Le meilleur choix de substrat pour l'épitaxie du GaN serait le GaN lui-même car il n'y aurait pas de désaccord de maille entre les couches de GaN épitaxiées et le substrat lui-même, ce qui limiterait les contraintes aux couches d'AlGaIn. Mais, en pratique, les substrats de GaN sont limités à des tailles de 50 ou 75 mm de diamètre et sont coûteux. De plus l'utilisation de substrats en GaN poserait un problème pour la libération des microsystèmes. Pour des substrats de plus grande taille, l'épitaxie du GaN se fait sur des substrats de nature différente. Le critère de choix du substrat dépend des applications et des propriétés du substrat (coût, disponibilité en grande surface, conductivité thermique, désaccord de maille avec le GaN). Dans tous les cas, les contraintes qui apparaissent dans le GaN lors de sa croissance conduisent à la création de défauts cristallins qui réduisent les performances des dispositifs. Par conséquent, le paramètre de maille du substrat doit être assez proche du paramètre de maille du GaN, afin de permettre le mieux possible une continuité des liaisons interatomiques à l'interface et donc une densité limitée des défauts cristallins dans le GaN à l'interface avec le substrat. En pratique, les substrats les plus fréquemment utilisés pour la croissance du GaN sont le carbure de silicium (SiC), le saphir ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) et le silicium (Si, sous différentes orientations cristallines). Ils sont brièvement présentés ci-dessous.

##### 3.1.1.1. Le carbure de silicium SiC

Le désaccord de maille entre le SiC et le GaN est de 4%. Par ailleurs le SiC présente une conductivité thermique de 3.3 W/cm/K [24], qui est meilleure par rapport à d'autres substrats tels que le saphir ou le silicium. Le GaN épitaxié sur ce substrat présente une excellente qualité cristallographique. La densité de dislocations est inférieure à  $3 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$ , grâce à une couche de nucléation d'AlN, qui assure une transition douce entre le réseau cristallin de SiC et le GaN. Le SiC, qui peut également être un bon isolant électrique, est le substrat, préféré pour les applications à haute fréquence. Par contre, il est très coûteux.

##### 3.1.1.2. Le saphir- $\text{Al}_2\text{O}_3$

Malgré leur désaccord de maille important avec le GaN, le saphir est le substrat couramment utilisé pour la croissance de GaN. En fonction de leur orientation par rapport à la maille du GaN, le désaccord de maille est entre 14% et 23% (23% si la croissance du GaN se fait selon

l'axe c du saphir et 14% en rotation de 30°). Un des inconvénients de ce matériau, cependant, est sa faible conductivité thermique 0.42 W/cm.K [24] qui limite les performances des composants de puissance.

### **3.1.1.3. Le silicium**

Le silicium (111) possède une conductivité thermique acceptable 1.5 W/cm.K [24] et un prix raisonnable. Le désaccord de maille avec le GaN est de 17% et sa constante de réseau est plus grande que celle du GaN. De plus, les coefficients de dilatation du Si et du GaN sont très différents, ce qui conduit à l'apparition de contraintes supplémentaires lors du refroidissement de l'échantillon. Malgré cela, la densité de dislocations obtenue à ce jour est du même ordre de grandeur que sur substrat SiC. Un autre avantage de ce substrat est qu'il offre une opportunité d'intégrer la technologie GaN avec la technologie Si, et par suite de construire des circuits intégrés combinant des composants en Si et des composants en GaN sur la même puce [25].

## **3.1.2. Techniques de croissance**

Les deux techniques couramment utilisées pour la croissance du GaN sont EPVOM (Epitaxie en Phase Vapeur aux OrganoMétalliques) et EJM (Epitaxie par Jets Moléculaires).

### **3.1.2.1. EPVOM**

Dans ces dernières années, la croissance par la technique EPVOM (en anglais MOCVD : Metal Organic Chemical Vapor Deposition ou MOVPE : Metal Organic Vapor Phase Epitaxy) est la technique dominante pour l'épitaxie du GaN dans l'industrie. Les premiers films de GaN ont été réalisés par EPV aux hydrures sur un substrat saphir [26],[27]. Le principe de croissance de GaN par MOCVD est la pyrolyse des composées organométalliques (triméthylgallium (TMGa) ou triéthylgallium (TEGa)) et d'hydrures (ammoniac NH<sub>3</sub>) qui sont transportés en phase vapeur au voisinage d'un substrat à haute température. La vitesse de croissance est de l'ordre de quelques μm/h, qui permet d'obtenir des couches de GaN d'épaisseur maximale environ de 10 μm. La croissance de GaN se fait à une température comprise entre 1000° et 1150°.

### **3.1.2.2. EJM**

La technique de croissance par jet moléculaire (en anglais : MBE, Molecular Beam Epitaxy) consiste à évaporer ou sublimer sous ultravide (10<sup>-10</sup> Torr) une source solide pour le gallium en présence d'une source gazeuse d'azote, soit sous forme ammoniac NH<sub>3</sub> soit sous forme azote N<sub>2</sub>. Pour rendre ce dernier très réactif à la température de la croissance (500°C-900°C), les espèces à base d'azote sont obtenues par plasma à basse énergie assisté par résonance cyclotron électronique (ECR) ou radio fréquence (RF). Les espèces arrivant avec une certaine énergie sont adsorbées à la surface du substrat. L'inconvénient de l'épitaxie du GaN par MBE est sa relative lenteur 1 μm/h (soit un peu plus d'une monocouche par seconde). Par contre



cette technique de croissance présente des avantages intéressants à savoir l'obtention de contraintes thermo-élastiques faibles pour le GaN hétéro-épitaxié et la caractérisation in-situ de la croissance (par mesure de la diffraction par réflexion d'électrons rasant la surface, RHEED) qui permet le contrôle précis de l'épaisseur des couches.

### 3.1.3. Contraintes résiduelles

Lors du dépôt d'un film mince de GaN sur un substrat de nature différente, quel que soit le procédé technologique utilisé, on peut observer l'existence des contraintes biaxiales dans le matériau épitaxié, c'est-à-dire une pression en tout point de la couche, ayant tendance à l'étendre ou à la comprimer. Ces contraintes sont appelées contraintes résiduelles ou internes [28]. Par convention, on dit qu'elle est négative pour une contrainte en compression et positive pour une contrainte en tension (figure I. 7).

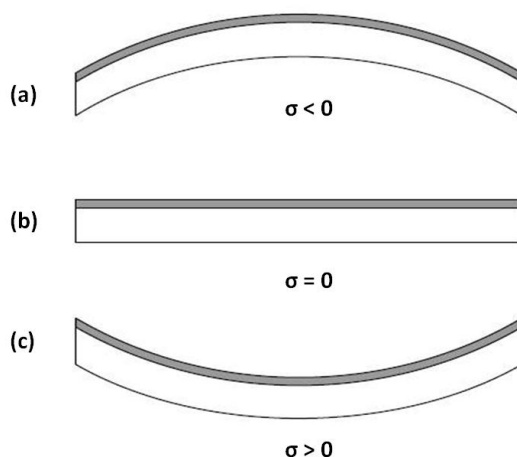


Figure I. 7 : État de déformation après dépôt d'un film mince de GaN contraint sur un substrat (a) contrainte en compression, (b) pas de contrainte, et (c) contrainte en tension.

La contrainte résiduelle dans le film mince est soit d'origine intrinsèque (liée à la croissance du film) soit d'origine extrinsèque (contrainte d'origine thermique). La contrainte thermique est induite lors de refroidissement du matériau. Par exemple dans le cas du GaN sur Si, le matériau est épitaxié à haute température et les coefficients de dilatation thermique du GaN et du Si sont différents ( $\alpha_{GaN}=3.5 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  et  $\alpha_{Si}=2.6 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ ).

La contrainte thermique résulte ainsi de la différence des coefficients de dilatation thermique entre le film et le substrat combinée avec la différence entre la température de croissance du film mince et la température ambiante [29]:

$$\sigma_{th} = \frac{E_f}{1 - \nu_f} (\alpha_{sub} - \alpha_f) (T_{dépôt} - T_0) \quad (1.11)$$

où  $E_f$  et  $\nu_f$  sont les paramètres élastiques du film (respectivement le module d'Young et le coefficient de Poisson),  $\alpha_{sub}$  et  $\alpha_f$  sont respectivement les coefficients de dilatation du substrat et du film,  $T_{dépôt}$  et  $T_0$  sont respectivement les températures du dépôt de film et la température ambiante.

La contrainte intrinsèque  $\sigma_{int}$  est celle acquise lors du dépôt de la couche [28]. Si les paramètres de maille pour le film mince  $a_f$  et le substrat  $a_{sub}$  sont différentes (figure I. 8 (a)), alors, lors du dépôt de la couche mince sur le substrat, la maille cristalline de la couche mince se contraint afin de se mettre parfaitement en accord à l'interface. La contrainte se présente comme indiqué dans la figure I. 8 (b), ce qui produit une déformation mécanique, donnée par

$$\varepsilon_{int} = \frac{a_{sub} - a_f}{a_f} \quad (1.12)$$

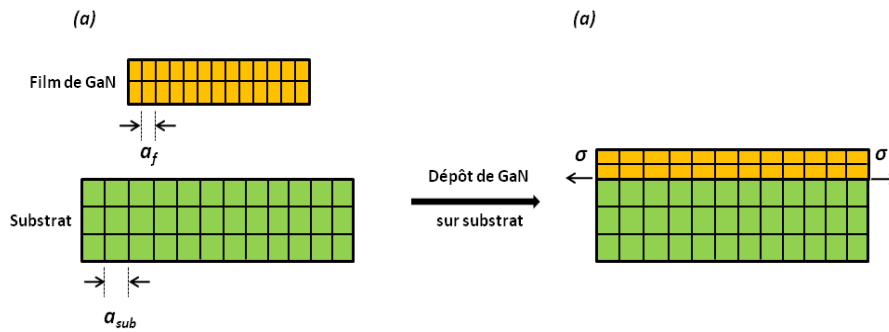


Figure I. 8 : (a) Différence de maille du film et du substrat (b) Contrainte résultante après le dépôt du film de GaN sur le substrat.

Dans ce cas simple, la contrainte intrinsèque dans la couche épitaxiée est donnée par :

$$\sigma_{int,0} = \frac{E_f}{1 - \nu_f} \frac{a_{sub} - a_f}{a_f} \quad (1.13)$$

En réalité, la situation est plus complexe. Pour le GaN, cette contrainte dépasse la limite d'élasticité du matériau épitaxié. Par conséquent, des dislocations apparaissent permettant une relaxation partielle de la contrainte intrinsèque. Afin d'enterrer ces dislocations, un ensemble de couches différentes de GaN, d'AlN ou d'AlGaIn sont déposées. Cela permet de limiter le nombre de dislocations en surface où se trouvent les couches utilisées pour réaliser les composants. La contrainte intrinsèque  $\sigma_{int}$  résulte de l'ensemble de ce processus et ne peut être calculée de façon simple.

De retour à la température ambiante, la contrainte totale  $\sigma_T$  présente dans le film mince est la somme de la contrainte intrinsèque et la contrainte extrinsèque thermique :

$$\sigma_T = \sigma_{int} + \sigma_{th} \quad (1.14)$$

## 3.2. L'hétérostructure AlGaN/GaN

La jonction entre deux matériaux différents est appelée hétérojonction. Une hétérostructure est une structure contenant une hétérojonction. Pour deux semi-conducteurs, la différence d'énergie de bande interdite des deux matériaux formant la jonction conduit à un décalage de la bande de conduction et de la bande de valence. Ce décalage au niveau de l'interface joue un rôle important sur les propriétés électroniques de l'hétérostructure. La différence de polarisation entre les deux matériaux joue un rôle supplémentaire pour déterminer le diagramme de bandes à l'interface.

### 3.2.1. Diagramme de bandes

Dans une hétérostructure, un des semi-conducteurs a une bande interdite plus grande que l'autre. Dans le cas d'une hétérostructure  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ , le composé  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  a une bande interdite plus grande que celle du GaN. A l'interface des deux semi-conducteurs, il y aura une discontinuité de bande interdite  $\Delta E_g$ , donnée par les différences des énergies de bandes interdites des deux matériaux. La discontinuité de la bande interdite se répartit entre la discontinuité de la bande de conduction  $\Delta E_c$  et la discontinuité de la bande de valence  $\Delta E_v$ , (figure I. 9) :

$$\Delta E_c = \chi_{\text{AlGaN}} - \chi_{\text{GaN}}$$

$$\Delta E_v = (\chi_{\text{GaN}} + E_g(\text{GaN})) - (\chi_{\text{AlGaN}} + E_g(\text{AlGaN})) \quad (1.15)$$

$$\Delta E_g = \Delta E_c + \Delta E_v \quad (1.16)$$

où  $\chi_{\text{AlGaN}}$  et  $\chi_{\text{AlN}}$  sont les affinités électroniques des matériaux.

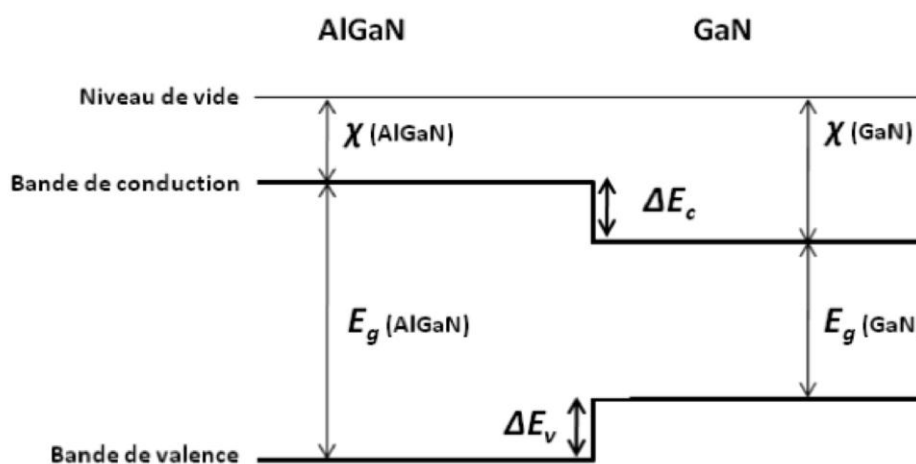


Figure I. 9 : Hétérojonction formée de deux semi-conducteurs différents  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  et GaN, qui ont différentes énergies de bande interdite  $E_g$  et affinités  $\chi$ . La différence des affinités détermine la discontinuité de la bande de conduction  $\Delta E_c$ , et, en prenant en compte la différence des énergies des bandes interdites des deux semi-conducteurs, la discontinuité de bande de valence  $\Delta E_v$ .

### 3.2.2. Polarisation à l'hétérostructure $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$

Le désaccord des paramètres de maille à l'interface entre les matériaux GaN et  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  est à l'origine d'une contrainte biaxiale dans le matériau  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  (figure I. 10), telle que [30]:

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= \sigma_2 \\ \sigma_3 &= \sigma_4 = \sigma_5 = \sigma_6 = 0 \end{aligned} \quad (1.17)$$

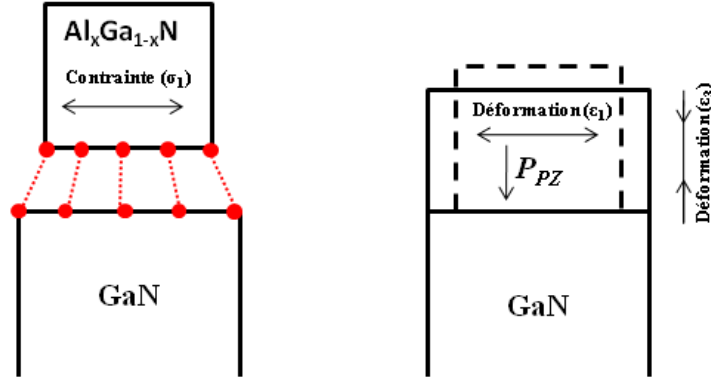


Figure I. 10 : Déformation de la couche d'AlGaN due au désaccord du maille situé à la jonction entre le matériau GaN et le matériau AlGaN.

Pour une croissance parallèle à la direction  $c$ , la déformation qui se produit dans la couche d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  est donnée par [30]:

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_{xx} \text{ et } \varepsilon_3 = \varepsilon_{zz} = -\frac{2C_{13}}{C_{33}} \varepsilon_{xx} \text{ et } \varepsilon_4 = \varepsilon_5 = \varepsilon_6 = 0 \quad (1.18)$$

D'après (1.10) la polarisation piézoélectrique est donnée par [30]:

$$P_{PZ} = e_{33}\varepsilon_{zz} + 2e_{31}\varepsilon_{xx} \quad (1.19)$$

où  $\varepsilon_{xx}$  et  $\varepsilon_{zz}$  sont respectivement les déformations dans le plan et selon l'axe de croissance [0001].

$$\varepsilon_1 = \frac{a-a_0}{a_0} \text{ et } \varepsilon_3 = \frac{c-c_0}{c} \quad (1.20)$$

La polarisation totale dans le cristal s'exprime par la somme de la polarisation spontanée et de la polarisation piézoélectrique [30] :

$$P = P_{SP} + P_{PZ} \quad (1.21)$$

Elle s'oriente suivant l'axe de croissance du matériau, selon la face terminant de la structure cristalline du GaN, face Ga ou face N de la structure Wurtzite (figure I. 11).

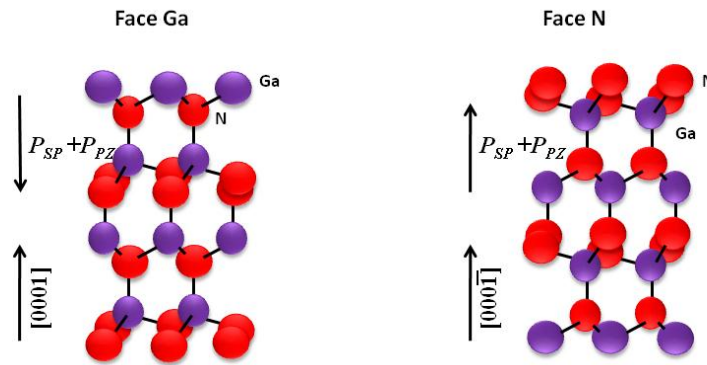


Figure I. 11 : Orientation du champ de polarisation total selon la face terminant la structure cristalline du GaN (face Ga et face N structure Wurtzite).

### 3.2.3. Formation du gaz bidimensionnel d'électrons

La variation spatiale du champ de polarisation (qu'elle soit spontanée ou piézoélectrique) induit une densité de charge électrostatique de polarisation  $\rho_{pol}$  égale à l'opposé de la divergence du vecteur de polarisation [30]:

$$\rho_{pol} = -\nabla P = -\nabla(P_{SP} + P_{PZ}) \quad (1.22)$$

Comme cas particulier, à l'interface de l'hétérostructure  $Al_xGa_{1-x}N/GaN$ , les changements brusques de la polarisation totale, provoquent une densité surfacique de charge de polarisation  $\sigma$ , donnée par [30]:

$$\sigma = P_{GaN} - P_{AlGaN} \quad (1.23)$$

Si on néglige la déformation de la couche de GaN, cette couche peut être considérée sans polarisation piézoélectrique. La densité de charge à l'interface est alors donnée par [30]:

$$|\sigma| = P_{SP}^{AlGaN}(x) + P_{PZ}^{AlGaN}(x) - P_{SP}^{GaN} \quad (1.24)$$

où  $x$  est le taux d'aluminium dans le composé ternaire  $Al_xGa_{1-x}N$ . Dans le cas de la face-Ga, des charges négatives se forment à la surface de la couche d' $AlGaN$  et des charges positives (en quantité différente) sont présentes à l'interface de l'hétérostructure  $AlGaN/GaN$  (figure I. 12). Cette charge positive attire des électrons de la structure (en volume ou en surface) vers l'interface, et par suite permet la formation d'un gaz d'électrons.

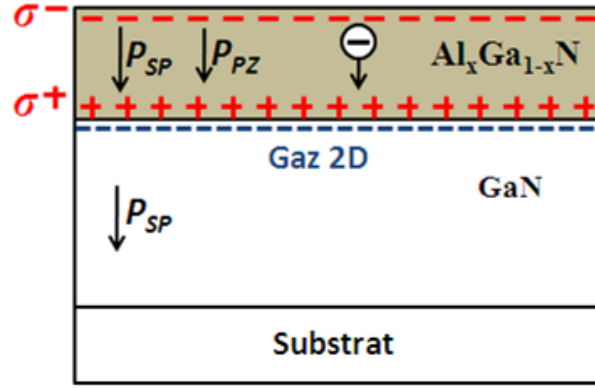


Figure I. 12 : Structure AlGaN/GaN de face Ga et formation du gaz 2D à l'interface de l'hétérostructure

A l'équilibre thermodynamique, les niveaux de Fermi des deux semi-conducteurs formant l'hétérostructure vont être alignés. La conservation des paramètres physiques de part et d'autre de l'interface entraîne des courbures des bandes de conduction et de valence et par suite la formation d'un puits de potentiel à l'interface (figure 1. 13). La bande de conduction  $E_c$  du semi-conducteur de plus faible gap (GaN) à l'interface se trouve très proche de niveau de Fermi  $E_F$ , ce qui forme un puits de potentiel triangulaire entre  $E_F$  et  $E_c$  où les électrons sont confinés.

La couche d'AlGaN étant non intentionnellement dopée, la densité d'électrons à l'interface en fonction du taux d'aluminium dans le composé ternaire s'écrit sous la forme [18]:

$$n_s(x) = \frac{\sigma(x)}{e} - \frac{\varepsilon_0 \varepsilon(x)}{e^2 d} (e\varphi_b(x) + E_F(x) - \Delta E_c(x)) \quad (1.25)$$

où  $\sigma(x)$  est la densité de charge liée à l'hétérojonction  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  induite de la polarisation,  $e$  la charge de l'électron,  $\varepsilon_0$  la permittivité de vide,  $\varepsilon$ ,  $d$  et  $x$ , respectivement la constante diélectrique relative, l'épaisseur et le taux d'aluminium dans la barrière d'AlGaN,  $\varphi_b$  la hauteur de barrière de Schottky,  $E_F$  le niveau de Fermi, et  $\Delta E_c$  la discontinuité de la bande de conduction à l'interface AlGaN/GaN.

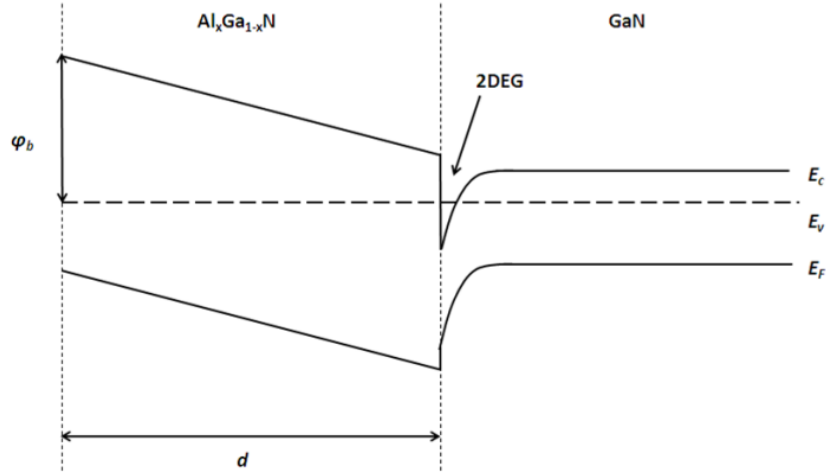


Figure I. 13 : Diagramme de bande après contact de l'hétérojonction AlGaN/GaN

Les valeurs de  $\varepsilon(x)$  et  $\varphi_b(x)$  peuvent être calculées par une interpolation en utilisant la loi de Végard [18], tel que :

$$\begin{aligned} \varepsilon(x) &= -0.5x + 9.5 \\ e\varphi_b(x) &= 1.3x + 0.84 \quad (eV) \end{aligned} \quad (1.26)$$

La valeur de  $E_F$  en fonction du taux d'aluminium dans la barrière est donnée par [18]:

$$E_F(x) = E_0(x) + \frac{\pi\hbar^2}{m^*(x)} n_s(x) \quad (eV) \quad (1.27)$$

où  $E_0(x)$  est le premier niveau d'énergie des sous-bandes du gaz bidimensionnel d'électrons et est exprimé par :

$$E_0(x) = \frac{9\pi\hbar^2}{8\varepsilon_0\sqrt{8m^*(x)}} \frac{n_s(x)}{\varepsilon(x)} \quad (eV) \quad (1.28)$$

Et  $m^*(x) = 0.22m_e$  la masse effective de l'électron.

La discontinuité de la bande de conduction  $\Delta E_c$  est donnée par :

$$\Delta E_c = 0.7 \left( E_g(x) - E_g(0) \right) \quad (eV) \quad (1.29)$$

où  $E_g(x)$  est l'énergie de bande interdite de l'AlGaN et s'exprime en fonction de taux d'aluminium dans la barrière (cf équation 1.2) :

$$E_g(x) = 6.28x + 3.39(1-x) - x(1-x) \quad (eV) \quad (1.30)$$

### 3.3. Applications électroniques du GaN

La recherche sur les matériaux et les composants à base de GaN a commencé au début des années 1960, mais les applications en électronique se sont fortement développées lorsque le dopage de type P par du magnésium a été découvert par Amano et al en 1989 [31]. A côté de l'optoélectronique, le GaN et ses composés, sont devenus une filière de matériaux des plus utilisés pour les applications à haute fréquence en électronique de puissance ainsi que pour des capteurs chimiques et biologiques. Nous présentons succinctement les transistors et les capteurs.

#### 3.3.1. Transistors à haute mobilité électronique (HEMT)

Le HEMT à base d'hétérostructure AlGaN /GaN a été démontré pour la première fois en 1991 [32]. En raison de ses caractéristiques intéressantes, telles que, une large bande interdite, un champ de claquage élevé, et de bonnes propriétés de transport d'électrons, le HEMT à base de GaN est un bon candidat pour les applications de puissance et les applications à haute fréquence. Le principe de fonctionnement du HEMT est basé sur la modulation du courant dans le gaz d'électrons bidimensionnel entre les deux contacts ohmiques (source et drain), par l'action électrostatique d'une électrode de commande (grille) (figure 1. 14).

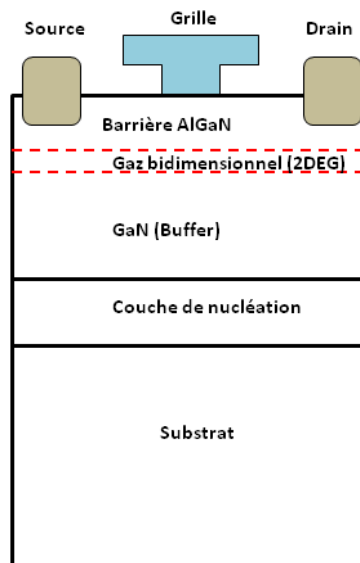


Figure I. 14 : Structure de base du transistor HEMT à base d'hétérostructure AlGaN/GaN

#### 3.3.2. Capteurs

Les semi-conducteurs III-nitrides sont très attractifs pour la réalisation des capteurs de pression et de contrainte en raison de leurs excellentes propriétés piézoélectriques, en plus de leur stabilité à haute température [33], leur biocompatibilité et leur sensibilité au changement de l'état de surface. Cela permet en outre des nouvelles applications en capteurs chimiques et biologiques qui fonctionnent en environnement sévère [34], par exemple avec des transistors à base d'hétérostructure AlGaN/GaN [35] ou des diodes Schottky Pt/GaN [36].



## **4. Les microsystèmes électromécaniques (MEMS) résonants**

Les principales applications des MEMS auxquelles nous nous intéressons, concernent les télécommunications et les capteurs, tout en privilégiant dans un premier temps ce dernier. Plusieurs secteurs industriels, tels que l'aviation, le transport terrestre et la biologie demandent des systèmes électroniques de détection qui fonctionnent dans des environnements sévères, tels que des températures élevées. En plus une technologie intégrée monolithiquement (qui consiste à fabriquer le maximum de composants miniaturisés sur un même substrat semi-conducteur) est préférable pour réaliser des microsystèmes à faible coût, haute fiabilité et haute intégration. Nathanson et al, ont proposé les premiers microdispositifs mécaniques à base silicium, appelé le transistor à grille résonante [37]. Mais la température de fonctionnement maximale du silicium est environ 200°C. Au dessus de 200°C, les semi-conducteurs à grand gap comme le GaN et le SiC deviennent impératifs pour réaliser en technologie monolithique des microsystèmes qui fonctionnent en environnement sévères.

### **4.1. Généralités sur les microsystèmes électromécaniques (MEMS)**

Les microsystèmes électromécaniques (MEMS) sont des systèmes qui combinent des composants électriques et mécaniques. Dans un tel système, on peut avoir des simples structures mécaniques comme des membranes et des poutres ainsi que des transistors, résistances, diodes et autres composants électroniques sur le même support. La partie mécanique est une structure mobile, qui est réalisée pour des fonctions de capteur, d'actionneur ou de traitement de signal. La partie électronique du MEMS sert à la conversion du signal électrique. La structure mécanique est généralement liée à deux transducteurs : un actionneur et un détecteur qui assurent la conversion de l'énergie électrique en énergie mécanique dans le cas de l'actionneur et de l'énergie mécanique en énergie électrique dans le cas du détecteur. Pour la structure mobile, deux types sont connus dans la littérature : les structures non résonante et résonante [38]. Le premier type utilise l'influence directe de l'environnement pour déterminer une grandeur physique à partir du déplacement de la structure mobile. Ce déplacement peut alors être capté par différentes techniques telles que optiques, capacitives, piézorésistives ou piézoélectriques. Pour les MEMS résonants, le fonctionnement est basé sur le comportement dynamique de la structure mobile. Dans ce cas, la fréquence de résonance est utilisée à la place de l'amplitude de la réponse pour détecter une grandeur physique ce qui offre une excellente immunité contre le bruit électrique [38]. Cette technique est attractive en particulier si les dispositifs peuvent fonctionner sous vide ce qui permet d'augmenter le facteur de qualité qui amplifie l'amplitude.

### **4.2. Intérêts et applications des résonateurs MEMS**

La résonance est une propriété d'un système oscillant de façon périodique qui décrit sa réponse à une certaine fréquence naturelle caractéristique qui est définie entièrement à partir des paramètres du système. Cette fréquence spécifique est celle où le système conserve l'énergie d'excitation avec un minimum de perte. La résonance peut être observée dans les domaines mécaniques, chimiques, optiques, magnétiques et électroniques.

Dans le cas des systèmes mécaniques, la résonance est caractérisée par des vibrations de grande amplitude. La fréquence de résonance, l'amplitude de vibration, la phase, l'amortissement, et le facteur de qualité de la résonance, sont les paramètres caractéristiques des résonateurs MEMS.

#### 4.2.1. Les capteurs MEMS résonant

Les caractéristiques de la résonance des structures mécaniques, telles que la fréquence de résonance, l'amplitude de vibration, la phase et le facteur de qualité sont directement sensibles à une force axiale ou à un couple appliqué, une masse ajoutée, un changement de propriété du matériau ou des changements de l'amortissement. Les mesures de ces caractéristiques permettent donc de détecter des grandeurs physiques telles que l'accélération (accéléromètre), vitesse de rotation (gyromètre), viscosité (viscosimètre), densité de fluide, masse, pression, force...

La figure I. 15 résume le principe de fonctionnement d'un capteur MEMS résonant. La grandeur physique d'entrée agit sur les propriétés de la structure mobile résonante et la détection de la grandeur est déterminée par le paramètre de lecture du résonateur (fréquence, amplitude, phase et amortissement).

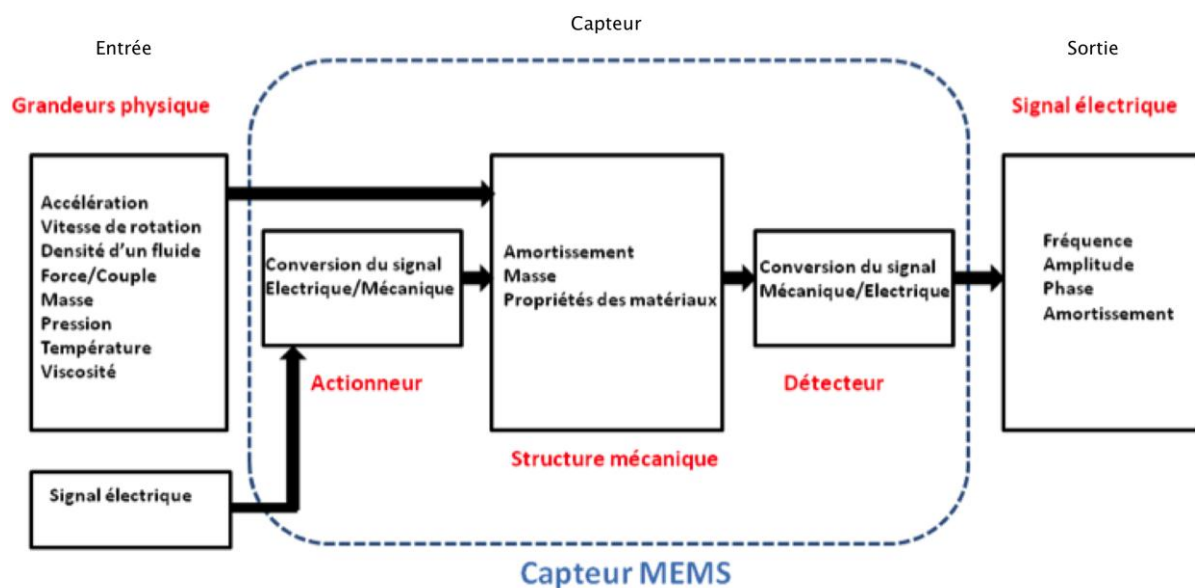


Figure I. 15 : Schéma représentant un capteur MEMS résonant. L'entrée est un signal électrique qui met le dispositif en résonance ainsi qu'une grandeur physique à détecter. La sortie est donc sa mesure électrique après conversion par la structure mécanique.

#### 4.2.2. Les résonateurs MEMS pour le traitement du signal

Dans le domaine des télécommunications, les dispositifs MEMS résonants offrent une solution pour remplacer les filtres passifs à base d'inductances et de capacités dont les performances se dégradent à haute fréquence et qui présentent des facteurs de qualité limités. Les microrésonateurs sont largement utilisés dans une série d'applications qui vont des téléphones mobiles aux réseaux sans fil en remplacement des circuits RLC. Les principales

utilisations de ces dispositifs sont le filtrage et la modulation / démodulation des signaux. Le principal résonateur utilisé pour ces applications est fabriqué en quartz [39]. Selon l'angle de découpe, on obtient différentes valeurs de fréquences de résonance dans la gamme 50–100 MHz avec un très fort facteur de qualité qui dépasse 100 000. Un oscillateur en quartz qui délivre une fréquence autour de 10MHz nécessite un résonateur de dimension millimétrique.

Depuis les années 80, les résonateurs à ondes acoustiques ont été étudiés dans le but de remplacer les oscillateurs à quartz. Actuellement, l'industrie des télécommunications est un des plus grands consommateurs de filtres à ondes acoustiques tels que les résonateurs SAW (Surface Acoustic Wave : onde de surface) et les résonateurs BAW (Bulk Acoustic Wave : onde de volume) pour leurs petites dimensions, leurs performances, et leur capacité à travailler dans des environnements sévères [40]. Le principe de base pour ce choix est simple : la vitesse des ondes acoustiques dans les solides est typiquement 10 000 fois plus faible que la vitesse d'une onde électromagnétique, la longueur d'onde acoustique est seulement de quelques  $\mu\text{m}$  à 1 GHz, alors que pour une onde électromagnétique à la même fréquence, la longueur d'onde est de quelques dizaines de cm dans l'air. Cela permet de construire des résonateurs à ondes acoustiques de très petite taille.

La figure I. 16 résume le mécanisme de fonctionnement d'un filtre constitué par un MEMS résonant. Le signal d'entrée excite la structure mobile du résonateur à une fréquence et avec un facteur de qualité défini par ce dernier, ce qui résulte à la sortie en un signal bien défini.

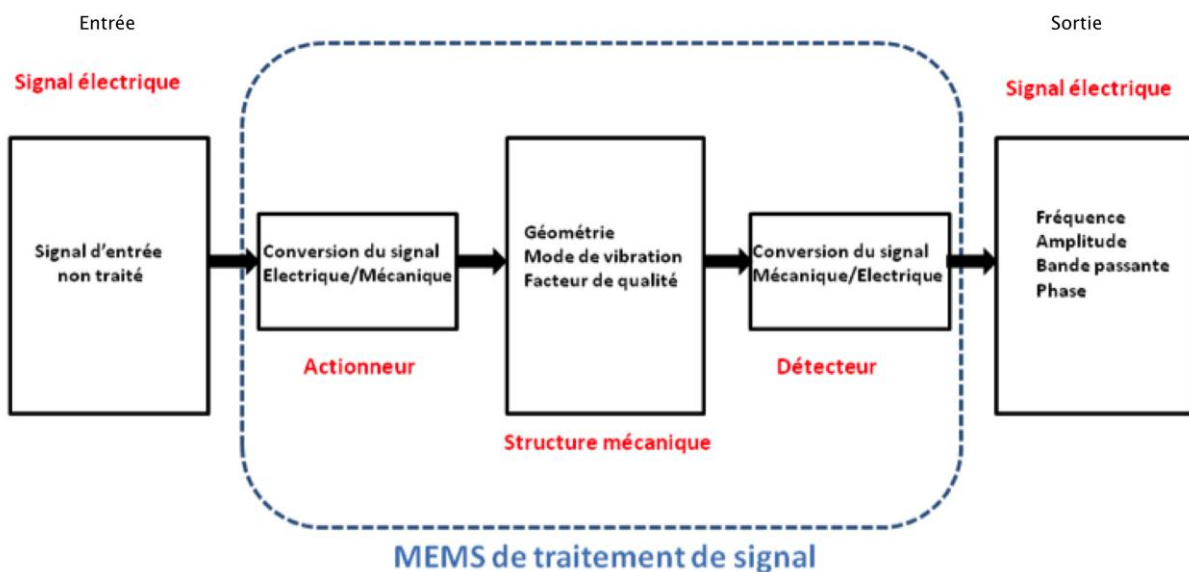


Figure I. 16 : Schéma représentant un MEMS résonant pour le traitement de signal. L'entrée est le signal électrique à traiter et la sortie est le signal électrique traité avec une fréquence de résonance et une sélectivité définies par la structure mécanique.

### 4.3. Les différents modes de transduction

La réalisation des résonateurs MEMS de hautes performances représente le défi principal pour cette technologie. Pour les résonateurs MEMS, les transducteurs d'actionnement et de détection, ainsi que le facteur de qualité, jouent un rôle important pour la performance des dispositifs. Plusieurs principes de transduction tel que magnétique, électrique (capacitive ou

piérorésistive), thermique, ou piézoélectrique sont utilisés pour transformer un signal en mouvement mécanique et inversement. Dans ce processus, le signal d'entrée génère des forces extérieures (électrostatique ou magnétique) ou des forces internes (thermique, piézoélectrique). Dans ce qui suit, on décrit certains principes de transduction qui sont fréquemment utilisés dans la technologie des MEMS résonants.

- **Magnétique** : l'actionnement magnétique utilise la force produite entre un courant traversant le résonateur et le champ créé par une bobine électromagnétique. Pour mettre en œuvre ce mécanisme de transduction, il suffit d'utiliser des matériaux spécifiques sensibles aux champs magnétiques ainsi que des bobines conductrices permettant de générer et contrôler ce champ. La détection, utilise le fait que le déplacement d'un conducteur parcouru par un courant perpendiculairement à un champ magnétique génère une force électromotrice [41]. Ce type de transduction présente des inconvénients majeurs tels que les difficultés de leur intégration dans les circuits ou l'influence du champ magnétique sur le fonctionnement des autres dispositifs sur le même circuit.

- **Capacitif** : le mécanisme d'actionnement capacitif est basé sur la force de Coulomb qui est générée lorsqu'une tension est appliquée entre deux conducteurs tels que des poutres ou des plaques, séparés par un diélectrique ou le vide [42]. La force est attractive et dépend inversement du carré de la distance entre les deux conducteurs. Par conséquent plus l'espace inter-électrode est petit, plus la force est importante. De plus, le temps d'apparition de cette force est lié à celui du déplacement des charges (temps de relaxation diélectrique), et est donc extrêmement petit. Le principe de détection capacitif utilise le changement de la capacité induite par une déformation d'une membrane ou d'une poutre pour convertir les forces en un signal électrique. La structure mobile est considérée comme une électrode, l'autre électrode formant le condensateur est fixe. La capacité varie en fonction du déplacement de la structure mobile du MEMS. En présence d'une tension, cela induit une variation de charge et donc un courant qui est détecté. Les transducteurs capacitifs ont un potentiel pour l'intégration aux petites tailles et peuvent être utilisés pour des applications qui nécessitent une grande sensibilité et stabilité à basse pression.

La limitation majeure de ce type de transducteur est l'instabilité dite de 'pull-in'. Elle correspond à un collage soudain des deux surfaces en regard quand la distance entre elles devient trop petite et que la force capacitive attractive dépasse la force mécanique de rappel de la partie mobile.

- **Thermique** : L'actionnement thermique est basé sur le principe de dilatation. Ce principe utilise généralement l'effet bilame [43] avec différents coefficients de dilatation thermique. L'utilisation de l'effet Joule et la déformation des matériaux en raison de la dilatation thermique sont les mécanismes principaux dans ce type d'actionnement. Une variation cyclique de la température fournit l'actionnement du matériau entre son état dilaté et non dilaté. Un large spectre de déplacements et de forces peut être obtenu par des bons choix des matériaux et de la géométrie de l'actionneur. Cependant, la difficulté d'isoler le changement de température dans un composant du dispositif spécifique, l'interaction possible avec d'autres composants thermiquement dépendants empêche l'utilisation large de ce type d'actionnement.

- Piézoélectrique : La piézoélectricité est une propriété basée sur la capacité de certains cristaux de générer un champ électrique lorsqu'ils sont soumis à une déformation mécanique externe ; on parle de l'effet piézoélectrique direct. Ces mêmes cristaux subissent une déformation sous l'action d'un champ électrique ; c'est l'effet piézoélectrique inverse. L'identification de ces cristaux est basée sur la structure asymétrique du cristal. En effet, si un matériau a une structure cristalline non symétrique, sa déformation induit un déplacement différent du barycentre des charges positives et du barycentre des charges négatives. Il en résulte une polarisation électrique. Un matériau piézoélectrique convertit ainsi l'énergie mécanique en énergie électrique par l'intermédiaire d'une déformation cristallographique et vice versa. Généralement, les transducteurs piézoélectriques sont basés sur l'effet bimorphe. En effet, un film piézoélectrique placé entre deux électrodes va se déformer sous l'effet d'un champ électrique extérieur  $E$  appliqué. La déformation est liée au champ électrique par le coefficient piézoélectrique  $d_{31}$ . On s'arrange pour que la déformation du piézoélectrique et la contrainte qui en résulte applique sur la partie mécanique un moment de flexion. D'autre part, le mouvement résultant peut être détecté par le même film piézoélectrique de l'autre côté par l'effet piézoélectrique direct.

Les matériaux piézoélectriques fréquemment utilisés pour les transducteurs piézoélectriques sont le ZnO [44], l'AlN [45] et le PZT [46]. Un avantage principal pour les détecteurs piézoélectrique est qu'ils ne nécessitent pas de tension électrique pour leur fonctionnement. Par contre les actionneurs piézoélectriques produisent des déplacements faibles par rapport aux autres mécanismes d'actionnement.

- Piézorésistif : la piézorésistivité est définie par la variation de la conductance électrique d'un matériau lorsqu'il est soumis à une déformation [47]. Les transducteurs piézorésistifs utilisent des matériaux piézorésistif comme le silicium monocristallin ou le polysilicium, ou simplement des métaux pour réaliser des jauges à résistance variable appelé jauges piézorésistives ou jauge de contrainte. Lorsque le transducteur est soumis à une déformation, une variation de résistance apparaît aux bornes de la jauge [48] qui peut être due au changement de résistivité ou de forme. La sensibilité des transducteurs piézorésistifs dépend du facteur de jauge qui dépend fortement du dopage pour le silicium.

- TGR : le transistor à grille résonante est basé sur l'effet de champ d'un transistor MOS (Metal Oxyde Semiconductor), dans lequel la grille du transistor est constituée par la structure mobile du MEMS. La variation de la distance entre la grille et le canal du transistor va induire une modification de la conductance de ce dernier [37] [49].

Dans les technologies MEMS, une faible dissipation d'énergie lors du mécanisme de transduction est nécessaire. Le tableau 7 collecte les différentes techniques de transductions (actionnement et détection) et les avantages et les inconvénients dans la fabrication et la dissipation d'énergie.

Effet mis en jeu	Fabrication	Dissipation d'énergie
Magnétique	Matériaux spécifiques et technique couteuse	Moyenne
Thermique	Matériaux spécifiques et technique usuelle	Élevé
Capacitif	Matériaux et technique usuels	Basse
Piézoélectrique	Matériaux spécifiques et technique maîtrisée	Basse
Piézorésistif	Matériaux et technique usuels	Basse

Tableau I. 8 : Tableau récapitulatif des différents effets de transduction et leurs propriétés [50].

#### 4.4. Amortissements

L'amortissement est un paramètre très important pour les performances des résonateurs MEMS. Il définit l'amplitude maximale de la structure résonante. Le niveau d'amortissement d'une structure résonante est relié au facteur de qualité  $Q$ , qui mesure la quantité des pertes énergétiques pendant le fonctionnement.  $Q$  est défini comme le rapport entre l'énergie stockée totale dans la structure et l'énergie dissipée par un cycle en raison de l'effet d'amortissement :

$$Q = 2\pi \frac{\text{Energie totale stockée}}{\text{Energie dissipée}} \quad (1.31)$$

Un facteur de qualité élevé implique une résonance prononcée de la structure, ce qui peut améliorer la performance et la résolution du résonateur. En outre, un facteur de qualité élevé indique que la structure résonante a une faible sensibilité aux perturbations mécaniques de son environnement (par exemple, les vibrations mécaniques).

Le facteur de qualité total  $Q_T$  d'une structure résonante dépend principalement des trois sources d'amortissement : l'énergie dissipée par le fluide environnant le résonateur  $1/Q_f$ , l'énergie dissipée à l'ancrage lors de la vibration  $1/Q_{anc}$ , et l'énergie perdue due aux forces internes  $1/Q_i$ .

$$\frac{1}{Q_T} = \frac{1}{Q_f} + \frac{1}{Q_{anc}} + \frac{1}{Q_i} \quad (1.32)$$

À la pression atmosphérique, la plus grande perte d'énergie d'une structure résonante est due à l'énergie dissipée par le fluide environnant  $1/Q_f$  [51]. Cette perte d'énergie est due à des interactions de la structure résonante avec le fluide environnant (l'air par exemple), et sa

valeur dépend de la pression et de la nature du fluide, de la géométrie de la structure résonante et du mode de vibration. Pour s'affranchir de ces pertes, le résonateur doit fonctionner sous vide. Le deuxième type est l'énergie dissipée à l'ancrage  $1/Q_{anc}$  [52] qui est due au couplage de la structure résonante avec les parties fixes. Cette énergie peut être réduite grâce à une conception adéquate de la structure, telle que la localisation des ancrages au niveau des nœuds des modes de vibration. Le troisième type de perte est l'énergie perdue due aux forces internes  $1/Q_i$ . Elle est liée aux mécanismes de perte d'énergie à l'intérieur du matériau de la structure résonante. Ces pertes internes sont dues surtout à l'amortissement thermo-élastique [53], l'interaction avec les phonons [54], et le mouvement des dislocations [55].

## 4.5. Les différents modes de transmission

Le fonctionnement des résonateurs MEMS consiste à transformer un signal électrique d'actionnement en un autre signal électrique avec une fréquence précise par l'intermédiaire d'une structure mécanique dont la résonance définit la fréquence, la bande passante, et le facteur de qualité. La structure mécanique assure la transmission du signal électrique de la zone d'actionnement à la zone de détection selon son mode de vibration.

### 4.5.1. Mode acoustique

Les modes de transmission acoustiques transportent l'énergie sous forme d'une onde qui se propage soit en surface (Surface Acoustic Wave : SAW) soit en volume (Bulk Acoustic Wave : BAW).

#### 4.5.1.1. Onde acoustique de surface

Un composant à ondes acoustiques de surface SAW est constitué d'une couche piézoélectrique (AlN, ZnO, PZT...) excitée par des électrodes sous forme de peignes interdigités (en anglais IDT : Interdigital Transducer). Un signal électrique appliqué sur les électrodes excite des ondes acoustiques de surface pour une fréquence déterminée par la géométrie des électrodes. La période d'un IDT est fixée à la demi-longueur  $\lambda/2$  de l'onde acoustique de transmission (figure I. 17). Elle permet de créer une perturbation acoustique constructive pour les ondes de surface. Pour toutes autres fréquences, l'excitation produite entre les électrodes est de forme destructive et donc a tendance à s'atténuer.

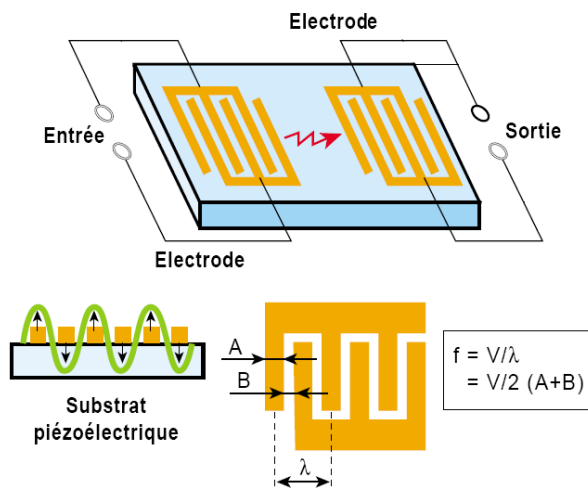


Figure I. 17 : structure de base d'un résonateur SAW [56].

Cette technologie qui domine le marché des télécommunications est exploitée sur une large plage de fréquences allant de la centaine de MHz à 2 GHz. La fréquence d'opération des filtres SAW est principalement limitée par le procédé de gravure des peignes interdigités.

#### 4.5.1.2. Onde acoustique de volume BAW

Pour monter plus haut en fréquence, on utilise les filtres acoustiques à onde de volume (BAW) qui présentent de meilleures performances. La structure de base est une capacité Métal-Isolant-Métal, dont le diélectrique est un matériau piézoélectrique pris en sandwich entre deux électrodes métalliques (figure I. 18). Ce type de résonateurs permet d'atteindre des fréquences très élevées (entre 500 MHz et 10 GHz) avec un facteur de qualité dépassant 1500 [57].

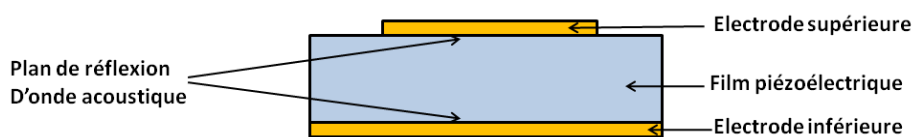


Figure I. 18 : Structure de base d'un résonateur BAW

#### 4.5.2. Mode « mécanique »

Les résonateurs à ondes acoustiques sont largement utilisés dans l'industrie des télécommunications, mais ils présentent encore des problèmes d'intégration avec les circuits actifs. Pour cela de nouveaux types de résonateurs électromécaniques MEMS qui ont l'avantage d'être plus intégrables, ont été développés pour remplacer les dispositifs acoustiques. Ces résonateurs électromécaniques transmettent les vibrations par l'intermédiaire d'une structure mobile, qui résonne selon un mode de vibration déterminé par sa forme et ses ancrages. Les modes de vibrations les plus utilisés sont les modes de flexion pour les basses



fréquences et les modes de volume pour les hautes fréquences. Les transducteurs d'actionnement et de détection permettent l'excitation et la conversion électrique du mode de vibration.

#### 4.5.2.1. Mode de flexion

Les résonateurs mécaniques en mode de flexion sont réalisés à l'aide d'une poutre vibrante, soit encastrée-libre soit bi-encastrée ou encore dans certaines configurations, la poutre est fixée par l'intermédiaire de bras et peut-être considérée comme une masse suspendue [58]. La poutre vibre dans le plan ou hors-plan à sa fréquence de résonance caractéristique. Cette fréquence est définie par la nature du matériau, les dimensions de la poutre et l'ordre du mode. Ce mode de vibration est typiquement utilisé pour des applications à faible fréquence (typiquement de 10 kHz à 100 MHz). Ce type de résonateur présente un inconvénient majeur : son utilisation nécessite une chambre sous vide. En effet si le déplacement est important, les frottements dans l'air, dégradent les performances du dispositif.

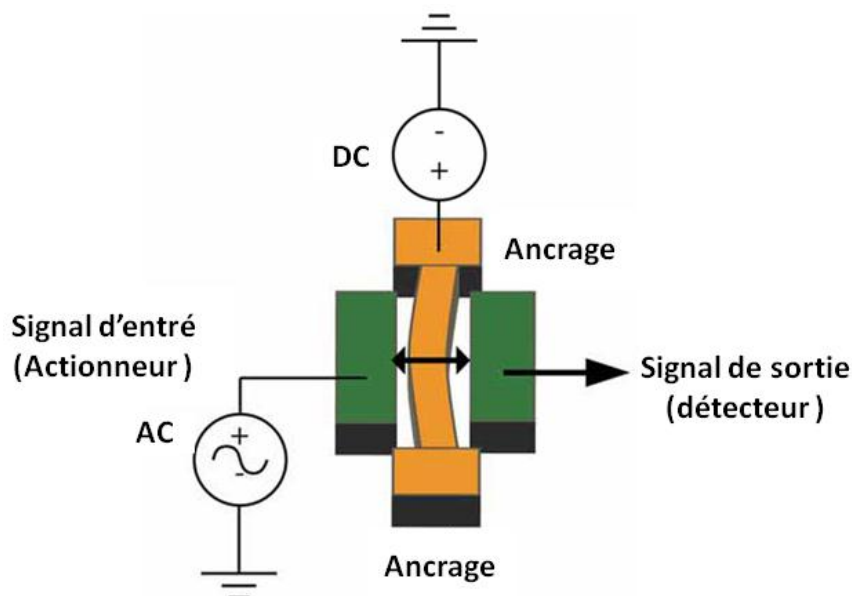


Figure I. 19 : Schéma du résonateur en poutre bi-encastrée vibrante en mode de flexion latérale avec transduction capacitive [59].

#### 4.5.2.2. Mode de volume (ou mode Lamé)

L'avantage de ce mode est la fréquence de résonance élevée, pouvant atteindre l'ordre du gigahertz, tout en gardant une masse suffisamment grande pour stocker un maximum d'énergie, et donc présentant un facteur de qualité élevé. Un exemple de résonateur mécanique utilisant ce mode est donné sur figure I. 20. La partie vibrante est un disque encastré aux points correspondant à un minimum de déplacement (les nœuds de vibration) permettant de minimiser les pertes aux ancrages. Ce type de résonateur présente un inconvénient majeur qui est qu'en haute fréquence, l'amplitude de vibration du disque devient faible et difficilement détectable.

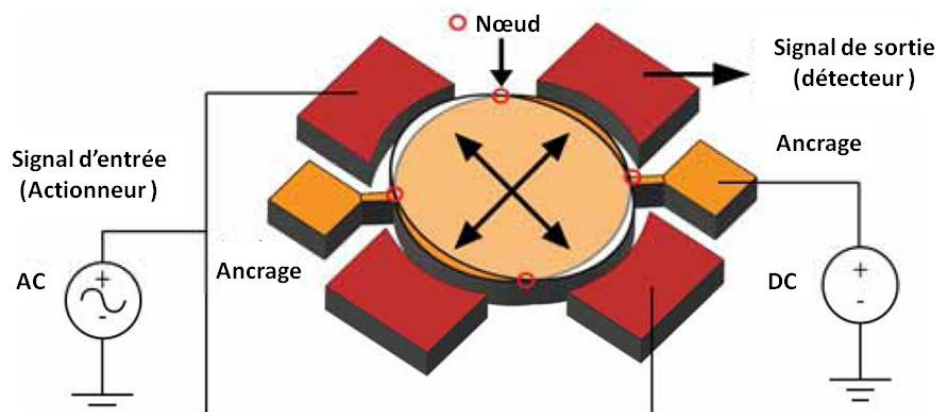
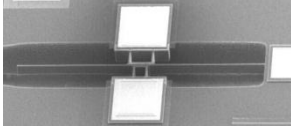
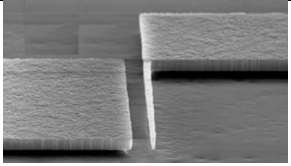
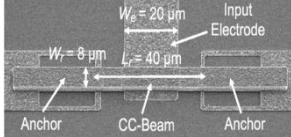
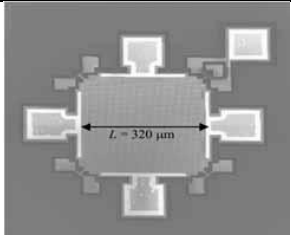
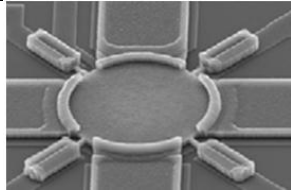
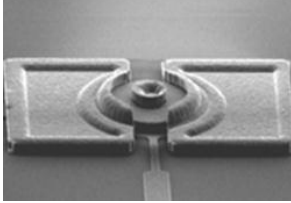


Figure I. 20 : Schéma du résonateur à disque vibrant en mode de volume avec transduction capacitive [59].

Ce type de résonateurs permet de couvrir une large plage de fréquence allant de quelques kilohertz à quelques gigahertz, selon la géométrie de la structure vibrante et son mode de vibration (tableau I. 9), avec des facteurs de qualité très élevés.

Mode de vibration	Géométrie	Résonateur	Performance
Flexion [60]	Poutre encastrée-libre		Dimensions : $500 \times 4 \times 20 \mu\text{m}^3$ $f_0 = 19 \text{ kHz}$ $Q = 177\,000$
Flexion [61]	Poutre encastrée-libre		Dimensions : $14.4 \mu\text{m} \times 260 \times 600 \text{ nm}^2$ $f_0 = 1.49 \text{ MHz}$ $Q = 8000$
Flexion [42]	Poutre bi-encastrée		Dimension : $40 \times 8 \times 2 \mu\text{m}^3$ $f_0 = 9.34 \text{ MHz}$ $Q = 3100$
Volume [62]	Plaque		Dimensions : $320 \times 320 \times 10 \mu\text{m}^3$ $f_0 = 13.1 \text{ MHz}$ $Q = 130\,000$
Volume [63]	Disque		Dimensions : $R = 32 \mu\text{m}$ , $t = 3 \mu\text{m}$ $f_0 = 60 \text{ MHz}$ $Q = 150\,000$

Volume [64]	Disque		Dimensions : $R=20\mu\text{m}$ , $t=1.6\mu\text{m}$ $f_0=1.5\text{ GHz}$ $Q=11\ 555$
----------------	--------	---	--

*Tableau I. 9 : Exemples de microsystèmes électromécaniques résonant avec des structures mobiles qui vibrent selon un mode de flexion et des modes de volume à base de films d'AlN capables de fonctionner dans une large plage de fréquence, allant de quelques mégahertz à quelques gigahertz (résultats expérimentaux obtenus sous vide).*

Ces résonateurs MEMS utilisent principalement une transduction capacitive ou piézoélectrique.

#### 4.6. Résonateurs MEMS en matériaux nitrures

L'évolution de l'industrie des téléphones cellulaires a besoin de dispositifs RF multibandes intégrés sur une seule puce, et de systèmes d'émission-réception qui fonctionnent à l'aide d'oscillateurs de référence délivrant des basses fréquences. Les résonateurs à base de films piézoélectriques minces sont de bons candidats capables de répondre à ce besoin puisqu'ils montrent la capacité de fonctionner sur une large plage de fréquences avec des facteurs de qualité élevés. De plus, ces dispositifs ne nécessitent pas de tension de polarisation et permettent d'aboutir à des résistances motionnelles faibles, adaptées aux circuits RF ( $50\Omega$ ). Le défi actuel est la réalisation de résonateurs avec un facteur de qualité élevé et une faible résistance motionnelle ( $50\Omega$ ). Pour les applications de type capteur, les résonateurs à base de films piézoélectriques minces, tels que, les résonateurs à poutre vibrante [65] [66], les capteurs à ondes acoustique de surface SAW [67], les résonateurs à ondes acoustique de volume BAW [68], et les résonateur à mode de contour [69], sont très attractifs. Ils ont démontré de bonnes performances au niveau de l'intégrabilité, de la fiabilité, de la résolution et de la consommation d'énergie [69].

L'oxyde de zinc (ZnO) et le titanate de plomb zirconium (PZT) sont des matériaux piézoélectriques couramment utilisés dans les résonateurs MEMS, mais ils présentent un risque de contamination dans les équipements partagés avec les procédés de fabrication CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor) et difficile à traiter (par exemple contamination avec Zn ou Pb). En revanche, les matériaux nitrure sont compatibles avec la technologie CMOS [70] et peuvent être déposés par plusieurs méthodes qui ne posent aucun problème de cet ordre. Bien que les coefficients de couplage piézoélectrique de ces derniers sont inférieurs à ceux du ZnO ou du PZT, les autres propriétés du matériau tel que l'élasticité, la conductivité thermique et le champ de claquage en font des matériaux attractifs pour la réalisation des résonateurs MEMS.

### 4.6.1. Résonateurs MEMS en AlN

Pour les applications de filtrage et d'oscillateur de référence, l'AlN est un matériau attractif pour développer des résonateurs MEMS tels que les résonateurs à onde de Lamb et à mode de contour, capables de fournir de multiples fréquences de fonctionnement sur une seule puce (multistandard). Ces technologies sont les seules qui peuvent s'étendre sur une large gamme de fréquences d'une dizaine de MHz à plusieurs GHz [71], et offrir simultanément un facteur de qualité  $Q$  élevé dans l'air et une faible résistance motionnelle, ce qui permet de les relier facilement avec de l'électronique conventionnelle sans la nécessité d'une conception de circuit spécial ou de réseaux d'adaptation complexes.

Le tableau I. 10, décrit quelques exemples de résonateurs réalisés en films d'AlN avec différentes géométries.

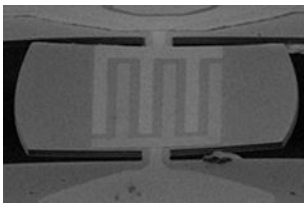
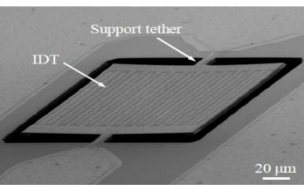
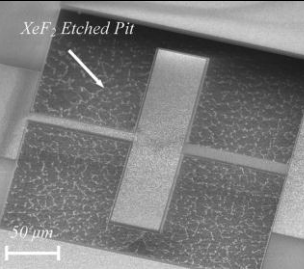
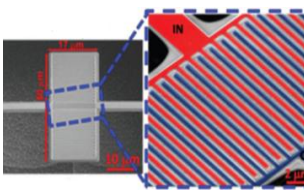
Mode de vibration	Géométrie	Résonateur	Performances
Ondes de Lamb	Plaque à bord convexe		Dimensions : $150 \times 98 \times 1.5 \mu\text{m}^3$ $R_{\text{Convex}} = 209.2 \mu\text{m}$ $f = 481.8 \text{MHz}$ $Q = 3280$ [72]
	Plaque		Dimensions : $100 \times 92 \times 5.1 \mu\text{m}^3$ Nombre d'électrodes : 33 $f = 2.92 \text{GHz}$ $Q = 5510$ [73]
Modes de contour	Plaque		Dimensions : $200 \times 50 \times 2 \mu\text{m}^3$ $f = 19.91 \text{MHz}$ $Q = 2700$ [71]
	Plaque		Dimensions : $50 \times 17 \times 0.25 \mu\text{m}^3$ Nombre d'électrodes : 67 $f = 4.54 \text{GHz}$ $Q = 360$ [74]

Tableau I. 10 : Exemples de résonateurs à base de films d'AlN capables de fonctionner dans une large plage de fréquences, allant de quelques mégahertz jusqu'à quelques gigahertz.

Ce type de résonateurs est l'une des solutions les plus prometteuses qui permette la fabrication de résonateurs à haute performance avec des fréquences multiples sur la même puce en silicium.

#### 4.6.2. Résonateurs MEMS en GaN

Les résonateurs électroacoustiques sont fabriqués par dépôt de films piézoélectriques de ZnO de PZT et d'AlN obtenus par pulvérisation. Ces dispositifs présentent une bonne performance pour les applications RF, mais ils restent difficiles à intégrer avec d'autres dispositifs actifs sur le même circuit. A cet égard, les propriétés piézoélectriques du GaN en font un matériau très attractif pour les nouvelles applications RF qui nécessitent des dispositifs de petite taille, de haute performance et surtout pour l'intégration monolithique avec d'autres dispositifs électroniques actifs sur la même puce. Ces dernières années, quelques groupes de recherche qui ont réalisé des résonateurs utilisant les propriétés piézoélectriques et acoustiques du GaN. Müller et al [75] ont réalisé des résonateurs à ondes de volume sur une membrane (thin-film bulk acoustic resonator : FBAR) à partir d'une membrane de GaN de surface  $550 \times 300 \mu\text{m}^2$  et d'épaisseur  $0.54 \mu\text{m}$  (figure I. 21). Ce résonateur atteint une fréquence autour de 6.3 GHz pour le mode fondamental longitudinal, et 1100 comme facteur de qualité.

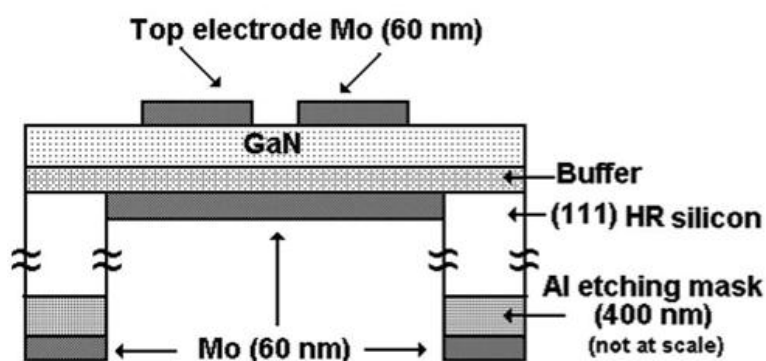


Figure I. 21 : Schéma structurel d'un résonateur FBAR en GaN [75]

Une autre équipe de l'université du Michigan a développé des résonateurs en GaN. Gokhale et al [76] ont réalisé un résonateur formé par une membrane de GaN entourée par une électrode métallique en bas et un IDT de cinq doigts (figure I. 22). Le résonateur de dimension  $120 \times 80 \times 1.2 \mu\text{m}^3$  vibre en mode longitudinal à 167.2MHz avec un facteur de qualité de 1174, et à 3.65GHz avec un facteur de qualité de 75 pour un mode d'épaisseur à pression atmosphérique.

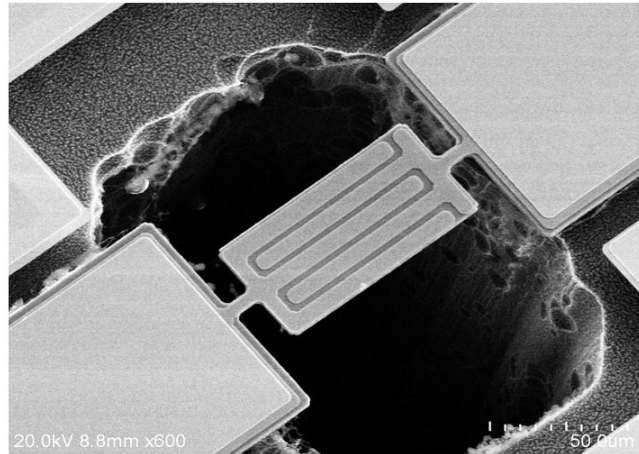


Figure I. 22 : Image par microscopie à balayage électronique d'un résonateur à ondes de volume en GaN [76]

#### 4.6.3. Résonateur MEMS à base d'hétérostructure AlGaN/GaN

Les composants acoustiques à base de GaN présentent comme avantage majeur, la possibilité de leur usage dans des architectures RF, et de leur intégration avec des composants actifs (transistors HEMT) comme le montre la figure I. 23, des capteurs, et d'autres composants passifs fabriqués sur la même puce.

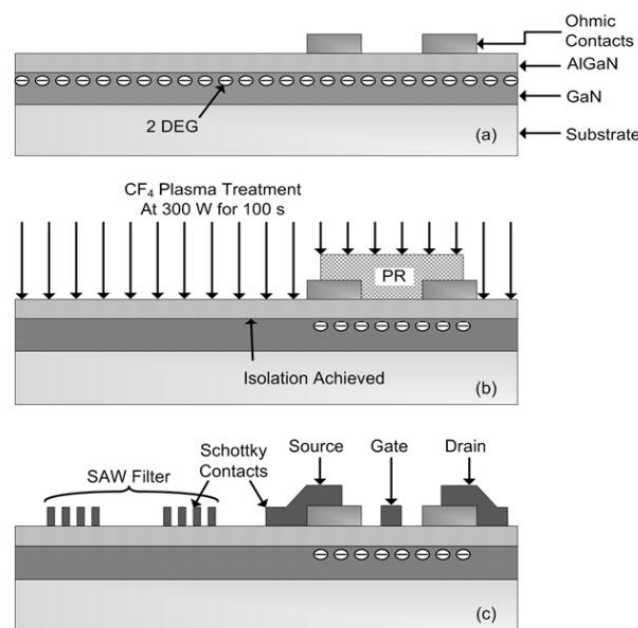


Figure I. 23 : Schémas montrant le procédé d'intégration monolithique d'un dispositif SAW et HEMT (a) Contact ohmique définissant le drain et la source du HEMT (b) Définition de la région des dispositifs SAW et HEMT (c) contacts pour définir les IDT du dispositif SAW, et la grille du HEMT [77]

En plus de sa large bande interdite, le GaN présente une vitesse de propagation d'ondes acoustiques de surface élevée et une faible atténuation acoustique ce qui le rend attractif pour la fabrication des dispositifs SAW. De plus, sa stabilité chimique et sa biocompatibilité en font un bon candidat pour les biocapteurs à base de SAW [34].

Dans le paragraphe suivant, on présente quelques travaux de recherche sur des résonateurs à base d'hétérostructure AlGaN/GaN qui exploitent le gaz bidimensionnel d'électrons (noté 2-DEG) pour la transduction.

#### 4.6.3.1. Dispositif à ondes acoustiques de surface (SAW)

Les dispositifs SAW sont généralement constitués par des électrodes métalliques déposées sur un substrat piézoélectrique pour former des transducteurs à peignes interdigités (IDT). Calle et al, ont montré que la présence du gaz bidimensionnel d'électrons écrante le champ électrique et empêche la transduction. L'application d'une tension sur les électrodes permet la désertion du gaz d'électron et de contrôler l'atténuation des ondes [78]. D'autre part les transducteurs à peigne interdigités introduisent une variation de l'impédance d'entrée du résonateur. Pour limiter cet effet, Wang et al ont inventé un SAW en GaN, avec des transducteurs à peignes interdigités formés par le gaz bidimensionnel d'électrons présent à l'interface AlGaN/GaN (figure I. 24).

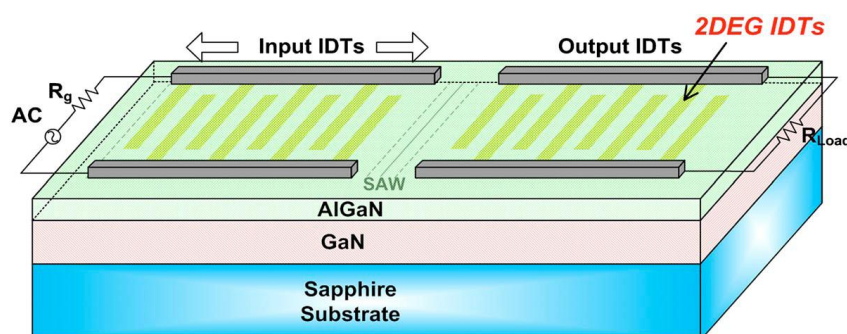


Figure I. 24 : Schéma du SAW à base d'hétérostructure AlGaN/GaN sur un substrat de saphir où l'IDT est formé par le 2DEG [79]

Le gaz bidimensionnel d'électrons est connecté par un contact de faible résistance (contact ohmique), et les transducteurs à peignes interdigités en gaz bidimensionnel ont été définis par photolithographie et implantation ionique [79]. Wang et al ont caractérisé un résonateur avec des transducteurs à peignes interdigités formés par 2-DEG. Ils ont comparé avec un résonateur à transducteurs à peignes interdigités métalliques. Ils ont montré que les transducteurs à peigne interdigités à base de 2-DEG permettent de minimiser les signaux produits par l'interférence des ondes réfléchies par les électrodes métalliques dans le cas des transducteurs à peigne interdigités en métal et diminuer la résistance du transducteur à peignes interdigités et par suite l'impédance d'entrée.

Shao et al, ont intégré un HEMT pour l'émission et la réception des ondes acoustiques, avec des transducteurs à peignes interdigités métalliques à côté du dispositif (figure I. 24) [80].

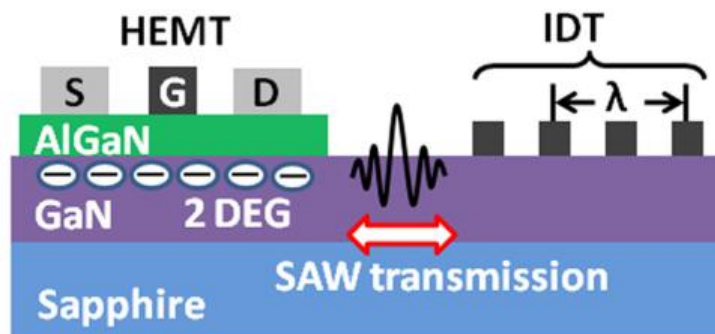


Figure I. 25 : Schéma du SAW à base d'hétérostructure AlGaN/GaN sur un substrat de saphir où les transducteurs sont formés par un HEMT pour l'émission et IDT pour la réception du signal acoustique [80]

Pour le cas d'un résonateur formé d'un HEMT comme émetteur du signal et d'un transducteur à peignes interdigités comme détecteur, l'excitation des ondes acoustiques se fait par un champ électrique confiné entre la grille du HEMT et le gaz bidimensionnel d'électrons (figure I. 24).

Autour de la fréquence de résonance, l'amplitude de vibration atteint une valeur seuil en fonction de la polarisation  $V_{GS}$  qui correspond à la valeur de la tension de déplétion du 2-DEG (appelée tension de pincement et noté  $V_{th}$ ), ce qui confirme que l'excitation des ondes de surface ne se fait que par la composante verticale du champ électrique qui se produit entre la grille et le gaz bidimensionnel [80].

Dans le cas d'un HEMT utilisé comme détecteur de signal, Shao et al ont montré que le HEMT permet d'amplifier le signal détecté. Dans ce cas le signal transmis est maximal à une valeur  $V_{GS}$  où la transconductance du HEMT est maximale (la transconductance est définie par  $dI_{DS}/dV_{GS}$ ).

#### 4.6.3.2. Résonateurs à poutre vibrante

Pour les applications à basse fréquence, les résonateurs à poutre vibrante peuvent être utilisés entre 1 et 10 MHz [81]. Une configuration proposée par Devoe [81] consiste à poser une couche active formée par un film piézoélectrique sur une poutre élastique. L'actionneur et le détecteur sont constitués par deux électrodes métalliques entourant la couche piézoélectrique. Le signal électrique est transformé en signal acoustique sur le port d'entrée (l'actionneur) par l'effet piézoélectrique inverse faisant vibrer la structure mobile. Ce signal acoustique se propage vers l'autre extrémité de la structure mobile (le détecteur) et subit une transformation inverse en signal électrique de sortie par l'effet piézoélectrique direct pour détecter le déplacement de la poutre.

Les films piézoélectriques utilisés pour l'actionnement sont généralement le ZnO [81][44] et le PZT [46]. Récemment, Brueckner et al ont réalisé un actionneur piézoélectrique exploitant le gaz bidimensionnel présent à l'interface d'hétérostructure AlGaN/GaN pour l'utiliser comme électrode inférieure pour actionner la poutre de GaN à partir de la couche active



d'AlGaN [82]. Le résonateur est constitué d'une couche d'AlGaN d'épaisseur 30 nm posé sur la poutre de GaN d'épaisseur 650 nm, de longueur 500  $\mu\text{m}$  et de largeur 5  $\mu\text{m}$ .

L'actionneur est donc constitué par une électrode supérieure formée par un contact Schottky déposé sur l'AlGaN (figure I. 25), et un contact ohmique connecté au gaz bidimensionnel. L'actionnement est fait par le champ électrique créé entre la diode Schottky et le 2-DEG par l'effet inverse piézoélectrique de la couche AlGaN.

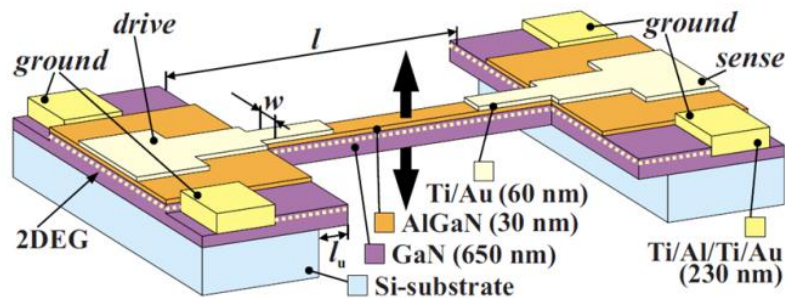


Figure I. 26 : Résonateur à poutre biencastée à base d'hétérostructure AlGaN/GaN vibrante en mode de flexion[82]

Pour exciter le résonateur, un signal alternatif  $V_D$  est appliqué sur le contact Schottky, et le contact ohmique est connecté au 2-DEG et lié à la masse. Le champ électrique créé entre les deux électrodes produit, par l'intermédiaire de l'effet piézoélectrique inverse de la couche d'AlGaN, une déformation dans le plan. Cette déformation et le décalage entre la couche piézoélectrique d'AlGaN et l'axe neutre de la poutre de GaN provoque un moment de flexion qui est exercé sur la poutre et provoque sa flexion. L'identification des modes de résonance et la mesure des amplitudes des vibrations  $u_{max}$  est faite par un vibromètre laser par effet Doppler (cette technique de mesure est présentée dans le chapitre 2). Pour ce résonateur Brueckner et al ont mesuré une amplitude de vibration de 0.32 nm/V à la première résonance (350 kHz). Cette valeur mesurée est 50 fois plus faible que la valeur analytique du modèle développé par Devoe [82]. Le principe de fonctionnement de cet actionneur est le même que l'actionneur de notre résonateur, qui sera étudié dans le chapitre 3.

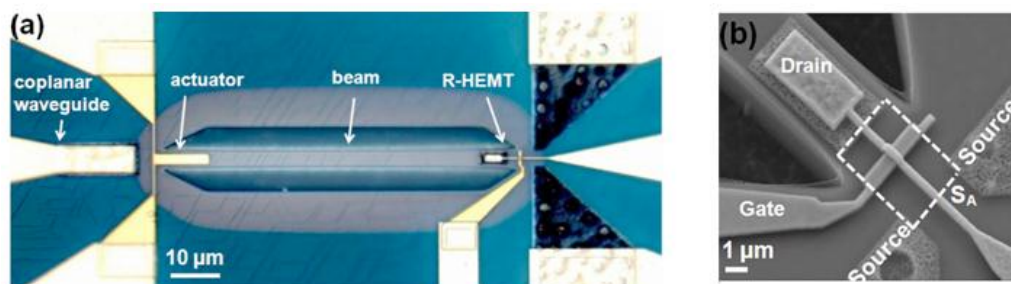
Pour la détection du mouvement, Strittmatter et al ont démontré que les charges piézoélectriques générées lors du déplacement de la poutre modifient les propriétés électriques de la zone de charge dans les diodes capacitives en GaN (MIS : Metal-Isolant-Semiconducteur) [83], et les diodes Schottky GaN [84] pour les capteurs de contrainte. La première tentative de l'intégration d'un HEMT à base d'hétérostructure AlGaN/GaN sur un substrat de saphir est faite par Kang et al. Ils ont réalisé une poutre encastée libre en intégrant un HEMT au bout de la poutre. Le détecteur HEMT montre une réponse linéaire dans le cas de compression et de tension [85].

Quelques groupes de recherche ont démontré des capteurs mécaniques avec amplification du signal à partir des transistors intégrés sur la structure mobile du capteur, tel que Zimmermann et al ont réalisés un capteur MEMS à base d'hétérostructure AlGaN/GaN sur un substrat de silicium en intégrant un HEMT sur la poutre. La contrainte est induite lors de la déflexion de

la poutre (en tension et en compression). L'élément de détection de ces contraintes (le HEMT) a été placé à la zone de pivotement de la poutre. La grille de ce HEMT a été mise en œuvre dans la structure afin de contrôler le point de fonctionnement du dispositif. La plus grande sensibilité du capteur est observée lorsque la grille est polarisée avec une tension proche du pincement [86].

Pour les structures résonantes les premiers transducteurs qui exploitent le gaz bidimensionnel sont réalisés à base d'hétérostructure AlGaAs/GaAs, pour la détection des contraintes [87] et après Tang et al ont réalisé un transducteur à base du gaz bidimensionnel pour l'actionnement et la détection dans les nano systèmes électromécaniques (NEMS) résonants [88].

En 2009, notre groupe (Faucher et al.) a montré le premier HEMT résonant (noté R-HEMT) intégré sur une poutre à base l'hétérostructure AlGaN/GaN (figure I. 26 (a)), qui est capable de détecter la contrainte résultant de la déflexion de la poutre résonante [89]. Le dispositif exploite le 2-DEG à l'interface AlGaN/GaN située entre le drain et les contacts de source  $S_A$  (figure I. 26 (b)), avec une grille permettant de contrôler la densité de porteurs dans le 2-DEG.



*Figure I. 27 : (a) Image optique d'un MEMS résonant en AlGaN/GaN, l'actionneur est constitué d'un contact de Schottky intégré sur la poutre qui joue le rôle d'une électrode supérieure et d'un contact ohmique connecté au 2-DEG qui joue le rôle d'électrode inférieure. Le R-HEMT permet la détection mécanique. (b) Image au microscope à balayage électronique d'un R-HEMT : le dispositif exploite la 2-DEG sous la surface située entre le drain et les contacts de source  $S_A$ , avec une grille permettant de contrôler la densité de porteurs dans le 2-DEG [89].*

Le R-HEMT présente une sensibilité maximale lorsque la grille est polarisée avec une tension où la transconductance du HEMT est maximale. [89].

## 5. Conclusion

Le nitrure de gallium (GaN) est un matériau semi-conducteur à large bande interdite et le matériau le plus utilisé après de silicium dans l'industrie des semi-conducteurs. Toutefois, jusqu'à présent, les technologies de GaN ont été développées principalement pour les amplificateurs de puissance en micro-ondes et les commutateurs électriques à haute tension. Ce matériau présente également des atouts considérables pour réaliser des MEMS, permettant l'intégration au sein des dispositifs microsystèmes de nouvelles formes de transduction exploitant le gaz bidimensionnel présent à l'interface AlGaN/GaN. Dans notre structure,

l'actionnement utilise la barrière d'AlGa<sub>N</sub>, le gaz bidimensionnel d'électrons et une diode Schottky afin de créer une contrainte par effet piézoélectrique inverse qui met la poutre en vibration. Pour la détection du mouvement, nous avons intégré un transistor HEMT sur la poutre qui détecte la déformation par effet piézoélectrique. Le développement de ces MEMS nécessite une bonne connaissance des propriétés mécaniques des matériaux. Ces propriétés telles que le module d'Young et les contraintes résiduelles dépendent fortement des conditions de croissance de l'hétérostructure AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> sur silicium.

**Chapitre 2 : Extraction des paramètres mécaniques  
des matériaux et structures à base de nitrures sur  
substrat silicium : module d'Young et contraintes  
résiduelles**

## 1. Introduction

Dans le domaine de fabrication des MEMS, les propriétés mécaniques des films minces utilisés, tels que le module d'Young, et les contraintes résiduelles sont des paramètres très importants puisqu'ils déterminent souvent les performances, la fiabilité et la stabilité des dispositifs MEMS. Les contraintes résiduelles sont un paramètre important dans le micro-usinage, et l'amélioration de la fiabilité des micro-dispositifs. Des valeurs élevées des contraintes résiduelles peuvent initier des mécanismes de défaillance dans les circuits intégrés [90]. En fait, elles provoquent le changement des configurations d'équilibre et les variations des paramètres importants des dispositifs tels que les fréquences de résonance et les facteurs de qualité.

Les méthodes de caractérisation et de suivi des contraintes sont intéressantes pour les processus de développement des circuits intégrés. Comme indiqué dans le premier chapitre, les contraintes résiduelles dans les films minces sont soit d'origine intrinsèque (liée à la différence des paramètres de maille du réseau cristallin entre le substrat et le film mince constituant le dispositif) soit d'origine extrinsèque (lié à la différence des deux coefficients de dilatation thermique du substrat et du film mince).

Les contraintes résiduelles dans les films minces peuvent être mesurées par des méthodes telles que, la diffraction des rayons X [91] ou la spectroscopie Raman (décalage du spectre) [92].

Des méthodes de tests mécaniques sont également largement utilisées pour mesurer les contraintes résiduelles et les modules d'Young dans les films minces. Elles permettent de les mesurer à l'aide des micro-dispositifs de test. On trouve généralement deux types de mesures pour ces méthodes : d'abord des méthodes statiques qui consistent généralement en l'analyse de la déviation des micro-dispositifs sous une force statique externe ou par auto-déformation, ensuite des méthodes dynamiques pour lesquelles on détermine les paramètres mécaniques à partir des fréquences de résonance de microdispositifs.

Dans ce chapitre, on utilise dans un premier temps les rayons de courbure des plaques mesurées après le dépôt des films sur le substrat afin de déterminer la valeur moyenne de la contrainte et son signe (en compression ou en tension). Dans un deuxième temps, on réalise des micro-dispositifs de test, tels que des indicateurs mécaniques, des poutres encastrées-libres et des poutres bi-encastrées pour déterminer les contraintes moyennes (axiales) et les gradients des contraintes en utilisant l'auto-déformation de ces micro-dispositifs d'une part et la vibration des poutres d'autre part.

Ces deux méthodes de caractérisation (statique et dynamique), nécessitent de connaître les modules d'Young des différents films constituant les micro-dispositifs pour déterminer les contraintes résiduelles. Généralement, on utilise les valeurs publiées dans la littérature. Toutefois, compte-tenu de la dispersion des valeurs publiées et afin de prendre en compte les conditions spécifiques de fabrication de nos matériaux, il est préférable pour la précision des résultats, de mesurer directement le module d'Young sur des plaques où nous avons réalisé les MEMS.

Pour cela, des études dynamiques sur les poutres encastées-libres permettent d'extraire les modules d'Young de chaque couche constituant les poutres à partir des fréquences de résonance.

Les contraintes résiduelles ont également été estimées dans un premier temps par l'étude de la déformation statique de l'indicateur mécanique et l'étude des poutres bi-encastées. Dans le cas où les poutres bi-encastées sont en compression, nous avons étudié le flambage. Dans le cas où les poutres bi-encastées sont en tension, il n'y a plus de flambage des structures ce qui est préférable dans la technologie des MEMS. Dans ce cas, les études dynamiques des poutres permettent de déterminer les contraintes résiduelles à partir du décalage des fréquences de résonance. Le gradient de contrainte a été déterminé dans un deuxième temps à partir des déflexions des poutres encastées-libres.

Dans ce chapitre, on étudie l'effet des paramètres de dépôt des matériaux nitrures sur les propriétés mécaniques. En analysant les résultats obtenus à partir des échantillons préparés dans différentes conditions du procédé et la structure de buffer, on pourra déterminer la structure la mieux adaptée pour réaliser des résonateurs MEMS avec une meilleure performance.

## 2. Les dispositifs de test

Les contraintes dans les matériaux dépendent fortement de leurs conditions d'épitaxie (structure, température, dopage...). Pour réaliser des dispositifs MEMS avec les meilleures performances, il faut contrôler les contraintes apportées par les différents paramètres lors de l'épitaxie des matériaux. Ainsi, différentes structures de test ont été faites en variant les paramètres de croissance et notre objectif a été d'identifier la structure minimisant les contraintes résiduelles et par suite les déformations dans les dispositifs. Les structures de test utilisées pour ces caractérisations, sont soit des structures épaisses (nommées structures I & II) soit des structures minces (nommée structures III).

### 2.1. Présentation générale des structures :

Afin d'obtenir un accès expérimental aux paramètres tels que, le module d'Young et les contraintes résiduelles, une série de plaques a été réalisée sur substrat de Si(111) par épitaxie sous jets moléculaires au laboratoire *CRHEA (Centre de Recherches sur l'HétéroEpitaxie et ses Applications)*. Nous allons présenter ici les différentes structures de couches étudiées dans cette partie (numérotées de I à III).

- **Structure I** : Il s'agit des structures de base pour la fabrication des HEMTs à base d'hétérostructure AlGaIn/GaN. Elles sont épitaxiées sur des substrats de silicium d'épaisseurs allant de 300 à 400  $\mu\text{m}$ . Ces structures sont constituées de différentes couches numérotées de 1 à 7 (figure II. 1). La couche N°1 est la couche de nucléation. Elle est suivie par deux couches d'adaptation (N°2 et 3) dont le but est de compenser les contraintes dues au désaccord de maille entre le substrat et la couche tampon (buffer). La couche N°4 est le buffer, la couche N°5 est l'espaceur de la barrière AlGaIn qui constitue la couche N°6 avec un taux d'aluminium  $x$  de l'ordre de 30%. Finalement la couche N°7 de passivation (cap layer) permet d'augmenter la hauteur de barrière du contact Schottky

[93].

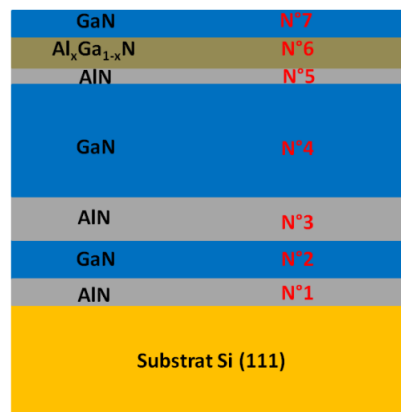


Figure II. 1 : Représentation des structures I. La structure formée par une couche de nucléation en AlN, deux couches d'adaptation, la couche tampon en GaN suivie d'un espaceur et d'une barrière d'AlGaN et d'une couche de GaN de passivation.

Pour cette structure, nous avons utilisé des échantillons avec différentes épaisseurs de substrat Si(111), de couche d'adaptation, de buffer et d'espaceur, afin d'identifier leurs effets sur les contraintes résiduelles. Le tableau II. 1, présente les épaisseurs de chaque couche et la référence de la plaque.

Échantillons	Épaisseurs (nm)								x (%)
	Substrat ( $\times 10^3$ )	N°1	N°2	N°3	N°4	N°5	N°6	N°7	
PTC234	400	42	250	250	1740	1	21	5	30
PTC247	390	42	250	250	1730	1	21	5	30
PTC251	380	42	250	250	1730	1	21	5	30
PTC350	300	42	250	250	1000	1	21	5	30
PTC382	400	42	250	200	1730	1	21	5	30
PTC513	400	42	255	75	1750	0	22	3	29
PTC514	400	42	250	75	870	0	22	3	29

Tableau II. 1 : Référence de chaque plaque avec les épaisseurs de chaque couche constituant l'empilement et le taux d'aluminium x dans la couche formant la barrière.

Il faut également noter que pour la plaque PTC382, le premier micron de GaN de la couche 4 a été épitaxié sous plasma d'azote et une interruption de croissance a eu lieu avant de terminer la croissance sous flux d'ammoniac.

A partir de ces structures, nous pourrions étudier à partir des plaques PTC234, 247, et 251 l'effet de l'épaisseur du substrat sur les contraintes résiduelles. A partir des plaques PTC350, 513 et 514, nous pourrions étudier l'effet de l'épaisseur des différentes couches constituant la structure sur les contraintes résiduelles.

- **Structure II** : Elle est identique aux structures I, à ceci près que la couche n°2 est un film d'AlGaN avec un taux d'aluminium de 15% (figure II. 2).

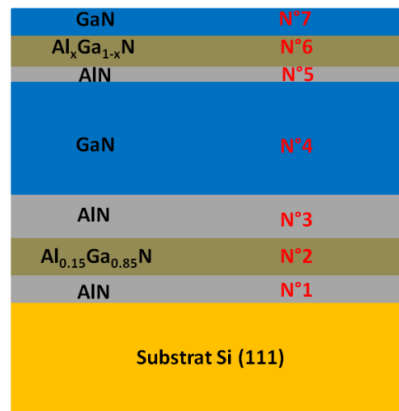


Figure II. 2 : Représentation de la structure II. La structure formée par une couche de nucléation en AlN, deux couches d'adaptation, la couche tampon en GaN suivie d'un espaceur et d'une barrière d'AlGaN et d'une couche de GaN de passivation.

Le tableau II. 2, présente les dimensions de chaque couche constituant la plaque PTC528 de cette structure et le taux d'aluminium dans la barrière.

Échantillons	Épaisseurs (nm)								x (%)
	Substrat (10 <sup>3</sup> )	N°1	N°2	N°3	N°4	N°5	N°6	N°7	
PTC528	420	43	250	250	1730	1	18	3	30

Tableau II. 2 : Épaisseurs de chaque couche constituant l'empilement de la plaque PTC528 et le taux d'aluminium  $x$  dans la couche formant la barrière.

Avec cette plaque (comparable à la couche PTC 247), on souhaite étudier l'effet de la couche tampon sur la contrainte résiduelle.

- **Structure III** : Cette structure est plus mince que les précédentes. Elle est constituée de différentes couches numérotées de 1 à 5 (figure II. 3). La couche d'AlN (N°1) de nucléation, est suivie par le buffer formé par une couche de GaN (N°2). Les couches N°3, 4, et 5 sont respectivement l'espaceur (AlN), la barrière (AlGaN), et la couche de passivation (figure II. 3).





Figure II. 3 : Représentation des structures III. La structure formée par une couche de nucléation en AlN, une couche tampon en GaN suivie d'un espaceur et d'une barrière d'AlGaN et d'une couche de GaN de passivation.

Le tableau II. 3, présente les dimensions de chaque couche constituant ces structures et le taux d'aluminium dans la barrière.

Échantillons	Épaisseurs (nm)						x (%)	
	Substrat ( $10^3$ )	N°1	N°2		N°3	N°4		N°5
PTC525	420	200	600		1	21	3	30
A1503	520	200	500		1	21	3	27
A1502	520	200	300 dopé	200 non dopé	1	21	3	27
A1506	520	200	300 dopé	200 non dopé	1	21	3	29

Tableau II. 3 : Épaisseurs de chaque couche constituant l'empilement des plaques PTC525, A1502, A1503, et A1506 et taux d'aluminium x dans la couche formant la barrière.

Pour les plaques A1502 et A1506, la couche N°2 est dopée en carbone sur les premiers 300 nm.

Enfin les plaques PTC 513, 514, 528, 525, A1502, A 1503 et A1506 ont subi une préparation du substrat Si consistant en une désoxydation du silicium au HF dilué dans l'eau désionisée (la concentration utilisée est d'environ 2,5%) suivie d'un rinçage court dans l'eau désionisée et d'un séchage à l'azote avant leur introduction dans le sas du réacteur d'épitaxie. Ce procédé facilite la préparation du substrat in situ car on dispose alors d'une surface désoxydée passivée à l'hydrogène. Il suffit de chauffer le substrat sous vide pour retirer l'hydrogène. Sans cette préparation, il faut retirer l'oxyde sous vide. Le choix de la technique préparation semble avoir un impact sur la contrainte résiduelle [94].

## 2.2. Fabrication des micro-dispositifs de test

Pour réaliser les microdispositifs de test (poutres et indicateurs mécaniques), on utilise un seul niveau de masquage et deux étapes de gravure. Le masque est constitué de plusieurs motifs correspondant aux différentes structures à réaliser. On décrit ici celles qui ont été utilisées dans ce chapitre : une série de poutres bi-encastées de largeur  $10\ \mu\text{m}$  et de longueurs allant de  $130\ \mu\text{m}$  jusqu'à  $310\ \mu\text{m}$  avec un pas de  $30\ \mu\text{m}$  (figure II. 4 (a) (i)), une série de poutres encastées-libres de même largeur  $10\ \mu\text{m}$  et de longueurs allant de  $100\ \mu\text{m}$  jusqu'à  $310\ \mu\text{m}$  avec un pas de  $30\ \mu\text{m}$  (figure II. 4 (a) (ii)), une structure qu'on nomme indicateur mécanique (figure II. 4 (a) (iii)). L'indicateur mécanique est une structure qui permet de mesurer la contrainte dans le plan par l'interconnexion d'une poutre principale avec deux poutres opposées. La contrainte exerce un effet de levier qui fait tourner la poutre principale comme une aiguille de calibre [95]. Ce masque est utilisé pour les deux étapes de gravure. La première est une gravure par un plasma chloré qui permet de graver les matériaux nitrures. Elle est suivie d'une deuxième gravure isotrope au  $\text{XeF}_2$  pour libérer les structures mobiles du substrat de silicium. La figure II. 4 (b), présente l'image au microscope à balayage électronique d'un réticule après la libération des structures mobiles (le réticule est le motif qui se répète sur une même plaque).

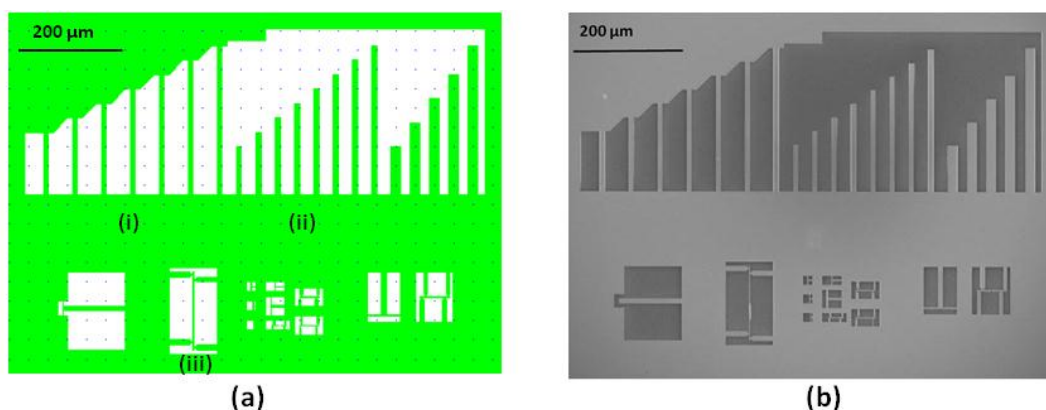


Figure II. 4 : (a) Dessin du masque utilisé pour réaliser les structures de test (i) série de poutres bi-encastées, (ii) série de poutres encastées-libres et (iii) indicateur mécanique. (b) Image par microscope à balayage électronique des structures de test après libération.

## 3. Extraction des modules d'Young des matériaux nitrures

Le module d'Young est l'un des paramètres clés qui influencent les comportements des structures MEMS. Les modules d'Young sont mal connus pour les matériaux nitrures. Dans cette partie, nous proposons une méthode relativement simple et efficace pour déterminer les modules d'Young des couches constituant nos résonateurs MEMS. On utilise des poutres encastées-libres micro-usinées, constituées de multicouches, qui sont excitées à la résonance [96][97] et sont mesurées à l'aide d'un vibromètre à laser utilisant l'effet Doppler (LDV : Laser Doppler Vibrometer). Les fréquences de résonance prédites par un modèle de poutre composite de multicouche de matériaux nitrures sont utilisées pour extraire le module d'Young de chaque film mince dans la poutre. Les poutres sont constituées par des couches de

GaN, d'AlN, et d'AlGaIn. Le module d'Young d'AlGaIn peut être exprimé en fonction des modules d'Young de GaN et d'AlN en utilisant la relation de Vegard. L'idée est d'extraire les modules d'Young de GaN et d'AlN à partir de deux équations. Pour cela, on étudie les fréquences de résonance des poutres ayant deux structures d'épaisseurs différentes pour former un système à deux équations avec deux inconnues (les modules d'Young de GaN et d'AlN). La différence des épaisseurs de GaN est assez importante entre la structure I et la structure III, donc l'étude est faite sur les échantillons de ces deux structures en choisissant ceux qui présentent un gradient de contrainte le plus faible, tels que l'échantillon PTC234 de la structure I et l'échantillon A1506 de la structure III. On choisit les poutres qui présentent un gradient de contrainte le plus faible ce qui conduit à des mesures de fréquences plus précises. On suppose également que le module d'Young ne varie pas avec l'épaisseur des couches malgré la présence des dislocations enterrées.

### 3.1. Banc de mesure

Nous avons utilisé une méthode de détection optique afin d'observer de manière simple les courbes de résonance des poutres que nous voulons caractériser. A cette fin, nous avons utilisé un vibromètre MSA-500 de marque Polytec. Ce vibromètre permet d'observer les mouvements des poutres hors plan [98]. Lorsqu'un faisceau laser est projeté sur un objet vibrant, la fréquence observée du laser diminue lorsque la surface de l'objet vibrant s'éloigne et augmente lorsqu'elle se rapproche de la tête de laser. C'est ce qu'on appelle l'effet Doppler. La lumière (de longueur d'onde  $\lambda$ ) réfléchiée par la surface de l'objet vibrant se déplaçant avec une vitesse  $v$  est décalée en fréquence par une quantité proportionnelle à la vitesse relative de la surface. Ce décalage de fréquence est appelé décalage Doppler  $f_D$ :

$$f_D = \frac{2v}{\lambda} \quad (2.1)$$

Le principe de fonctionnement est similaire à celui d'un interféromètre de Mach-Zehnder, qui est décrit à la figure II. 5 (a) : un faisceau laser He-Ne de fréquence  $f_0$  émis par une source, est séparé en un faisceau de référence et un faisceau de mesure dont les intensités respectives sont  $I_r$  de phase  $\varphi_r$  et  $I_m$  de phase  $\varphi_m$ . Ce premier est décalé par une fréquence  $f_B$  de 40 MHz à travers un modulateur acousto-optique (cellule de Bragg non visible sur la figure). Le faisceau de mesure est rétrodiffusé de manière omnidirectionnelle. Une partie de la lumière rétrodiffusée revient alors dans l'interféromètre avec un décalage de fréquence Doppler ( $f_D$ ). La lumière réfléchiée par l'échantillon est alors collectée et interfère avec le faisceau de référence sur un photo-détecteur. L'interférence entre le faisceau de référence et le faisceau de mesure conduit à une modulation d'intensité du faisceau résultant. Ce signal d'intensité modulée,  $I(t)$ , est détecté par le photo-détecteur. L'intensité résultante au niveau du détecteur s'écrit sous la forme [99]:

$$I(t) = I_r + I_m + 2\sqrt{I_r I_m} \cos(2\pi(f_B - f_D)t + (\varphi_r - \varphi_m)) \quad (2.2)$$

Celui-ci décode le signal avec une résolution inférieure à 0.1 pm/ $\sqrt{\text{Hz}}$  [98]. La formule (2.2)

montre que la mesure d'intensité permettra de distinguer les vitesses positives des vitesses négatives grâce au décalage de 40 MHz ( $f_B$ ) effectué par la cellule de Bragg. En effet, sans ce terme, les vitesses positives et négatives conduiraient à la même variation d'intensité. Le MSA-500 permet ainsi de balayer des fréquences pouvant atteindre 40 MHz.

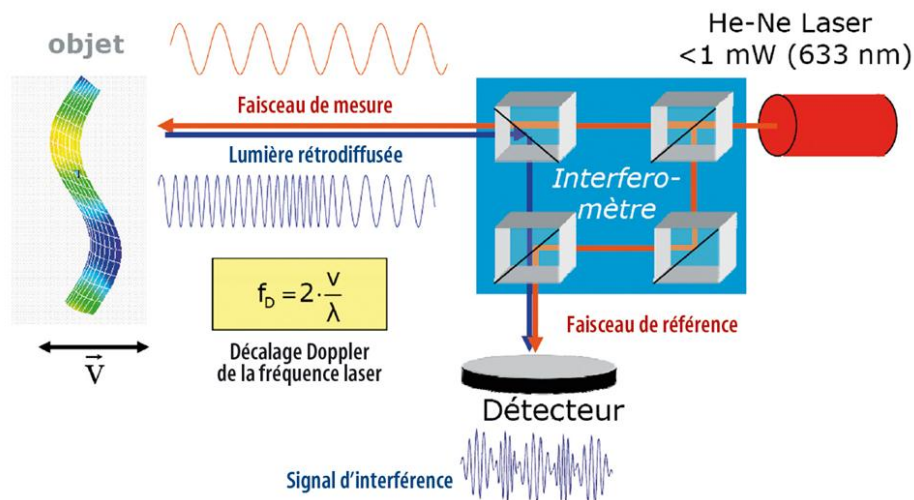


Figure II. 5 : Schéma du fonctionnement du vibromètre laser par effet Doppler [100].

### 3.2. Mesure des fréquences de résonances

Pour les mesures, les plaques sont attachées à un transducteur piézoélectrique fixé par collage (Dow Corning-High Vacuum Grease), qui est utilisé pour exciter mécaniquement les plaques entières [101]. Ce transducteur reçoit un signal d'excitation sinusoïdal à partir du vibromètre qui est utilisé pour mesurer les réponses en fréquence des poutres encastrées-libres (figure II. 6).

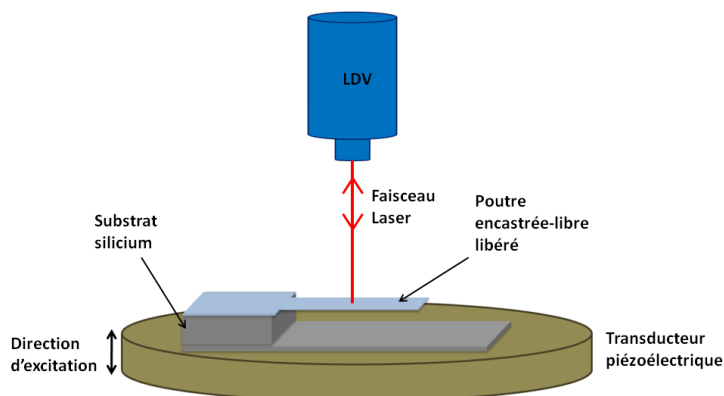


Figure II. 6 : Montage de mesure des fréquences de résonance des poutres encastrées libres excitées par un transducteur céramique et analysé par le vibromètre laser par effet Doppler.

Les fréquences de résonance sont identifiées en localisant le pic de la réponse et en mesurant en fonction de la fréquence d'excitation. L'avantage du vibromètre est qu'il a la possibilité de représenter la déflexion des poutres sur toute leur longueur en balayant en

fréquence, et on voit bien que à chaque pic dans la réponse correspond une forme de résonance des poutres encastrées-libres (figure II. 7).

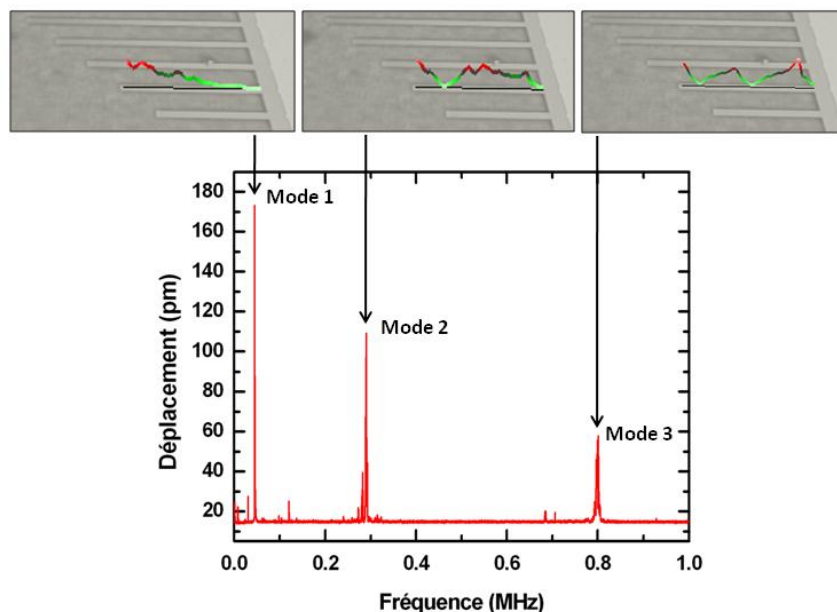


Figure II. 7 : Amplitude de vibration d'une poutre encastrée libre de longueur  $130 \mu\text{m}$  en fonction de la fréquence (échantillon A1506) pour les trois premiers modes de flexion et présentation de la déflexion correspondante, extraite de l'animation de la détection pour chaque mode,  $f_1=45.4 \text{ kHz}$ ,  $f_2=290 \text{ kHz}$  et  $f_3=790 \text{ kHz}$ .

Les fréquences de résonance des poutres encastrées-libres de différentes longueurs sont données dans le tableau II. 4 pour les échantillons PTC234 et A1506. Ces échantillons ont été choisis car ils présentent un gradient de contrainte faible (voir § 5.1.2.2.3).

A1506		PTC234	
L ( $\mu\text{m}$ )	f (KHz)	L ( $\mu\text{m}$ )	f (KHz)
100	76.9	100	$237.4 \pm 5.2$
130	$45.4 \pm 0.24$	130	$141 \pm 2.7$
160	$31.3 \pm 0.19$	160	$98 \pm 2.6$
190	$22.8 \pm 0.17$	190	$67 \pm 2$
220	$17.2 \pm 0.15$	220	$53 \pm 0.4$
250	$13.5 \pm 0.39$	250	$39 \pm 1.3$
280	$10.9 \pm 0.03$	280	$32.1 \pm 0.1$
310	$8.3 \pm 0.06$	310	$27 \pm 0.8$

Tableau II. 4 : Résultats des mesures des fréquences de résonance  $f$  des poutres encastrées-libres de longueur ( $L$ ) pour les plaques PTC234 et A1506. Les moyennes sont obtenues sur trois mesures.

### 3.3. Modélisation analytique des fréquences de résonance des poutres encastrées-libres

Pour les poutres encastrées-libre, on peut supposer que les contraintes moyennes sont relaxées lors de la libération. On suppose également que les propriétés mécaniques des matériaux ne sont que peu influencées par la présence des défauts dans les couches (les dislocations en particulier). L'effet des gradients de contraintes sur les fréquences de résonances est considéré comme négligeable. La fréquence de résonance pour le mode  $n$  d'une poutre encastrée-libre homogène s'écrit sous la forme [102]:

$$f_n = \frac{\lambda_n^2}{2\pi} \sqrt{\frac{EI}{\rho A L^2}} \quad (2.3)$$

Avec  $\lambda_1=1.87$ ,  $\lambda_2=4.73$  et  $\lambda_3=7.85$  pour les trois premiers modes de résonance [102],  $E$  étant le module d'Young,  $I$  le moment d'inertie,  $\rho$  la masse volumique,  $A$  la section de la poutre et  $L$  sa longueur.

Dans le cas d'une structure multicouche, la situation devient plus complexe et il est nécessaire de considérer le module d'Young équivalent, la densité équivalente, et le moment d'inertie de la poutre multicouche dans son ensemble. Ceci est réalisé en utilisant la méthode de la transformation des sections. Dans le cas d'une poutre composée de différentes couches, la fréquence de résonance s'écrit sous la forme [103]:

$$f_n = \frac{\lambda_n^2}{2\pi} \sqrt{\frac{E_{eq} I_{eq}}{\rho_{eq} A L^2}} \quad (2.4)$$

tel que  $E_{eq}$ ,  $I_{eq}$  et  $\rho_{eq}$  sont respectivement le module d'Young, le moment d'inertie et la masse volumique équivalents de la poutre composite. Pour une poutre d'épaisseur totale  $t$  et composée de  $p$  couches, ces grandeurs s'écrivent sous la forme [103]:

$$E_{eq} = \frac{\sum_{i=1}^p t_i E_i}{t} \quad (2.5)$$

$$I_{eq} = \sum_{i=1}^p (I_i + A_i d_i^2) \quad (2.6)$$

$$\rho_{eq} = \frac{\sum_{i=1}^p t_i \rho_i}{t} \quad (2.7)$$

Avec  $t_i$ ,  $E_i$ , et  $\rho_i$ , respectivement l'épaisseur, le module d'Young, et la masse volumique de la

couche  $i$ . Pour la plaque PTC234,  $p=7$  et pour la plaque A1506,  $p=5$ .

Le moment d'inertie équivalent est égal à la somme des moments d'inertie de chaque couche  $I_i$  plus la somme des produits de chaque section  $A_i$  avec le carré de la distance  $d_i$  entre l'axe neutre de chaque couche et l'axe neutre équivalent de la poutre totale.  $I_i$  et  $A_i$  s'écrivent sous la forme :

$$I_i = \frac{wt_i^3}{12} \quad (2.8)$$

$$A_i = wt_i \quad (2.9)$$

$d_i$  sera égal à  $z_i - z_{neut}$  (voir ci-dessous),  $w$  est la largeur de la poutre.

La transformation des sections est une méthode largement utilisée pour l'étude des poutres composites [104] [105]. Il s'agit de remplacer la poutre multicouche avec une seule poutre homogène de module d'Young uniforme mais de largeur variable. Cela se fait par normalisation de la section transversale de chaque couche par le rapport  $E_i/E_{ref}$  du module d'Young  $E_i$  de la couche transformée avec le module d'Young  $E_{ref}$  de la couche de référence. Dans notre cas, ce sera la couche d'AlN qui sera la couche de référence. Ceci est illustré dans la figure II. 8. La largeur de la couche  $i$  elle s'écrit donc sous la forme [103]:

$$w_i = w \frac{E_i}{E_{AlN}} \quad (2.10)$$

Pour calculer le moment d'inertie équivalent des poutres composite (relation (2.6)) de chaque plaque (PTC234 et A1506), il faut tout d'abord déterminer la position de leur axe neutre  $z_{neut}$  :

$$z_{neut} = \frac{\sum_{i=1}^p A_i z_i}{\sum_{i=1}^p A_i} \quad (2.11)$$

Avec  $z_i$  la position de l'axe neutre de la couche  $i$  par rapport à la base de la poutre (figure II. 8)), qui s'écrit sous la forme :

$$z_i = \frac{t_i}{2} + \sum_{j=1}^{i-1} t_j \quad (2.12)$$

$A_i$  est la surface de la section de la couche  $i$ , qui s'écrit après la normalisation sous la forme :

$$A_i = w \frac{E_i}{E_{AlN}} t_i \quad (2.13)$$

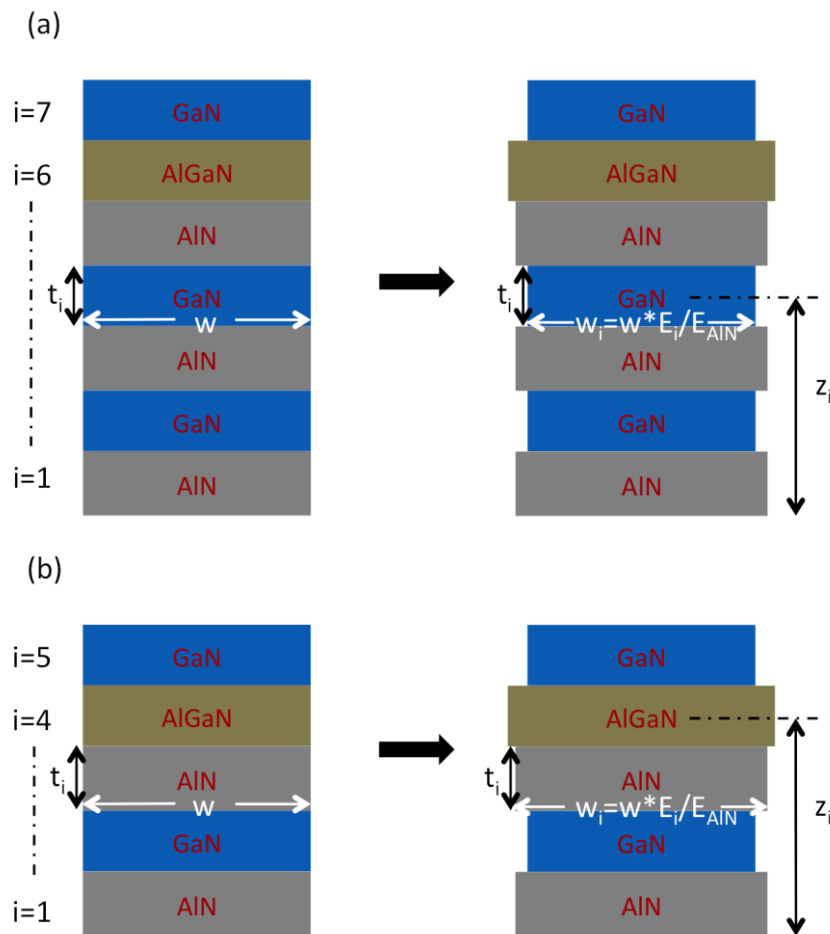


Figure II. 8 : Modèle équivalent de la section d'une poutre multicouche selon la théorie de la transformation des sections ;  $w_i$  est la largeur de la couche  $i$ ,  $t_i$  est l'épaisseur de la couche  $i$ ,  $z_i$  indique la position du barycentre de la couche  $i$  pour déterminer la position de l'axe neutre (a) plaque PTC234 avec  $i=1$  à 7 (b) plaque A1506 avec  $i=1$  à 5.

En utilisant les relations (2.12) et (2.13) dans la relation (2.11), on peut déterminer les axes neutres  $z_{neut}$  pour les plaques PTC234 et A1506 en fonction des épaisseurs des différentes couches et des modules d'Young d'AlN et de GaN. Pour alléger les écritures des équations, on utilise les coefficients  $K_i$  pour l'expression de l'axe neutre de la plaque PTC234, et  $H_i$  pour l'expression de l'axe neutre de la plaque A1506.

Pour le cas de la plaque PTC234 l'axe neutre s'écrit la forme (figure II. 8 (a)) :

$$z_{neut} = \frac{E_{GaN}K_1 + E_{AlN}K_2 + E_{AlGaIn}K_3}{E_{GaN}K_4 + E_{AlN}K_5 + E_{AlGaIn}K_6} \quad (2.14)$$

Avec  $K_i$  des coefficients qui s'écrivent en fonction des épaisseurs des couches de l'échantillon PTC234 :



$$\begin{aligned}
K_1 &= \left( \frac{t_2^2}{2} + \frac{t_4^2}{2} + \frac{t_7^2}{2} + t_2 t_1 + t_4(t_1 + t_2 + t_3) + t_7(t_1 + t_2 + t_3 + t_4 + t_5 + t_6) \right) \\
K_2 &= \left( \frac{t_1^2}{2} + \frac{t_3^2}{2} + \frac{t_5^2}{2} + t_3(t_1 + t_2) + t_5(t_1 + t_2 + t_3 + t_4) \right) \\
K_3 &= \frac{t_6^2}{2} + t_6(t_1 + t_2 + t_3 + t_4 + t_5) \\
K_4 &= t_2 + t_4 + t_7 \\
K_5 &= t_1 + t_3 + t_5 \\
K_6 &= t_6
\end{aligned} \tag{2.15}$$

Pour le cas de la plaque A1506 l'axe neutre s'écrit la forme (figure II. 8 (b)) :

$$z_{neut} = \frac{E_{GaN}H_1 + E_{AlN}H_2 + E_{AlGaN}H_3}{E_{GaN}H_4 + E_{AlN}H_5 + E_{AlGaN}H_6} \tag{2.16}$$

Avec  $H_i$  des coefficients qui s'écrivent en fonction des épaisseurs des couches de l'échantillon A1506 :

$$\begin{aligned}
H_1 &= \frac{t_2^2}{2} + \frac{t_5^2}{2} + t_2 t_1 + t_5(t_1 + t_2 + t_3 + t_4) \\
H_2 &= \frac{t_1^2}{2} + \frac{t_3^2}{2} + t_3(t_1 + t_2) \\
H_3 &= \frac{t_4^2}{2} + t_4(t_1 + t_2 + t_3) \\
H_4 &= t_2 + t_5 \\
H_5 &= t_1 + t_3 \\
H_6 &= t_4
\end{aligned} \tag{2.17}$$

Le module d'Young  $E_{AlGaN}$  peut s'exprimer en fonction des modules d'Young de GaN  $E_{GaN}$  et d'AlN  $E_{AlN}$  selon la relation de Vegard en utilisant le taux d'aluminium (30% dans les deux plaques).

A partir de ces deux expressions, on détermine le moment d'inertie équivalent  $I_{eq}$  de chacune des deux structures PTC234 et A1506 en utilisant la relation (relation (2.6)).

Il est alors possible d'exprimer les fréquences de résonance de chaque poutre des deux structures PTC234 et A1506 en fonction des modules d'Young de GaN  $E_{GaN}$  et d'AlN  $E_{AlN}$  (en utilisant la relation (2.4)). Pour un mode particulier, la fréquence de résonance varie avec l'inverse de la longueur de poutre au carré, et s'écrit sous la forme :

$$f_n = C_n \frac{1}{L^2} \quad (2.18)$$

Dans cette formule (2.18),  $C_n$  est une fonction d' $E_{GaN}$ ,  $E_{AlN}$  et des différentes dimensions connues des différentes couches. En mesurant les fréquences de résonances pour différentes longueurs de poutre, on détermine les pentes  $C_n$  pour les deux structures PTC234 et A1506. Les deux pentes extraites des droites représentatives des fréquences en fonction de l'inverse de la longueur au carré, et les deux expressions analytiques de ces pentes (relation (2.4)), forment un système à deux équations avec les deux inconnues ( $E_{GaN}$  et  $E_{AlN}$ ). En résolvant ce système d'équations, on peut identifier les modules d'Young de GaN  $E_{GaN}$  et d'AlN  $E_{AlN}$ .

Les résultats de mesures des fréquences ont été présentés précédemment dans le tableau II. 4. Mais avant d'exploiter ces résultats, nous allons améliorer la modélisation de la fréquence de résonance en prenant en compte de façon simple la sous-gravure de l'ancrage de la poutre.

### 3.4. Extension du modèle analytique : effet de la sous-gravure

Les poutres de ces structures sont libérées par une gravure isotrope au  $XeF_2$ . La gravure au  $XeF_2$ , si elle semble adéquate pour la libération des poutres, présente néanmoins quelques inconvénients, tel que la sous-gravure au niveau de l'ancrage qui est au moins égale à la demi-largeur du dispositif libéré (figure II. 9). Cette sous-gravure induit une modification de la géométrie des ancrages, et par suite les fréquences de résonance des zones libérées. Cet effet doit être pris en compte dans la modélisation des poutres.

Dans notre cas la longueur de la sous-gravure  $L_{sg}$  est importante (autour de 7  $\mu m$  pour la plaque PTC234 structures I et 16  $\mu m$  pour la plaque A1506).

Afin de prendre en compte la sous-gravure dans le modèle analytique, on a augmenté la longueur de la poutre par une longueur supplémentaire  $\Delta L$  et on a remplacé  $L$  par  $(L+\Delta L)$  [106][107][108] dans l'équation 2.4. Pour cela une étude par simulation par éléments finis a été faite sur des poutres en tenant compte de la sous-gravure afin de déterminer la longueur supplémentaire  $\Delta L$ . Cette approche permettra de conserver l'approche analytique pour la détermination des modules d'Young.

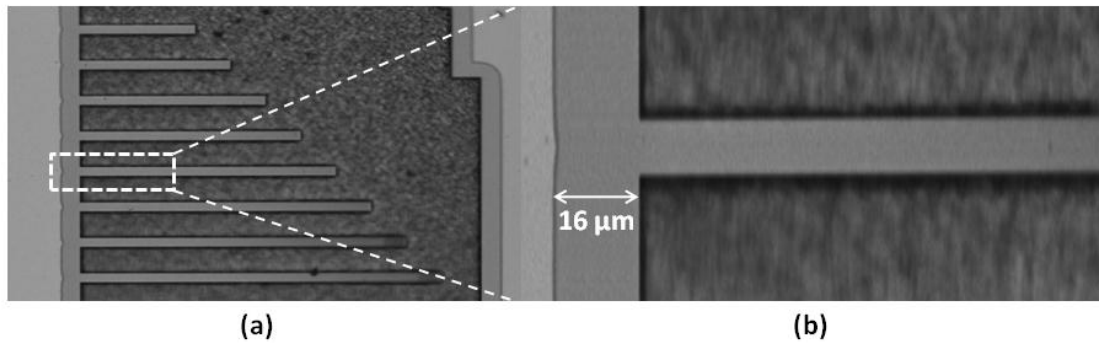


Figure II. 9 : Photo prise par la caméra du vibromètre sur l'échantillon A1506 (a) la série des poutres encastrées-libres montre la sous-gravure à l'ancrage des poutres (b) zoom sur une portion d'une poutre de longueur  $220\ \mu\text{m}$  du côté de l'ancrage qui montre une sous-gravure de longueur  $L_{sg}=16\ \mu\text{m}$ .

### 3.4.1. Simulation par éléments finis :

La modélisation par éléments finis (en anglais FEM : Finite elements modeling) est une méthode de simulation très utilisée en physique. Elle permet de simuler des structures en trois dimensions et offre également la possibilité de faire des simulations couplées de plusieurs domaines de la physique (mécanique, électrostatique, piézoélectrique...). La méthode consiste à élaborer un modèle géométrique, en lui associant les caractéristiques des matériaux, à mailler de façon adaptée et à résoudre les lois de la physique en définissant les valeurs des grandeurs physiques sur chaque point du maillage. Les logiciels de simulation les plus utilisés dans les technologies des MEMS sont ANSYS et COMSOL. Dans ces travaux, cette analyse est faite grâce au logiciel COMSOL multiphysique.

### 3.4.2. Détermination des longueurs équivalentes des poutres

L'idée est de modéliser par éléments finis (FEM) les poutres avec le plot de sous-gravure afin de déterminer des longueurs équivalentes ( $L+\Delta L$ ) qui remplaceront la longueur nominale  $L$  dans l'équation 2.4. Nous dessinons sous COMSOL un motif comprenant la poutre et une sous gravure de longueur  $L_{sg}$  et de largeur  $40\ \mu\text{m}$  (figure II. 10).

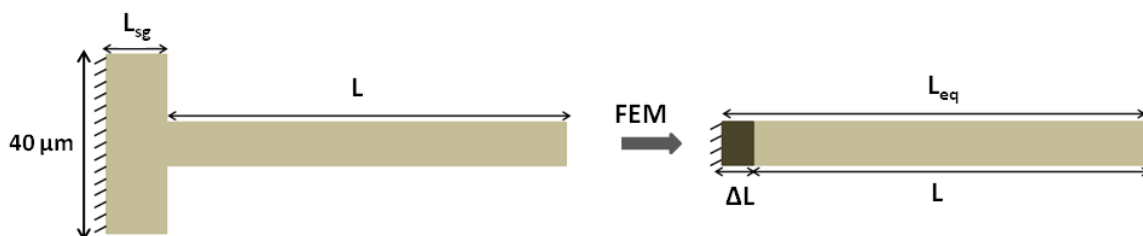


Figure II. 10 : Transformation de la géométrie de la poutre. A gauche ; géométrie de la poutre encastrée-libre de longueur nominale  $L$  et de sous-gravure de longueur  $L_{sg}$  pour la modélisation par éléments finis. A droite : poutre encastrée-libre de longueur équivalente  $L_{eq}=L+\Delta L$  pour la modélisation analytique.

Pour déterminer la longueur supplémentaire  $\Delta L$ , nous avons effectué des simulations sous COMSOL multiphysique sur des poutres supposées ici homogènes, en tenant compte la sous-gravure et de dimensions identiques aux échantillons PTC234 et A1506. Les dimensions du plot sous-gravé sont de  $40 \times L_{sg} \mu\text{m}^2$ , avec  $L_{sg}=7 \mu\text{m}$  pour l'échantillon PTC234 et  $16 \mu\text{m}$  pour l'échantillon A1506. Puis nous avons comparé avec l'équation (2.3). Les paramètres utilisés pour cela sont  $E=300 \text{ GPa}$ ,  $\rho=6000 \text{ kg/m}^3$ , et  $t=2309 \text{ nm}$  pour PTC234 (structure A) et  $t=725 \text{ nm}$  pour A1506 (structure B).

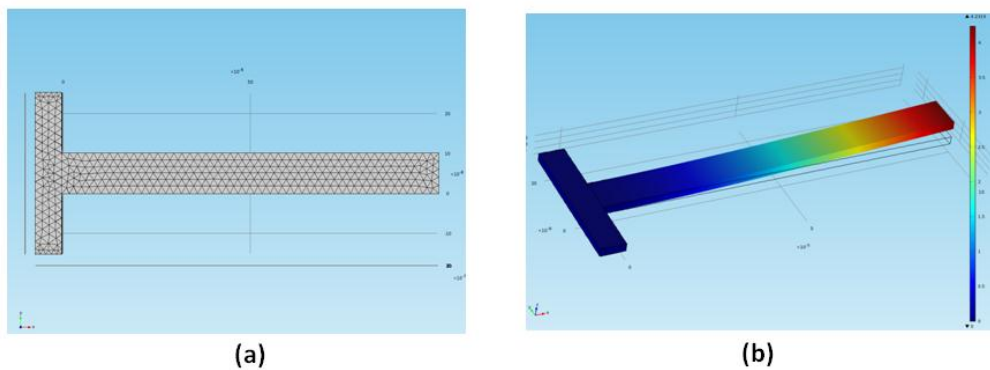


Figure II. 11 : Modélisation par éléments finis (FEM) faites sur des poutres encastées-libres homogènes pour déterminer la longueur équivalente ( $L+\Delta L$ ) en ajoutant la sous-gravure à la longueur nominale  $L$  (a) maillage de la structure (b) premier mode de flexion pour une poutre de la structure A (même épaisseur et géométrie que la plaque PTC234) de longueur nominale  $L=100 \mu\text{m}$  et  $f=242 \text{ KHz}$ .

Le tableau 5 présente les résultats des simulations des fréquences de résonance et la longueur ( $L+\Delta L$ ) extraite à partir de la relation (2.3).

$L$ ( $\mu\text{m}$ )	Structure A		Structure B	
	$f_{sim}$ (KHz)	$(L+\Delta L)$ ( $\mu\text{m}$ )	$f_{sim}$ (KHz)	$(L+\Delta L)$ ( $\mu\text{m}$ )
100	242.46	104.01	72.47	106.61
130	146.41	133.85	44.26	136.41
160	97.82	163.76	29.79	166.28
190	69.93	193.68	21.41	196.14
220	52.47	223.59	16.12	226.04
250	40.82	253.50	12.57	255.98
280	32.66	283.40	10.08	285.85
310	26.72	313.32	8.26	315.77

Tableau II. 5 : Fréquences de résonance obtenues par simulation  $f_{sim}$  par COMSOL et valeurs des longueurs équivalentes  $L_{eq}$  à utiliser dans l'équation (2.3) pour trouver la même fréquence de résonance. Comparaison faite pour des poutres avec  $E=300 \text{ GPa}$ ,  $\rho=6000 \text{ kg/m}^3$ , et  $t=2308 \text{ nm}$  pour la structure A et  $t=700 \text{ nm}$  pour la structure B.

La longueur supplémentaire  $\Delta L$  doit être indépendante de longueur nominale de la poutre, mais dans les simulations, on remarque une variation de  $\Delta L$  d'une longueur nominale à une autre puisque  $\Delta L$  est une valeur approximative de la modélisation complète. On prend donc une moyenne sur toutes les simulations. D'après les résultats présentés dans le tableau II. 5, la dimension de la sous-gravure est équivalente en moyenne à une longueur supplémentaire  $\Delta L=3.63 \mu\text{m}$  pour la plaque PTC234 et  $\Delta L=6.13 \mu\text{m}$  pour la plaque A1506. Ces valeurs sont inférieures à la sous-gravure réelle ce qui semble cohérent compte tenu de la forme de la structure modélisée.

### 3.5. Détermination des modules d'Young

Nous avons utilisé le modèle analytique corrigé afin de déterminer le module d'Young des matériaux utilisés pour la réalisation des poutres encastées-libres. Pour cela, nous avons comparé le modèle analytique corrigé avec les fréquences de résonances mesurées à l'aide du vibromètre LDV.

Les fréquences de résonances du mode fondamental des poutres des échantillons PTC234 et A1506 sont représentées sur les courbes de la figure II. 12 en fonction de l'inverse des carrés des longueurs équivalentes obtenues par la simulation. On constate que le modèle analytique étendu rend bien compte de l'évolution des fréquences mesurées.

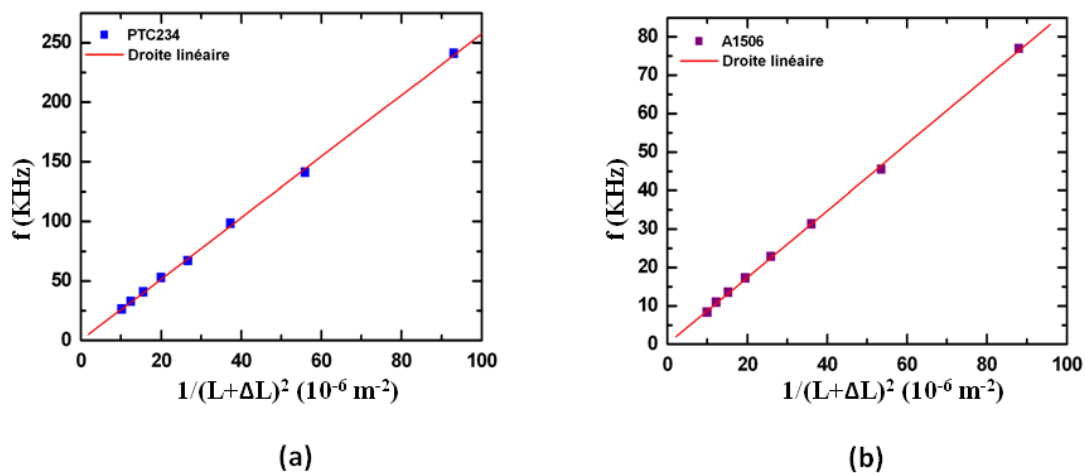


Figure II. 12 : Fréquences de résonance des modes fondamentaux mesurées pour huit longueurs de poutres encastées-libres en fonction de l'inverse des carrés des longueurs équivalentes  $(L+\Delta L)$  (a) plaque PTC234 (b) plaque A1506.

Pour déterminer les modules d'Young d'AlN et du GaN, on détermine le coefficient  $C_1$  de la relation (2.18) pour les deux échantillons. Ce coefficient représente la pente de la droite de régression linéaire de la courbe  $f$  en fonction de  $(1/(L+\Delta L)^2)$ .

Pour le cas de la plaque PTC234, l'équation de la droite est (figure II. 12 (a))

$$f = 2.57 \times 10^{-3} \frac{1}{L^2} - 284.72 \quad (2.19)$$

Pour le cas de la plaque A1506, l'équation de la droite est (figure II. 12 (b))

$$f = 8.68 \times 10^{-4} \frac{1}{L^2} - 85.8 \quad (2.20)$$

L'ordonnée à l'origine est négligeable compte tenu des ordres de grandeur de  $f$ , ce qui confirme la validité de la relation (2.4).

Les pentes des droites des fréquences de résonance des modes fondamentaux en fonction de l'inverse des longueurs de poutres au carré est  $C_I=25.7$  ( $\times 10^{-4}$ ) pour la plaque PTC234 et  $C_I=8.68$  ( $\times 10^{-4}$ ) pour la plaque A1506.

Le tableau 6 présente un rappel des épaisseurs  $t_i$  de chaque couche  $i$ .

PTC234 (nm)							A1506 (nm)				
$t_1$	$t_2$	$t_3$	$t_4$	$t_5$	$t_6$	$t_7$	$t_1$	$t_2$	$t_3$	$t_4$	$t_5$
42	250	250	1740	21	1	5	200	500	21	1	3

Tableau II. 6 : Épaisseurs de chaque couche  $i$  des deux plaques PTC234 et A1506.

### Estimation de la précision

Dans notre démarche, on a négligé l'effet de la déformation initiale des poutres dans un premier temps. En fait, une fois que les poutres encastrées-libres sont libérées, le gradient de contrainte force les poutres à se déformer hors du plan. Pour notre cas, la flèche maximale atteint environ 15  $\mu\text{m}$  pour l'échantillon A1506 et 8  $\mu\text{m}$  pour l'échantillon PTC234 (paragraphe 5.1.2.2.3). Une analyse des modes de résonance par éléments finis, en tenant compte de cette déformation, montre une erreur sur la fréquence d'environ 1%. En plus les longueurs des poutres mesurées par un microscope optique, montrent une erreur sur la longueur d'environ de 3%. Ensuite on estime à 10 % l'erreur sur l'épaisseur totale des couches. On peut alors déterminer l'erreur sur le module d'Young qui s'écrit sous la forme :

$$\frac{\Delta E}{E} = \sqrt{2 \left(\frac{\Delta f}{f}\right)^2 + 4 \left(\frac{\Delta L}{L}\right)^2 + 2 \left(\frac{\Delta t}{t}\right)^2} \quad (2.21)$$

Donc l'erreur sur la pente est d'environ 23%.

On utilise la relation (2.4) en tenant compte des relations (2.5), (2.6), et (2.7) pour déterminer les valeurs des modules d'Young du GaN, d'AlN et par suite d'AlGaIn.

Les valeurs des masses volumiques du GaN et d'AlN, sont  $\rho_{\text{GaN}}=6150 \text{ kg/m}^3$  pour le GaN et  $\rho_{\text{AlN}}=3255 \text{ kg/m}^3$  pour l'AlN [5].

Pour calculer les modules d'Young de GaN et d'AlN, il faut déterminer les masses

volumiques équivalentes des plaques PTC234 et A1506, qui peuvent être obtenues à partir de la relation de masse volumique des poutres composites (relation (2.7)), ce qui donne 5730 ( $\text{kg/m}^3$ ) pour la plaque PTC234 et 5230 ( $\text{kg/m}^3$ ) pour la plaque A1506.

En utilisant les relations qui donnent les moments d'inertie, les masses volumiques équivalentes pour chaque plaque (PTC234 et A1506), la relation (2.18), et les pentes  $C_1$  et  $C_2$  on peut résoudre le système à deux équations à deux inconnues  $E_{\text{GaN}}$  et  $E_{\text{AlN}}$ . On trouve :

$E_{\text{AlN}}$ (GPa)	$E_{\text{GaN}}$ (GPa)	$E_{\text{AlGaIn}}$ (GPa)
$339 \pm 78$	$261 \pm 60$	$285 \pm 66$

Tableau II. 7 : Modules d'Young des matériaux nitrures. Le taux d'aluminium est de 30% pour AlGaIn.

#### 4. Validation des valeurs des modules d'Young par simulation par éléments finis

Afin de valider les valeurs des modules d'Young du tableau II. 7, des modélisations par éléments finis ont été faites sur des structures de poutres multicouches encastées-libres. Nous avons tracé sur la figure II. 13 les fréquences de résonance mesurées et modélisées en fonction de la longueur de la poutre.

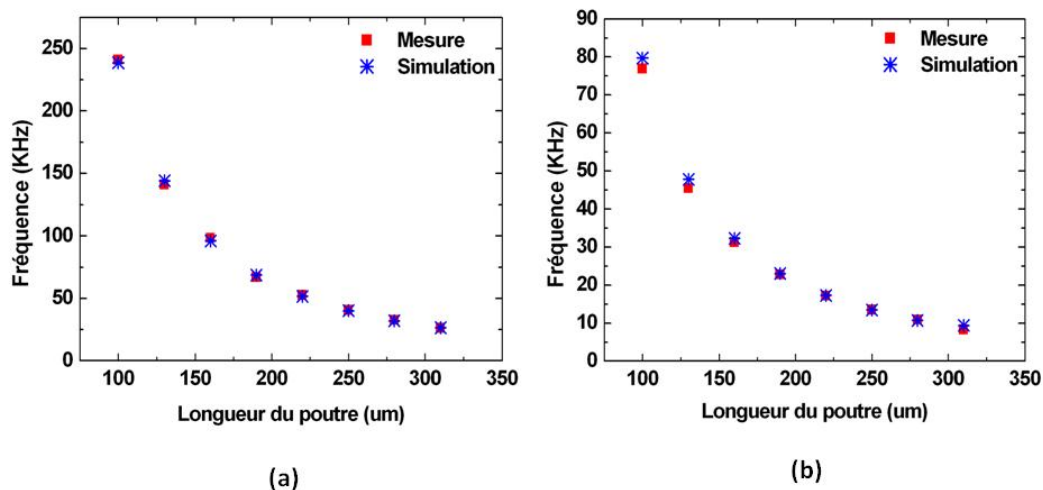


Figure II. 13 : Comparaison des fréquences de résonance calculées sous COMSOL ( $E_{\text{AlN}} = 339$  et  $E_{\text{GaN}} 261$  GPa) avec les fréquences mesurées à l'aide du vibromètre POLYTEC (a) Plaque PTC234 (b) Plaque A1506.

Les deux courbes montrent un bon accord entre les mesures et la modélisation. Dans tout ce qui suit, on prendra  $E_{\text{AlN}}=339$  GPa et  $E_{\text{GaN}}=261$  GPa.

## 5. Extraction des contraintes résiduelles

La caractérisation des contraintes résiduelles dans les couches minces formant les MEMS, est l'une des étapes les plus importantes pour améliorer les performances des dispositifs. Les contraintes élevées peuvent produire le flambage des structures, la déflexion, ou faire varier les paramètres déterminant des dispositifs tels que les fréquences de résonance et le facteur de qualité des MEMS résonants. Après le dépôt des couches sur le substrat, la mesure des rayons de courbure produite au cours de la croissance, permet de déterminer les contraintes résiduelles dans la plaque. Dans un deuxième temps, on utilise les dispositifs de test pour extraire les contraintes résiduelles, qui sont comparées avec celle obtenue avec la méthode de courbure des plaques.

On utilise deux méthodes pour déterminer les contraintes résiduelles en utilisant les dispositifs de test. La première méthode consiste à extraire les contraintes résiduelles à partir de la déviation des poutres d'un indicateur mécanique. La deuxième méthode est une méthode dynamique, utilisant la vibration des poutres bi-encastées. Les fréquences de résonance des poutres de différentes longueurs sont mesurées à partir desquelles la contrainte peut être déterminée à condition que les poutres soient en tension.

### 5.1. Méthodes statiques

Dans cette partie on utilise l'auto-déformation des dispositifs pour extraire les contraintes résiduelles dans les structures mécanique telle que :

- La courbure d'une plaque induite par la contrainte du film qui est déposé sur un substrat.
- La courbure d'une poutre encastée-libre induite par le gradient de contrainte dans l'épaisseur des couches.
- Le flambage des poutres qui résulte de la contrainte axiale en compression.
- La déviation des poutres d'un indicateur mécanique dans un sens bien défini selon leur géométrie et la nature de la contrainte appliquée (en tension ou en compression).

#### 5.1.1. Courbure des plaques

Une des approches les plus utilisées pour déterminer la contrainte résiduelle est la mesure de la courbure d'une plaque. Durant l'épitaxie des couches minces des matériaux de nitrures sur une plaquette de silicium. Les contraintes résiduelles apparaissent dans les couches, et induisent une courbure de la plaque (figure II. 14). Cette approche ne nécessite pas de motif de gravure du film sur le substrat. La contrainte résiduelle biaxiale  $\sigma_0$  peut être extraite à partir du rayon de courbure [109]. Le rayon de courbure  $R$  de la plaquette peut être mesuré dans le bâti de croissance (in-situ) par déflexion de 2 faisceaux laser.



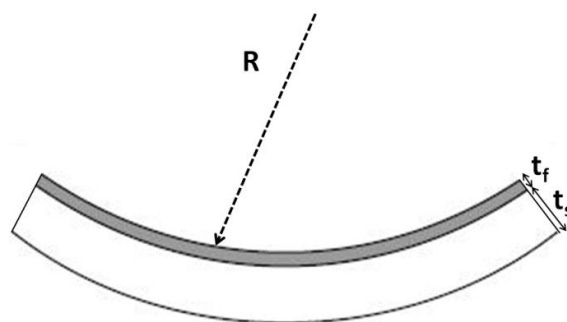


Figure II. 14 : Schéma d'une plaque courbée à cause d'une couche épitaxiée en compression biaxiale.  $R$  est le rayon de courbure de la plaque.

Les contraintes résiduelles dans les films peuvent être obtenues par l'utilisation de la formule de Stoney [109].

$$\sigma_0 = \frac{E_s}{6(1 - \nu_s)} \frac{t_s^2}{t_f} \frac{1}{R} \quad (2.22)$$

telle que  $E_s=169$  GPa et  $\nu_s=0.26$  sont respectivement le module d'Young et le coefficient de Poisson du Si(111) [110].

Les valeurs des courbures des plaques et des contraintes résiduelles extraites à partir de la relation (2.21) sont données dans le tableau II. 8. Les rayons de courbure négatifs correspondent à des couches en compression et les rayons de courbure positifs à des couches en tension.

Référence de la plaque	Épaisseurs du substrat ( $\mu\text{m}$ )	$1/R$ ( $10^{-2}\text{m}^{-1}$ )	$\sigma_0$ (MPa)
PTC 234	400	-9.1	-243
PTC 247	390	-12.4	-315
PTC 251	380	-8.2	-198
PTC 350	300	-5.3	-117
PTC 382	400	-5.2	-142
PTC 513	400	-9.5	-273
PTC 525	420	4.7	387
PTC 528	420	-17.3	-572
A 1502	520	3.3	475
A 1503	520	0.6	86
A 1506	520	1.03	148

Tableau II. 8 : Contrainte résiduelle moyenne pour chaque plaque extraite par la relation (2.22) avec les rayons de courbures mesurées au CRHEA après l'épitaxie de la plaque.

Pour comparer les valeurs des contraintes résiduelles obtenues par la méthode de courbure des plaques, on utilise les dispositifs de test pour déterminer ces contraintes.

### 5.1.2. Déflexion des poutres

Dans cette partie, on extrait les contraintes résiduelles à partir des déformations des poutres dans le plan du dispositif d'une part tel que l'indicateur mécanique et hors plan d'autre part tel que les poutres bi-encastées et encastées-libres.

#### 5.1.2.1. Déflexion des poutres dans le plan : Indicateur mécanique

Pour déterminer les contraintes résiduelles dans les structures décrites précédemment, nous avons étudié des indicateurs mécaniques à structures tournantes. Différents modèles ont été proposés depuis une vingtaine d'années pour ces structures. Ils permettent de déterminer les contraintes dans les deux cas soit en tension soit en compression. Drieënhuizen et al ont proposé une conception d'une structure constituée de deux poutres opposées attachées à un levier. Cette structure a été conçue de telle sorte que, lorsque le film est libéré du substrat, la contrainte résiduelle dans le plan des deux poutres est relaxée et, par conséquent le levier est dévié en rotation d'un angle  $\alpha$  (figure II. 15) [95]. Le signe de l'angle  $\alpha$  permet de déterminer la nature de la contrainte (en tension ou en compression). La rotation de ce levier permet de quantifier les contraintes résiduelles. La rotation peut être mesurée par un microscope optique ou un microscope à balayage électronique. Les longueurs des poutres,  $L_a$  et  $L_b$ , sont généralement identiques. L'augmentation de la longueur  $L_c$  du levier permettra d'augmenter le rapport entre la déviation et la contrainte.

Dans notre cas, on améliore la précision de mesure en réalisant deux structures symétriques (figure II. 15).

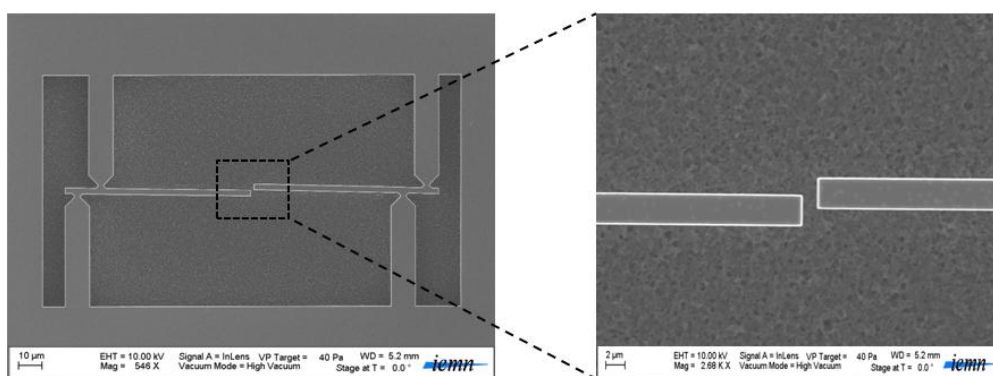


Figure II. 15 : Image d'un microscope à balayage électronique (MEB) de l'indicateur mécanique à deux structures symétriques (double déflexion) et zoom sur l'extrémité des aiguilles de cette structure double qui augmente la précision de la mesure

Le calcul analytique, conduit à une relation entre la contrainte résiduelle et le déplacement de l'indicateur (relation (2.24)). On suppose que la liaison entre les poutres et le levier est ponctuelle ( $k=0$ , figure II. 16).

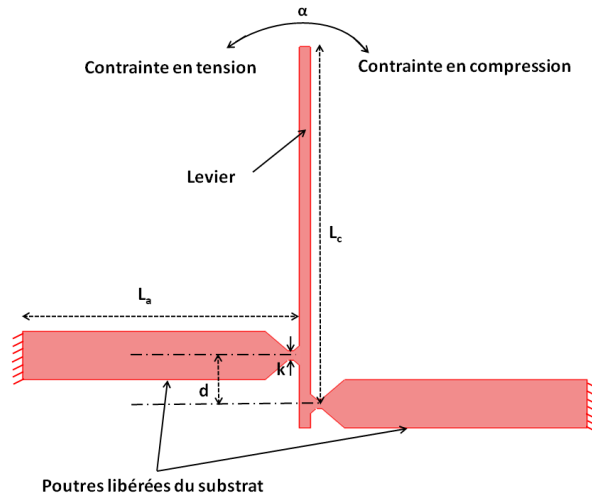


Figure II. 16 : Structure de l'indicateur mécanique qui permet de traduire la contrainte moyenne en déplacement.

Pour  $W_c \ll L_c$  et  $L_b$  et un angle de rotation assez faible, la déformation du film est reliée à l'angle de rotation  $\alpha$  par l'expression [95]:

$$\varepsilon = \frac{d \cdot \tan \alpha}{L_a + L_b} \quad (2.23)$$

La déflexion  $y$  peut s'écrire sous la forme :

$$y = \tan \alpha \left( L_c - \frac{1}{2} d \right) \quad (2.24)$$

A partir des relations (2.23) et (2.24), en utilisant la loi de Hooke, on peut déduire l'expression de la contrainte en fonction de la déflexion  $y$ , qui s'écrit sous la forme :

$$\sigma = \frac{d \cdot E}{(L_a + L_b) \left( L_c - \frac{1}{2} d \right) (1 - \nu^2)} y \quad (2.25)$$

En réalité la liaison entre la poutre et le levier a une largeur  $k$  (figure II. 14). Des simulations par éléments finis ont été effectuées sur ce type de structure pour tenir compte des dimensions des points d'attache  $W_c$ . Un facteur correctif  $C_f$  peut être introduit dans la relation (2.25) pour tenir compte de cet effet. Ainsi :

$$\sigma_0 = \frac{d \cdot E}{(L_a + L_b) \left( L_c - \frac{1}{2} d \right) (1 - \nu^2)} \frac{1}{C_f} y \quad (2.26)$$

- Détermination du coefficient correctif  $C_f$ :

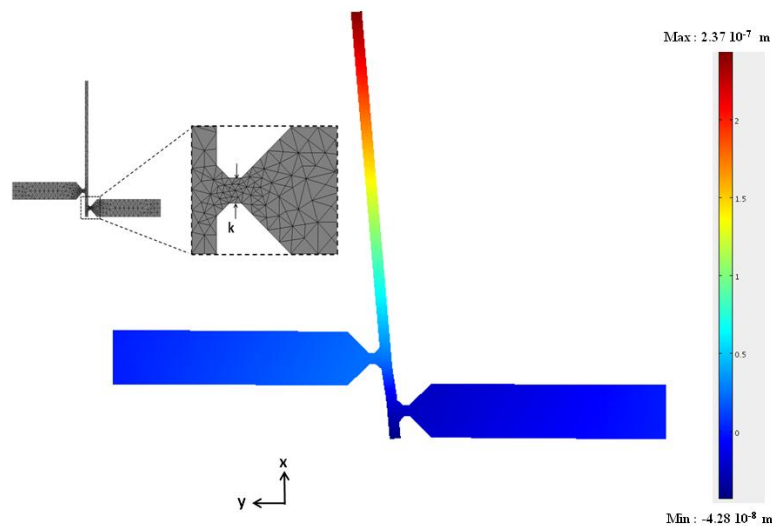
Le déplacement statique de la structure obtenue par une méthode d'éléments finis utilisant le logiciel COMSOL multiphysique est montré dans la figure II. 17. Les paramètres physiques et les paramètres géométriques sont indiqués dans le tableau II. 9. Pour ce calcul, il ne nous a pas semblé nécessaire d'utiliser les valeurs de module d'Young déterminées précédemment et les paramètres physiques sont ceux du GaN afin de se rapprocher des dispositifs étudiés.

Paramètres physiques			Paramètres géométriques		
$E$ (GPa)	$\nu$	$\rho$ (Kg/m <sup>3</sup> )	$L_a$ ( $\mu\text{m}$ )	$L_c$ ( $\mu\text{m}$ )	$d$ ( $\mu\text{m}$ )
300	0.2	6000	49	74	10

*Tableau II. 9 : Paramètres physiques tels que  $E$ ,  $\nu$ , et  $\rho$  qui sont respectivement le module d'Young, le coefficient de Poisson et la masse volumique, utilisés pour une simulation FEM pour extraire le coefficient correctif  $C_f$ , et paramètres géométriques de la structure.*

La valeur du déplacement de l'extrémité de la poutre est de  $y=0.23 \mu\text{m}$  pour une contrainte uniforme de 200 MPa dans toute la structure dans le plan  $xy$ .

Par identification avec la relation (2.25), en utilisant les paramètres du tableau II. 9, on trouve un coefficient correctif  $C_f=0.53$ .



*Figure II. 17 : Simulation par éléments finis du déplacement statique de l'indicateur mécanique avec un maillage fin au niveau de la liaison entre les poutres et le levier. Elle montre un déplacement de l'extrémité de l'aiguille de  $0.237\mu\text{m}$  selon la direction  $y$  pour une contrainte de 200MPa.*

- Détermination de la contrainte moyenne :

On suppose que les poutres sont équivalentes à des poutres homogènes de module d'Young  $E_{eq}$ , de masse volumique  $\rho_{eq}$ , et de coefficient de poisson  $\nu_{eq}$  [103].

$$E_{eq} = \frac{E_{GaN}t_{GaN} + E_{AlN}t_{AlN} + E_{AlGaN}t_{AlGaN}}{t_{GaN} + t_{AlN} + t_{AlGaN}} \quad (2.27)$$

Où  $E_{GaN}$ ,  $E_{AlN}$  et  $E_{AlGaN}$  sont respectivement les modules d'Young du GaN, d'AlN et d'AlGaN et  $t_{GaN}$ ,  $t_{AlN}$  et  $t_{AlGaN}$  les épaisseurs des couches correspondantes [103].

$$\nu_{eq} = \frac{\nu_{GaN}t_{GaN} + \nu_{AlN}t_{AlN} + \nu_{AlGaN}t_{AlGaN}}{t_{GaN} + t_{AlN} + t_{AlGaN}} \quad (2.28)$$

Où  $\nu_{GaN}$ ,  $\nu_{AlN}$  et  $\nu_{AlGaN}$  sont respectivement les coefficients de poisson du GaN, d'AlN et d'AlGaN. Pour le calcul, on prend  $\nu_{GaN}=\nu_{AlN}=\nu_{AlGaN}=0.2$  [111], donc  $\nu_{eq}=0.2$ .

Pour les modules d'Young de GaN et d'AlN, on utilise les valeurs trouvés dans le paragraphe précédent à environ  $E_{GaN}=261\text{GPa}$  et  $E_{AlN}=339\text{GPa}$ .

Les mesures de la valeur de déplacement du levier de différents échantillons de la série PTC et A15 sont collectées dans le tableau II. 10, ainsi que les valeurs des contraintes moyennes déterminées à l'aide de la relation (2.26) en utilisant les valeurs des modules d'Young équivalents obtenus par la relation (2.27).

Plaque	$E_{eq}$ (GPa)	y ( $\mu\text{m}$ )	$\sigma_0$ (MPa)
PTC 234	271	-0.445	-350
PTC 247	271	-0.5	-393
PTC 251	271	-0.5	-393
PTC 350	276	Pas de déplacement	-----
PTC 382	270	-0.5	-392
PTC 513	265	-0.125	-96
PTC525	280.5	0.5	407
PTC528	271	-0.83	-653
A1502	283	0.5	411
A1503	283	0.25	205
A1506	283	0.45	370

Tableau II. 10 : Résultats des mesures du déplacement de la structure double déflexion et valeur de contrainte moyenne extraite par identification avec la relation (2.25).

Pour le cas de la plaque PTC350, le déplacement est très faible donc on conclut une très faible contrainte moyenne.

Un inconvénient de cette structure est qu'elle est sensible au gradient de contrainte, ce qui induit une déflexion du levier en dehors du plan et peut modifier la rotation dans le plan, en plus de la déformation des poutres hors plan. Donc cette structure est plus intéressante pour des couches qui présentent peu de gradient de contrainte.

### 5.1.2.2. Déflexion des poutres hors plan

Les déflexions des poutres bi-encastées et encastées-libres hors plan sont mesurées par un microscope interférométrique (Zoomsurf 3D Fogale Nanotech). Elles permettent de déterminer les contraintes résiduelles à partir du flambage des poutres bi-encastées et le gradient de contrainte à partir de la déflexion des poutres encastées-libre.

#### 5.1.2.2.1. Banc de mesure Fogale

Le microscope interférométrique est basé sur l'interférométrie optique sans contact [112]. L'intensité lumineuse enregistrée est détectée par une caméra CCD en fonction de la hauteur de l'échantillon, définissant ainsi leur profil ou sa position verticale. En balayant verticalement, la lumière (monochromatique ou blanche) réfléchi par l'échantillon est combinée avec la lumière réfléchi par le miroir de référence pour produire des franges d'interférence. Le système mesure l'intensité lumineuse des franges. La figure II. 18 (a) représente le principe de la mesure : le faisceau émis par la source ( $S_0$ ) est divisé par une lame séparatrice ( $S_p$ ) en deux faisceaux : une partie se réfléchit sur un miroir de référence ( $M$ ), l'autre sur l'échantillon. Après réflexion, ces deux faisceaux sont réunis et capturés par une caméra CCD à travers une lentille ( $L$ ). Une différence de chemin ( $d$ ) entre le faisceau lumineux réfléchi en un point A sur l'échantillon (distance 1) et le faisceau lumineux qui se reflète sur le miroir (distance 2), crée une interférence d'intensité lumineuse  $I(A)$  qui sera mesurée par la caméra CDD.

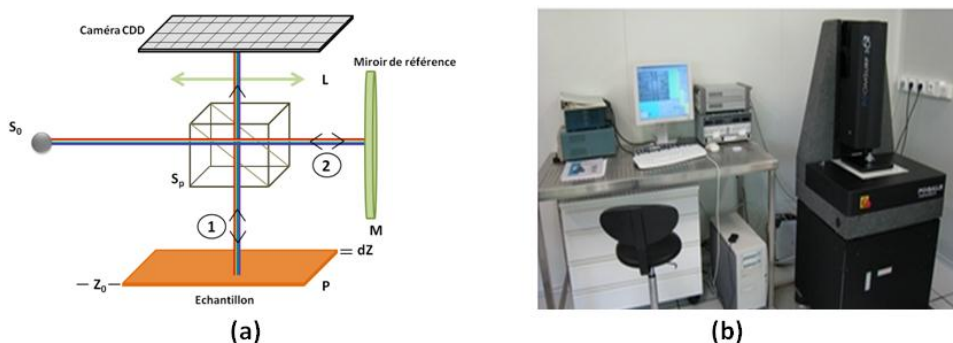


Figure II. 18 : (a) Principe de base du profilomètre optique (b) photo du banc de mesure du microscope interférométrique à l'IEMN (Zoomsurf 3D Fogale Nanotech)

$I(A)$  varie en fonction de la différence de distance ( $d$ ) entre les parcours 1 et 2. La mesure des franges est faite en éclairant l'ensemble de l'échantillon qui est placé dans le plan focal de l'interféromètre. Les franges d'interférence sont enregistrées sur chaque pixel de la caméra CCD (figure II. 19).

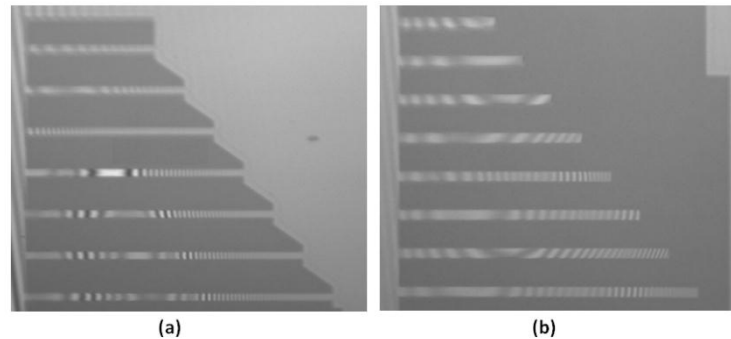


Figure II. 19 : Franges d'interférences formées sur les surfaces des poutres (a) bi-encastées (b) encastées-libres

Ces franges contiennent l'information sur la hauteur de l'échantillon, et par suite la topographie de surface de l'échantillon.

Cette technique de mesure peut présenter des anomalies lorsque le film est transparent et aussi lorsque les structures présentent une déflexion importante. En effet, dans ce cas, le faisceau lumineux ne se reflète pas sur la caméra CDD.

#### 5.1.2.2. Flambage des poutres

Lors de la libération des poutres bi-encastées, comme mentionné dans la section précédente, la présence d'une contrainte compressive initiale dans le film peut induire le phénomène de flambage, c'est-à-dire qu'il se déforme en dehors du plan de la plaque (figure II. 20). La poutre flambe vers le haut ou vers le bas (avec la même probabilité de flambage vers le haut ou vers le bas pour un dispositif parfait) à partir d'une certaine valeur critique de contrainte.

Pour une poutre bi-encastée, la valeur critique de la déformation de compression dans un film flambé  $\varepsilon_{cr}$  est donnée par le critère de flambage d'Euler [95] :

$$\varepsilon_{cr} = \frac{\pi^2 t^2}{3L_{cr}^2} \quad (2.29)$$

Où  $L_{cr}$ ,  $t$  sont respectivement la longueur critique de flambage et l'épaisseur de la poutre.

Si une poutre bi-encastée est soumise à une contrainte compressive suffisante, dépassant le critère de flambage d'Euler, la poutre prend une forme de cosinus dès qu'elle est libérée du substrat.

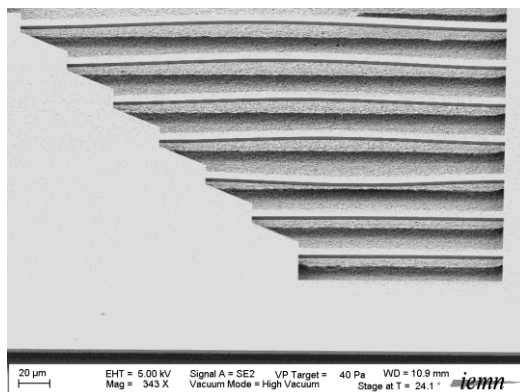


Figure II. 20 : Image par microscopie électronique à balayage montrant le flambage des poutres bi-encastées (plaque PTC234) lors de leur libération du substrat de silicium

La déflexion totale dans la poutre peut être extraite à partir d'un modèle analytique du profil de flambage. La topographie du flambage d'une poutre biencastrée peut être décrite par une forme d'onde sinusoïdale, avec un déplacement transversal  $z(x)$  en un point  $x$ . Dans le cas des faibles déplacements, le profil de déflexion d'une poutre de longueur  $L$  en fonction de l'abscisse  $x$  est donné par [113] :

$$z(x) = \frac{z_m}{2} \left(1 - \cos \frac{2\pi x}{L}\right) \quad (2.30)$$

Le profil de déformation de la surface des poutres peut être mesuré par le microscope interférométrique décrit précédemment (figure II. 21).

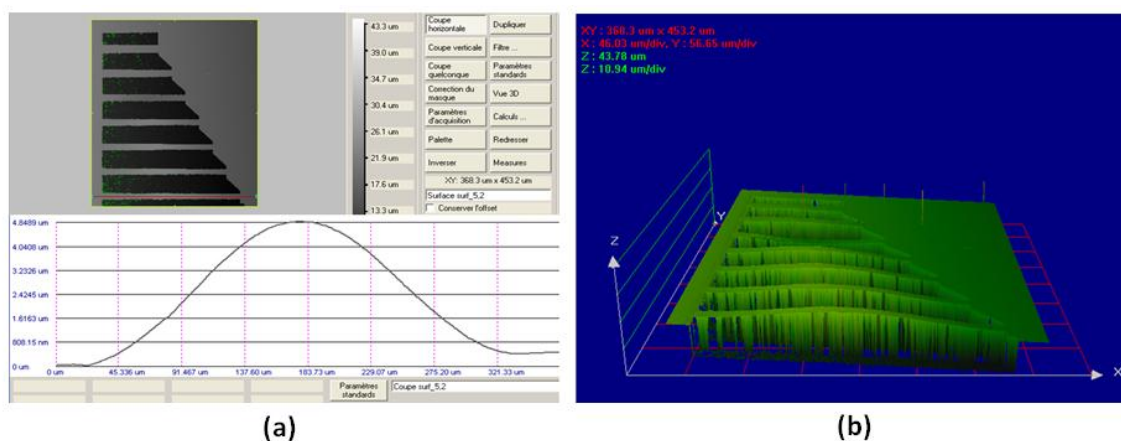


Figure II. 21 : Profil de surface des poutres bi-encastées (plaque PTC234) (a) coupe de section sur le long d'une poutre de longueur  $310 \mu\text{m}$  qui montre une flèche au milieu de la poutre de  $4.85 \mu\text{m}$  (b) Vue 3D de la déflexion lors des mesures au microscope interférométrique qui montre le flambage des poutres soit en haut soit en bas.



La déformation totale à la compression,  $\varepsilon_0$ , d'une poutre inclut la valeur de la déformation critique d'Euler ainsi que la déformation axiale et peut être écrite sous la forme [114]:

$$\varepsilon_0 = \varepsilon_a + \varepsilon_{cr} = -\left(\frac{\pi}{L}\right)^2 \left(\frac{z_m^2}{4} + \frac{t^2}{3}\right) \quad (2.31)$$

En appliquant la loi de Hooke, la contrainte moyenne de compression dans la poutre s'écrit sous la forme :

$$\sigma_0 = -\left(\frac{\pi}{L}\right)^2 \left(\frac{z_m^2}{4} + \frac{t^2}{3}\right) \left(\frac{E}{1-\nu}\right) \quad (2.32)$$

Comme pour les poutres encastrées-libres, la libération des poutres bi-encastrées induit une sous gravure (figure II. 22 (a)) qui influence sur le flambage des structures [115].

Pour tenir compte de l'effet de la sous-gravure, des simulations par éléments finis sont faites pour déterminer une structure sans sous-gravure équivalente aux structures avec sous-gravure afin de pouvoir utiliser la relation (2.32) en adaptant la longueur de la poutre. La structure équivalente est formée par une poutre bi-encastrée de longueur équivalente  $L_{eq}$  qui remplace une structure de poutre bi-encastrée de longueur nominale  $L$  et la sous-gravure associée.

Après la libération, les poutres des plaques, PTC234, 247, 251, 382 et 513 sont en flambage.

-Pour le cas de la plaque PTC514 les échantillons sont totalement cassés lors de la libération des poutres ce qui traduit une forte contrainte dans le matériau.

-Pour le cas de l'échantillon A1502 la totalité des poutres bi-encastrées sont cassés.

-Pour le cas de l'échantillon PTC528 la totalité des poutres bi-encastrées et la majorité des poutres encastrées-libre sont cassées.

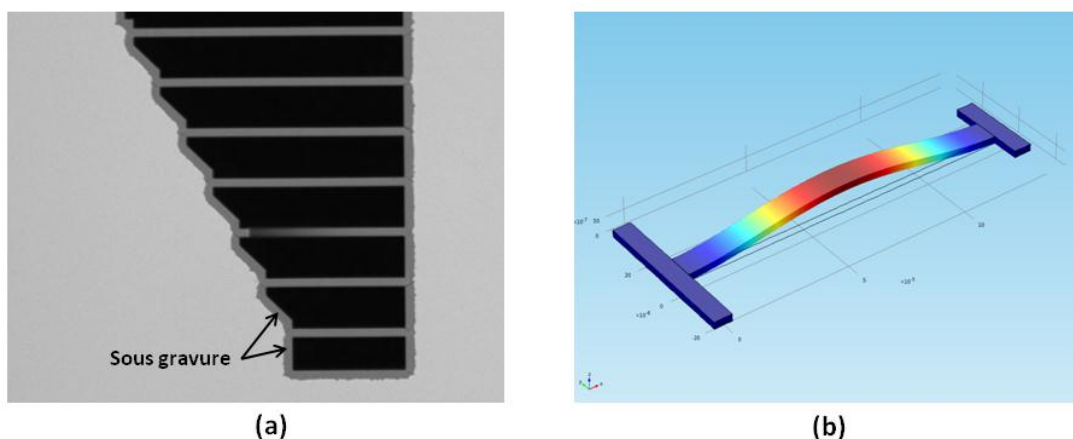


Figure II. 22 : (a) Image optique (prise avec la caméra du vibromètre Polytec) en vue de dessus de la série des poutres bi-encastrées montrant la sous-gravure au niveau de l'encastrement (plaque PTC247), (b) Simulation par éléments finis d'une poutre bi-encastrée de longueur nominale  $L=130 \mu\text{m}$  avec une sous-gravure de longueur  $L_{sg}=7 \mu\text{m}$  pour déterminer la valeur critique de déformation.

La simulation est faite sur chaque poutre de dimensions correspondant aux échantillons mesurés en ajoutant la sous-gravure mesurée au microscope optique. Les mesures de la longueur de la sous-gravure montrent en moyenne une longueur de la sous-gravure  $L_{sg}=7 \mu\text{m}$  de chaque côté. Cette valeur de longueur de la sous-gravure sera utilisée dans les simulations par éléments finis (figure II. 22 (b)) pour déterminer une valeur moyenne de la longueur équivalente ( $L+\Delta L$ ). En faisant une analyse de flambage des poutres avec le logiciel COMSOL, on peut déterminer la valeur de la déformation critique et par suite on identifie la longueur de la structure équivalente ( $L+\Delta L$ ) par la relation (2.33).

$$L_{cr} = \frac{\pi t}{\sqrt{3|\varepsilon_{cr}|}} \quad (2.33)$$

La valeur de la déformation ne dépend que de la longueur et de l'épaisseur de la poutre. Les déformations critiques des poutres des plaques PTC247 et PTC251 sont les mêmes, puisque les deux structures ont les mêmes épaisseurs.

	PTC234		PTC247 & PTC251		PTC350		PTC382		PTC513	
$L$ ( $\mu\text{m}$ )	$\varepsilon_{cr}$ ( $10^{-4}$ )	$L+\Delta L$ ( $\mu\text{m}$ )	$\varepsilon_{cr}$ ( $10^{-4}$ )	$L+\Delta L$ ( $\mu\text{m}$ )	$\varepsilon_{cr}$ ( $10^{-4}$ )	$L+\Delta L$ ( $\mu\text{m}$ )	$\varepsilon_{cr}$ ( $10^{-4}$ )	$L+\Delta L$ ( $\mu\text{m}$ )	$\varepsilon_{cr}$ ( $10^{-4}$ )	$L+\Delta L$ ( $\mu\text{m}$ )
130	-9.15	138.4	-9.07	138.41	-4.24	138.09	-8.69	138.37	-7.92	138.36
160	-6.18	168.38	-6.13	168.38	-2.86	168.07	-5.87	168.36	-5.35	168.31
190	-4.45	198.35	-4.42	198.34	-2.06	198.04	-4.23	198.31	-3.85	198.28
220	-3.36	228.34	-3.33	228.30	-1.55	228.07	-3.19	228.28	-2.91	228.28
250	-2.62	258.29	-2.60	258.31	-1.21	258.07	-2.49	258.30	-2.27	258.24
280	-2.11	288.31	-2.09	288.30	-0.97	288	-2.00	288.30	-1.82	288.26
310	-1.73	318.32	-1.71	318.32	-0.80	318	-1.64	318.34	-1.49	318.28

*Tableau II. 11 : Valeurs de déformations critiques des poutres bi-encastées déterminées par une simulation par éléments finis. La poutre est constituée par une longueur nominale  $L$  et un plot de sous-gravure de longueur  $L_{sg}=7 \mu\text{m}$ . Une longueur équivalente ( $L+\Delta L$ ) est identifiée par la relation (2.33).*

D'après les résultats des simulations présentés dans le tableau II. 11, on peut considérer que les plots de sous-gravure sont équivalents en moyenne à une longueur supplémentaire  $\Delta L=8.3 \mu\text{m}$  (pour la plaque PTC350, on peut considérer que  $\Delta L=8 \mu\text{m}$ ). On constate que cette valeur de  $\Delta L$  est très différente que celle obtenue lors de l'étude des fréquences de résonance ce qui s'explique probablement par la nature très différente des phénomènes de résonance et de flambage.

Le tableau II. 12, collecte les valeurs de la déflexion maximale (la déflexion au milieu de la poutre bi-encastée) et la contrainte dans la poutre pour chaque longueur extraite de la relation (2.32), en utilisant les valeurs du module d'Young des différents plaques obtenues dans le tableau II. 10.

		Valeurs de la déflexion maximale $z_m$ ( $\mu\text{m}$ ) et de la contrainte résiduelle $\sigma$ (MPa)											
		PTC234		PTC247		PTC251		PTC350		PTC382		PTC513	
		$z_m$	$\sigma$	$z_m$	$\sigma$	$z_m$	$\sigma$	$z_m$	$\sigma$	$z_m$	$\sigma$	$z_m$	$\sigma$
$L$ ( $\mu\text{m}$ )	130	0.29	-315	1.38	-391	0.15	-309	1.15	-206	---	---	---	---
	160	1.05	-243	2.31	-366	1.52	-276	2.4	-273	0.42	-204	0.38	-182
	190	2.18	-252	3.23	-372	2.22	-255	2.3	-186	1.4	-185	1.51	-175
	220	2.95	-254	4.1	-383	2.9	-248	2.9	-192	1.83	-162	1.61	-137
	250	3.68	-259	4.78	-375	3.5	-242	3.7	-217	2.48	-161	2.59	-158
	280	4.16	-246	5.46	-371	4	-232	3.6	-167	3.04	-160	3.19	-161
	310	4.63	-236	6.02	-357	4.9	-257	4.51	-199	3.25	-142	3.52	-150
$\sigma_0$ (MPa)		-258 $\pm$ 57		-374 $\pm$ 17		-263 $\pm$ 51		-206 $\pm$ 67		-169 $\pm$ 35		-161 $\pm$ 24	

Tableau II. 12 : Résultats des mesures du déplacement des poutres bi-encastées pour les différentes longueurs nominales et valeurs de contrainte moyenne  $\sigma_0$  pour chaque longueur extraites par identification avec la relation (2.32).

Cette méthode montre des valeurs des contraintes avec des valeurs d'erreur large (plus que 20% dans certains cas). Cette erreur est due généralement aux résultats obtenus sur les petites poutres (de longueur 130  $\mu\text{m}$ )

### 5.1.2.2.3. Gradient des contraintes

Les contraintes internes dans un film ne sont pas forcément constantes sur toute leur épaisseur  $t$ , mais peuvent varier d'une manière à donner lieu un gradient de contrainte interne. On suppose que cette contrainte varie linéairement à travers l'épaisseur des poutres et que leurs gradients sont constants. Cela est illustré dans la figure ci-dessous (figure II. 23).

Les variations des contraintes internes à des niveaux différents à l'intérieur d'un film sont dues au procédé de dépôt des matériaux. Elles peuvent provenir de la variation de la concentration des dopants [116], de la différence de contrainte entre les couches de GaN et d'AlN, ou lorsque les couches consécutives du matériau ayant des coefficients de dilatation thermique différents sont déposées à des températures élevées.

Les gradients de contraintes peuvent être importants dans le film, même si les contraintes moyennes internes sont faibles. Le gradient est défini comme la variation des contraintes résiduelles dans la direction de croissance du film. En raison du gradient de contrainte, le film aurait tendance à se déformer hors du plan. En fait, le gradient de contrainte est un cas fréquent dans les structures déposées en couches minces. Un gradient de contrainte interne positif tend à fléchir les poutres libérées en les écartant du substrat (figure II. 24 (a)), tandis qu'un gradient négatif tend à fléchir les poutres en direction du substrat (figure II. 24 (b)).

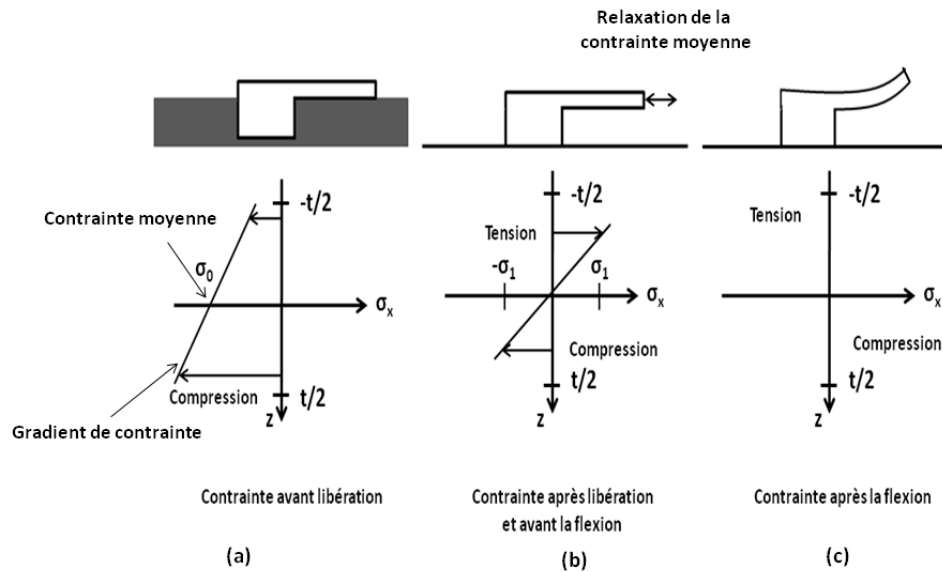


Figure II. 23 : Poutre encastrée libre présentant un gradient de contrainte avant et après la flexion, avec un état intermédiaire qui représente l'état de la contrainte après la libération mais avant la flexion. Après la flexion de la poutre, la contrainte est nulle au long de la poutre [117].

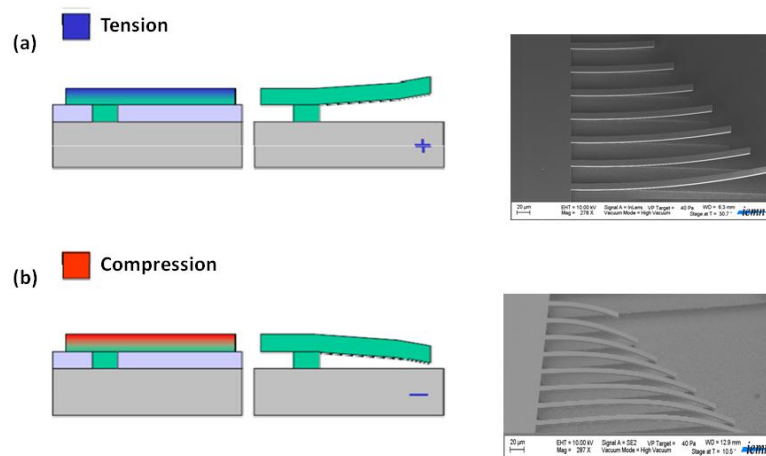


Figure II. 24 : Sens du gradient de contrainte interne dans une poutre encastrée-libre lors du dépôt sur un substrat et déflexion par rapport au substrat après la libération de la poutre (a) les couches supérieures sont en tension par rapport aux couches inférieures ce qui induit un gradient de contrainte positif et par suite une déflexion vers le haut après libération. L'image à droite est une image au microscope électronique à balayage et montre un gradient de contrainte positif pour l'échantillon PTC513 (b) les couches supérieures sont en compression par rapport aux couches inférieures ce qui induit un gradient de contrainte négatif et par suite une déflexion vers le bas après libération. L'image à droite est une image au microscope électronique à balayage et montre un gradient de contrainte négatif pour la plaque A1506.

Les structures de test utilisées pour déterminer les gradients de contraintes internes dans les films se composent d'un ensemble de huit poutres encastrées-libres de longueurs variant entre

100  $\mu\text{m}$  et 310  $\mu\text{m}$  avec un pas de 30  $\mu\text{m}$  fixées sur le substrat à leur extrémité. Un gradient de contrainte interne dévie le bout de la poutre ce qui donne lieu à une flèche. Cette déviation peut être mesurée par le microscope interférométrique Fogale Nanotech décrit précédemment (figure II. 25).

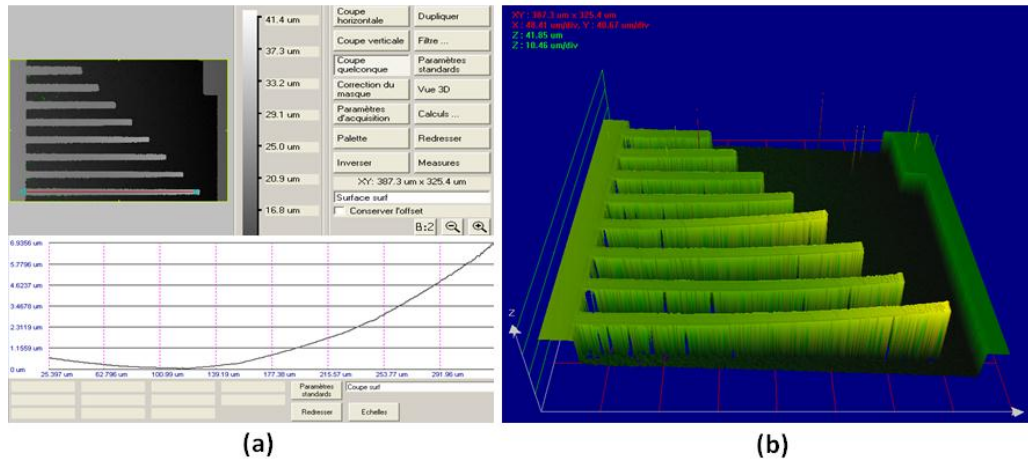


Figure II. 25 : Profil de surface des poutres encastrées-libres (plaque PTC234) (a) coupe sur le long d'une poutre de longueur 310  $\mu\text{m}$  qui montre une flèche au bout de la poutre de 6.93  $\mu\text{m}$  (b) Vue 3D de la déflexion lors des mesures au microscope interférométrique qui montre la déflexion des poutres vers le haut.

Lorsque la flèche des poutres est trop importante, il est impossible de la mesurer au microscope interférométrique. Dans ce cas, la mesure peut être faite par un microscope optique, en focalisant sur l'ancrage puis sur l'extrémité de la poutre. La différence de réglage de la hauteur du microscope donne la flèche. Le gradient de contrainte  $d\sigma/dz$  peut être relié à la flèche  $f$  en un point  $x$  sur le long de la poutre par la relation [118] :

$$f = \frac{1}{2} \left( \frac{1 - \nu}{E} \right) \frac{d\sigma}{dz} x^2 \quad (2.34)$$

Où  $E$  et  $\nu$  sont respectivement le module d'Young et le coefficient de poisson du matériau formant la poutre.

La relation (2.33) montre que la flèche de la poutre est indépendante de la section, la sous-gravure est relâchée comme la poutre, donc elle suit le même profil que la poutre. Donc la flèche au bout de la poutre  $\delta$  en fonction de la longueur de la sous-gravure  $L_{sg}$  s'écrit sous la forme [118]:

$$\delta = \frac{1}{2} \left( \frac{1 - \nu}{E} \right) \frac{d\sigma}{dz} (L + L_{sg})^2 \quad (2.35)$$

Le gradient de contrainte s'écrit en fonction de la flèche au bout de la poutre  $\delta$  avec la relation [119] :

$$\frac{d\sigma}{dz} = \left( \frac{E}{1-\nu} \right) \frac{2}{(L + L_{sg})^2} \delta \quad (2.36)$$

A partir des mesures de la flèche, on déduit le gradient de contrainte. Pour des raisons d'organisation, on présente les valeurs des gradients de contrainte en deux tableaux : l'un pour le cas des flèches positives, le deuxième pour le cas des flèches négatives.

Pour le module d'Young, on utilise les valeurs équivalentes de chaque structure, celle les valeurs du tableau II. 10.

L (μm)	Valeurs de la flèche de la déflexion δ (μm) et du gradient de la contrainte résiduelle dσ/dz (GPa/μm <sup>-1</sup> )									
	PTC234		PTC247		PTC251		PTC382		PTC513	
	δ	dσ/dz	δ	dσ/dz	δ	dσ/dz	δ	dσ/dz	δ	dσ/dz
100	---	---	9.3	0.55	1	0.05	6.6	0.4	9	0.52
130	1.5	0.054	14.6	0.52	2	0.072	12.3	0.45	15.6	0.55
160	1.5	0.036	23	0.55	5	0.12	18.6	0.46	22.3	0.53
190	2.5	0.043	34	0.59	6	0.10	23.3	0.41	33.3	0.57
220	3.2	0.042	43	0.56	8	0.10	34.3	0.46	42.3	0.54
250	2	0.02	55.6	0.57	12	0.12	42	0.44	53.3	0.53
280	5.2	0.042	69.3	0.57	15	0.12	53.6	0.45	68	0.55
310	8	0.053	85	0.57	17	0.11	65.3	0.45	83	0.55
dσ/dz (GPa/μm <sup>-1</sup> )	0.041		0.56		0.1		0.44		0.54	

Tableau II. 13 : Résultats des mesures des flèches de la déflexion des poutres encastées-libres pour les différentes longueurs et valeurs du gradient de contrainte résiduelle pour chaque longueur extraites par identification avec la relation (2.35) avec une sous-gravure  $L_{sg}=7 \mu\text{m}$ .

En ce qui concerne les gradients de contrainte négatifs, il est observé que dans certains cas, la poutre vient toucher la surface du substrat. La mesure de la flèche n'est plus possible.

Il faut noter que  $L_{sg}=23.3 \mu\text{m}$  pour l'échantillon A1502 et A1503,  $L_{sg}=16 \mu\text{m}$  pour les plaques A1506, et  $L_{sg}=11.6 \mu\text{m}$  pour l'échantillon PTC525.

L (μm)	Valeurs de la flèche de la déflexion δ (μm) et du gradient de la contrainte résiduelle dσ/dz (GPa/μm)									
	PTC350		PTC525		A1502		A1503		A1506	
	δ	dσ/dz	δ	dσ/dz	δ	dσ/dz	δ	dσ/dz	δ	dσ/dz
100	5	-0.30	4	-0.24	10	-0.52	9	-0.41	1	-0.052
130	9	-0.33	7	-0.26	14	-0.46	14	-0.42	2	-0.066
160	11	-0.27	9	-0.22	20	-0.45	21	-0.44	5	-0.11
190	13	-0.23	13	-0.23	27	-0.45	28	-0.43	6	-0.1
220	---	---	---	---	32	-0.40	36	-0.43	8	-0.1

250	---	---	---	36	-0.36	---	10	-0.1
280	---	---	---	---	---	---	12	-0.1
310	---	---	---	---	---	---	15	-0.1
$d\sigma/dz$ (GPa/ $\mu\text{m}^{-1}$ )	-0.28	-0.23	-0.44	-0.42	-0.09			

Tableau II. 14 : Résultats des mesures des flèches de la déflexion des poutres encastrées-libres pour les différentes longueurs et valeurs du gradient de contrainte résiduelle pour chaque longueur extraites par identification avec la relation (2.36).

## 5.2. Méthodes dynamiques

Pour les poutres bi-encastrées, la méthode statique des déformations (le flambage des poutres) n'est valable que pour le cas des contraintes en compression. Pour le cas des contraintes en tension, nous mesurons les contraintes moyenne à travers la détection des fréquences de résonance des poutres bi-encastrées [120][121].

Dans cette partie, on s'intéresse à l'effet de la contrainte résiduelle en tension sur les fréquences de résonance des poutres. Celle-ci est mesurée à l'aide du vibromètre laser à effet doppler (figure II. 26) (Polytec "MSA-500"). On peut mesurer les différents modes de résonance sur des poutres en tension de différentes longueurs.

### 5.2.1. Mesure des fréquences de résonance

L'étude expérimentale a été faite sur l'échantillon PTC525, A1503, et A1506 (les échantillons qui présentent une contrainte en tension). Les mesures ont été moyennées à partir des mesures effectuées sur trois réticules différents.

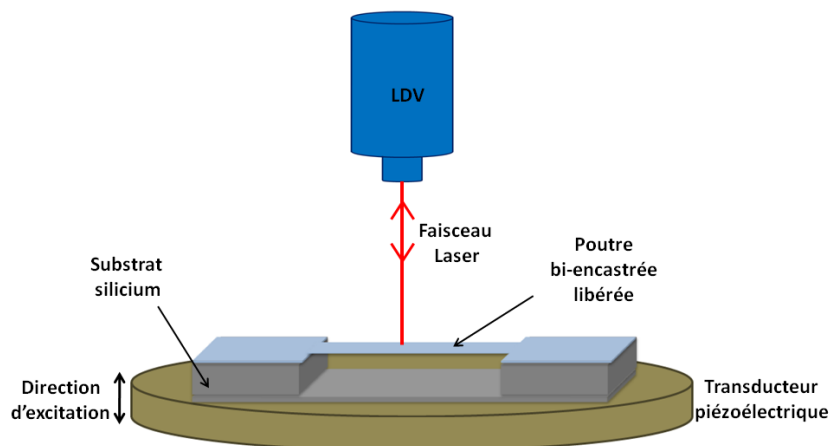


Figure II. 26 : Montage de mesure des fréquences de résonance des poutres bi-encastrées. L'excitation est effectuée par un transducteur céramique.

La figure II. 27, montre le spectre en fréquence des modes de vibration d'une poutre bi-encastrée, pour une poutre de longueur 190  $\mu\text{m}$ , avec la forme du profil de chaque mode.

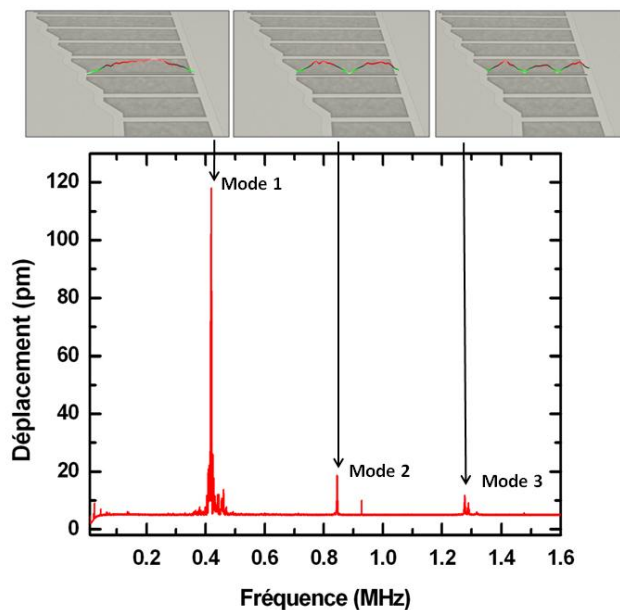


Figure II. 27 : Amplitude de vibration d'une poutre biencastree de longueur 250µm en fonction de la fréquence (échantillon A1506) pour les trois premiers modes de flexion et de la déflexion qui correspond. Extrait de l'animation de la détection par le LDV pour chaque mode,  $f_1=0.42\text{MHz}$ ,  $f_2=0.83\text{MHz}$  et  $f_3=1.27\text{MHz}$ .

Le tableau II. 15, montre les résultats des mesures faites par le vibromètre Polytec. Il s'agit des fréquences de résonance du premier mode en fonction les longueurs des poutres biencastrees pour les échantillons PTC525, A1503, et A1506.

PTC525		A1503		A1506	
L (µm)	f (KHz)	L (µm)	f (KHz)	L (µm)	f (KHz)
130	961±26	130	700±5	130	820±19
160	784±9	160	586±18	160	660±15
190	614±12	190	501±23	190	550±9
220	578±17	220	432±9	220	470±9
250	500±19	250	380±7	250	420±10
280	480±15	280	330±10	280	370±10
310	430±11	310	309±12	310	330±13

Tableau II. 15 : Résultats des mesures des fréquences de résonance des poutres biencastrees pour les plaques PTC525, A1503, et A1506. Les moyennes sont obtenues pour trois mesures.

Pour appliquer le modèle analytique, on détermine la longueur équivalente des poutres à partir d'une simulation avec COMSOL (on applique la même méthode utilisée dans le paragraphe 3), et on détermine la contrainte moyenne à partir des fréquences de résonance.



### 5.2.2. Modélisation analytique des fréquences de résonance des poutres bi-encastées

En absence des contraintes dans la poutre, la fréquence de résonance pour un mode  $n$  pour une poutre bi-encastée homogène s'écrit sous la forme [102] :

$$f_n = \frac{k_n^2}{2\pi} \sqrt{\frac{EI}{\rho A}} \frac{1}{L^2} \quad (2.37)$$

En présence d'une contrainte axiale, la fréquence de résonance s'écrit [122] [123] :

$$f_n = \frac{k_n^2}{2\pi} \sqrt{\frac{EI}{\rho A}} \sqrt{1 + \gamma_n \frac{NL^2}{12EI}} \frac{1}{L^2} \quad (2.38)$$

avec  $k_n$  et  $\gamma_n$  des constantes liées aux conditions aux limites qui dépendent du mode de vibration,  $k_1=4.73$  et  $\gamma_1=0.29$  pour le mode fondamental.

$N=\sigma A$  est la force axiale,  $A$  la section de la poutre, et  $\sigma$  la contrainte moyenne.

Pour notre cas les poutres sont composées de plusieurs couches, donc pour le mode fondamental, la fréquence de résonance, s'écrit sous la forme :

$$f_0 = \frac{4.73^2}{2\pi} \sqrt{\frac{E_{eq}I_{eq}}{\rho_{eq}A}} \sqrt{1 + 0.29 \frac{\sigma AL^2}{12E_{eq}I_{eq}}} \frac{1}{L^2} \quad (2.39)$$

avec  $\rho_{eq}$  la masse volumique équivalente de la poutre qui s'exprime en fonction des masses volumiques des différentes couches et leur épaisseur selon la relation :

$$\rho_{eq} = \frac{\rho_{GaN}t_{GaN} + \rho_{AlN}t_{AlN} + \rho_{AlGaN}t_{AlGaN}}{t_{GaN} + t_{AlN} + t_{AlGaN}} \quad (2.40)$$

où  $\rho_{GaN}$ ,  $\rho_{AlN}$  sont respectivement les masses volumiques du GaN, d'AlN, et  $\rho_{AlGaN}$  est la masse volumique de l'AlGaN qui peut être déterminé par la relation de Vegard.

La relation (2.38) peut s'écrire sous la forme :

$$f_0^2 L^4 = \left(\frac{4.73^2}{2\pi}\right)^2 \left(\frac{E_{eq}I_{eq}}{\rho_{eq}A}\right) + \left(\frac{4.73^2}{2\pi}\right)^2 \left(\frac{0.29}{12}\right) \frac{\sigma}{\rho_{eq}} L^2 \quad (2.41)$$

En utilisant les fréquences de résonance qui sont été déterminées par les mesures effectuées au vibromètre optique, la pente  $C$  de la droite qui représente  $f_0^2 L^4$  en fonction  $L^2$ , permettra de déterminer la contrainte résiduelle (relation (2.42)).

$$f_0^2 L^4 = B + CL^2 \quad (2.42)$$

### 5.2.3. Détermination des longueurs équivalentes des poutres

L'objectif de cette partie est de déterminer la longueur équivalente des poutres. Pour cela, nous avons alors effectué des simulations sous COMSOL des poutres en prenant en compte la sous-gravure. Les dimensions du plot sous-gravé sont de  $60\mu\text{m} \times L_{sg}$  d'un côté et  $30\mu\text{m} \times L_{sg}$  de l'autre côté (figure II. 28), et on le compare avec l'équation (2.36). Les différentes couches ne sont pas prises en compte pour cette étude, les poutres étant supposées constituées d'un matériau unique.

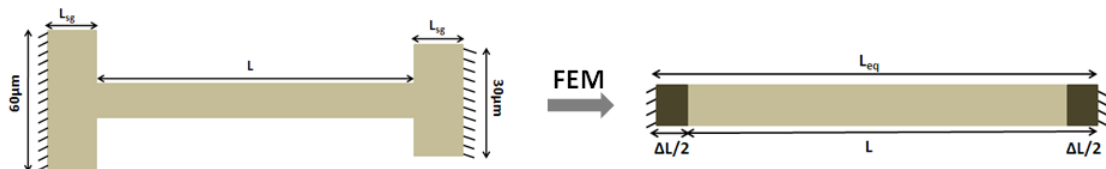


Figure II. 28 : Transformation de la géométrie de la poutre bi-encastree de longueur nominale  $L$  ayant une sous-gravure de longueur  $L_{sg}$  de chaque côté de la poutre en une poutre bi-encastree de longueur équivalente  $L_{eq} = L + \Delta L$ .

Le tableau II. 16, montre les résultats de simulation des fréquences de résonance et la longueur supplémentaire  $\Delta L$  identifié par la relation (2.36). Les paramètres utilisés pour cela sont  $E = 300 \text{ GPa}$ ,  $\rho = 6000 \text{ kg/m}^3$ , et  $t = 725 \text{ nm}$  et  $L_{sg} = 16 \mu\text{m}$  pour A1506 (structure B),  $t = 825 \text{ nm}$  et  $L_{sg} = 11.6 \mu\text{m}$  pour PTC525 (structure C), et  $t = 725 \text{ nm}$  et  $L_{sg} = 23.3 \mu\text{m}$  pour A1503 (structure D).

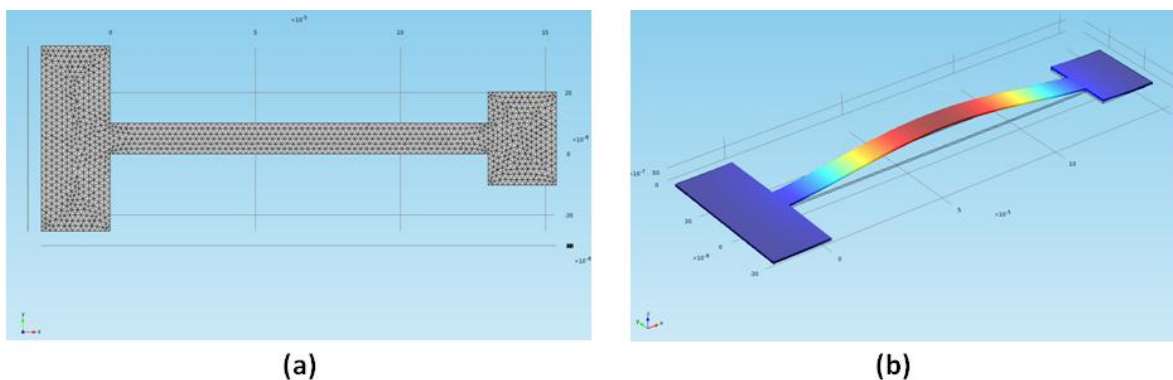


Figure II. 29 : Modélisation par éléments finis (FEM) faites sur des poutres encastrees-libres homogènes pour déterminer la longueur équivalente ( $L + \Delta L$ ) en ajoutant la sous-gravure à la longueur nominale  $L$ . (a) le maillage de la structure (b) le premier mode de flexion pour une poutre de la structure B (même épaisseur et géométrie que A1506) de longueur nominale  $L = 130 \mu\text{m}$  et  $f = 250 \text{ KHz}$ .

	Structure B		Structure C		Structure D	
$L$ ( $\mu\text{m}$ )	$f_{sim}$ (kHz)	$L + \Delta L$ ( $\mu\text{m}$ )	$f_{sim}$ (kHz)	$L + \Delta L$ ( $\mu\text{m}$ )	$f_{sim}$ (kHz)	$L + \Delta L$ ( $\mu\text{m}$ )
130	250.26	145.1	296.91	142.11	227.63	152.15

160	172.93	174.5	202.98	171.87	161.3	180.7
190	126.28	204.27	147.37	201.71	119.48	210
220	96.25	233.13	111.81	231.58	91.88	239.48
250	75.70	263.83	88.37	260.49	72.81	269.02
280	61.10	293.67	70.99	290.63	59.03	298.77
310	50.34	323.54	58.30	320.70	48.83	328.5

*Tableau II. 16 : Fréquences de résonance obtenues par simulation  $f_{sim}$  par COMSOL et les valeurs des longueurs équivalente  $L_{eq}$  à utiliser dans l'équation (2.40) pour trouver la même fréquence de résonance. Comparaison faite pour des poutres avec  $E=300$  GPa,  $\rho=6000$  kg/m<sup>3</sup>, et  $t=825$ nm pour l'échantillon PTC525,  $t=725$ nm pour l'échantillon A1503 et A1506.*

D'après les résultats présentés dans le tableau II. 16, la dimension de la sous-gravure est équivalente en moyenne à une longueur supplémentaire  $\Delta L=11.25\pm 0.86$   $\mu\text{m}$  pour la plaque PTC525,  $\Delta L=19.82\pm 2.33$   $\mu\text{m}$  pour la plaque A1503, et  $\Delta L=14\pm 1.1$   $\mu\text{m}$  pour la plaque A1506

#### **5.2.4. Détermination des contraintes résiduelles**

Nous avons ensuite utilisé le modèle analytique corrigé afin de déterminer la contrainte résiduelle moyenne dans les poutres pour les trois échantillons. Pour cela, nous avons comparé le modèle analytique corrigé avec les fréquences de résonances mesurées à l'aide du vibromètre LDV.

Les fréquences de résonances du mode fondamental des poutres des plaques PTC525, A1503, et A1506 sont représentées sur les courbes de la figure II. 30 en fonction des longueurs équivalentes obtenues par la FEM.

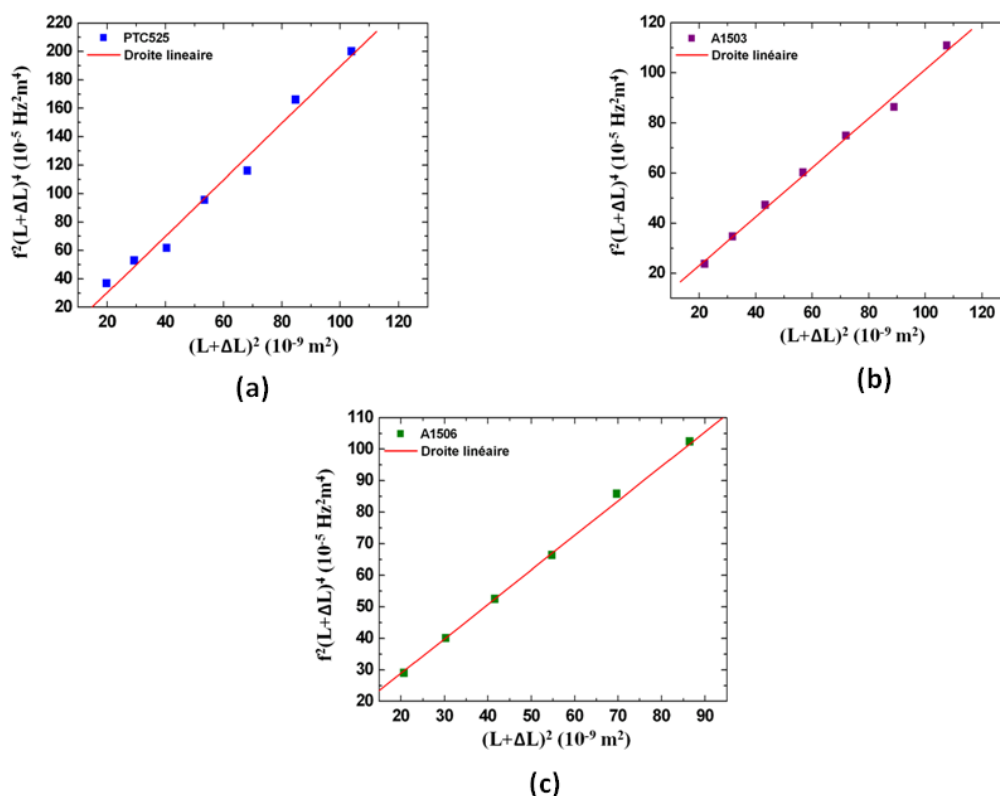


Figure II. 30 : Courbe représentative de  $f^2(L+\Delta L)^4$  en fonction de  $(L+\Delta L)^2$ . Les valeurs de fréquences sont issues des mesures par vibrométrie (a) Échantillon PTC525 (b) Échantillon A1503 (c) Échantillon A1506.

Pour déterminer les contraintes résiduelles en tension dans chaque échantillon, il suffit de résoudre l'équation suivante :

$$\left(\frac{4.73^2}{2\pi}\right)^2 \left(\frac{0.29}{12}\right) \frac{\sigma}{\rho_{eq}} = C \quad (2.43)$$

Où  $C$  est la pente de la droite de régression linéaire des points de la courbe. Le tableau II. 17 présente les pentes de chaque courbe, les masses volumiques (à partir de la relation (2.39)), et les contraintes correspondantes (identification par la relation (2.42)).

	<b>PTC525</b>	<b>A1503</b>	<b>A1506</b>
$\rho_{eq}$ (Kg/m <sup>3</sup> )	5388	5292	5290
$C$	$(19.89 \pm 1.05) \times 10^3$	$(97.81 \pm 3.10) \times 10^2$	$(10.94 \pm 0.19) \times 10^3$
$\sigma$ (MPa)	$344 \pm 18$	$166 \pm 5$	$185 \pm 3$

Tableau II. 17 : Valeurs des masses volumiques des trois échantillons : PTC525, A1503, et A1506., des pentes de chaque courbe, et des contraintes résiduelles correspondantes.

## 6. Comparaison des résultats

Sur la figure II. 31, on collecte les résultats des valeurs des gradients de contraintes pour tous les échantillons mesurés.

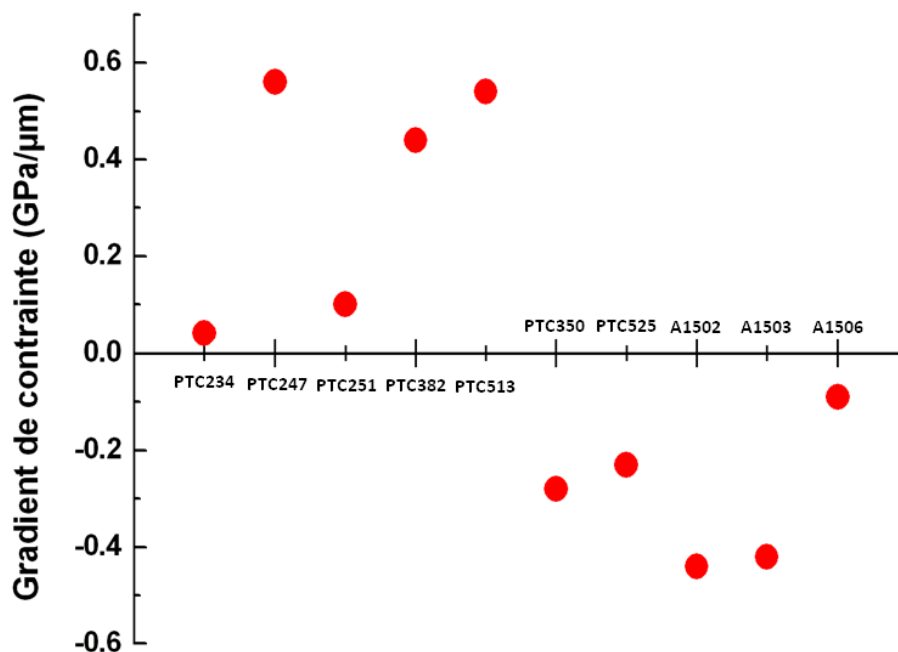


Figure II. 31 : Valeurs du gradient de contrainte calculé à partir des mesures de la flèche de déflexion de différentes poutres de longueurs différentes.

Sur la figure II. 32, on collecte les résultats des valeurs de la contrainte moyenne pour tous les échantillons mesurés par les différentes techniques disponibles.

D'après cette figure, les méthodes utilisant les courbures des plaques et les poutres bi-encastées (soit le flambage, soit le décalage des fréquences), pour la détermination des contraintes résiduelles moyennes fournissent une excellente approximation pour les contraintes résiduelles dans les structures. Ces deux méthodes montrent une corrélation sur les valeurs des contraintes mesurées. La méthode de l'indicateur mécanique, montre un décalage sur les résultats des contraintes, qui est peut être expliqué par l'imprécision des valeurs de déplacement mesurées due aux gradients de contrainte dans le levier de mesure.

Pour les structures épaisses, l'échantillon PTC350 a la contrainte résiduelle moyenne la plus faible parmi les échantillons, mais un gradient de contrainte important par rapport aux autres échantillons, donc c'est une structure intéressante pour réaliser des résonateurs en poutres bi-encastées. Par contre l'échantillon PTC234 a le gradient de contrainte le plus faible, donc c'est la structure idéale pour réaliser des résonateurs à poutres encastées-libres.

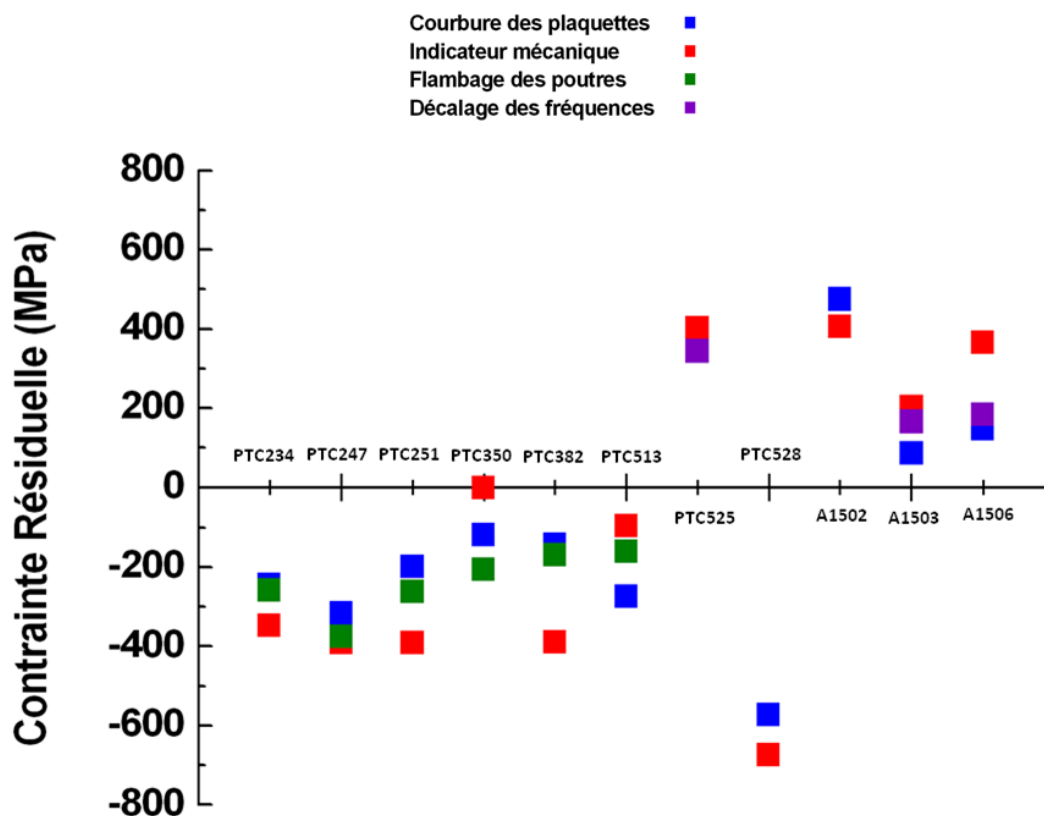


Figure II. 32 : Représentation des valeurs des contraintes moyennes pour chaque échantillon, selon les différentes méthodes de mesure.

On remarque également que les couches PTC 350, 382 et 513 semblent avoir une contrainte résiduelle moyenne légèrement plus faibles que les plaques PTC 234, 247 et 251. Lorsque nous étudions les épaisseurs des couches sur le tableau II.1, nous constatons que les épaisseurs des couches 3 et 4 ont été réduites par rapport à la plaque PTC251. Il semble donc possible de minimiser la contrainte moyenne des plaques en optimisant ces épaisseurs. L'explication fine du processus ne nous apparaît cependant pas immédiatement.

Pour ce qui est de la couche PTC 528, le remplacement dans le couche d'adaptation en AlN par de l'AlGaIn influence également fortement la contrainte résiduelle. Cette voie pourrait donc être approfondie.

Pour les structures minces, l'échantillon A1503, a la contrainte moyenne la plus faible, donc c'est la structure idéale pour réaliser des résonateurs en poutres bi-encastées et l'échantillon A1506 qui présente le gradient de contrainte le plus faible est la structure idéale pour réaliser des résonateurs à poutres encastées-libres.

Ces structures présentent l'intérêt majeur d'être en tension ce qui montre que le signe de la contrainte résiduelle peut être contrôlé lors de la croissance et que la réalisation de couches GaN minces peu contraintes sont possibles, ce qui permet d'envisager la miniaturisation des

résonateurs. Le dopage carbone est également un moyen de modifier la contrainte résiduelle comme on peut l'observer sur les plaques A1502 par rapport à la A1503. En effet ce dopage modifie le nombre de dislocations ce qui influence la contrainte présente dans le structure.

## 7. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons pu déterminer les propriétés mécaniques des matériaux nitrures, tel que les modules d'Young et les contraintes résiduelles à travers des plaques épitaxiées sur un substrat de silicium. Dans un premier temps, on a déterminé les modules d'Young des matériaux nitrures tel que le GaN, l'AlN et l'AlGaIn en utilisant la méthode des fréquences de résonances des poutres encastrées-libres composites par différentes couches. Cette méthode montre des modules d'Young de 261 GPa pour le GaN et 339 GPa pour l'AlN. Dans un deuxième temps, on a utilisé ces derniers pour déterminer les contraintes résiduelles dans les différentes plaques épitaxiées à partir des méthodes statiques telles que les courbures des plaques et l'auto-déformation des structures libérées et des méthodes dynamiques telles que le décalage des fréquences de résonance.

Ce travail nous a conduits à constater que les méthodes utilisant les courbures des plaques et les poutres bi-encastrées (soit le flambage, soit le décalage des fréquences), pour la détermination des contraintes résiduelles moyennes montrent une corrélation sur les valeurs des contraintes mesurées. Par contre, la méthode de l'indicateur mécanique, donne des valeurs des contraintes qui s'écartent de ces valeurs.

Enfin il est possible de réaliser des couches présentant des contraintes résiduelles en compression et en tension (de -600 à 500 MPa) en modifiant la structure des couches en particulier les épaisseurs des couches d'adaptation ou leur dopage au carbone.

**Chapitre 3 : Étude de l'actionnement  
piézoélectrique des résonateurs MEMS à base  
d'hétérostructure AlGaN/GaN**



## 1. Introduction

Ce chapitre est dédié à l'étude de résonateurs MEMS à poutre vibrante à base d'hétérostructure AlGaN/GaN. Ce résonateur a été réalisé au sein de notre laboratoire *IEMN* sur une couche commerciale épitaxiée par la société *PICOGIGA* dans le cadre du projet ANR MEMSGaN, sur lequel notre groupe a démontré le premier HEMT résonant (décrit dans le paragraphe 3.6 du premier chapitre). La poutre vibrante est formée par une couche piézoélectrique active AlGaN très fine ( $\sim 22$  nm) déposée sur une poutre épaisse ( $\sim 2.3$   $\mu\text{m}$ ). L'actionneur est formé par la couche d'AlGaN qui est située en sandwich entre une électrode inférieure formée par le gaz d'électrons confiné à l'interface de l'hétérostructure AlGaN/GaN et une électrode supérieure constituée par un contact métallique formant une diode Schottky. Dans ce chapitre, nous présentons l'étude de l'efficacité de l'actionnement.

Notre étude se divise en plusieurs parties. Nous avons dans un premier temps caractérisé expérimentalement l'actionneur en effectuant des mesures électriques sur la diode Schottky et des mesures de vibration de la poutre résonante. Nous présenterons ensuite un modèle analytique permettant de déterminer le déplacement de la poutre à la résonance. Puis nous effectuons des simulations par éléments finis en utilisant le logiciel COMSOL. Enfin, nous discuterons les résultats de mesure en les comparant avec ceux obtenus par la modélisation analytique et par la simulation par éléments finis.

## 2. Principe de fonctionnement

Les résonateurs MEMS utilisant l'actionnement piézoélectrique contiennent une couche piézoélectrique (l'élément actif dans le résonateur) située en sandwich entre deux électrodes métalliques (électrode supérieure et électrode inférieure). Cela permet d'actionner une poutre élastique par l'effet bimorphe [81][46][44]. L'idée ici est d'utiliser le gaz bidimensionnel d'électrons à l'interface de l'hétérostructure AlGaN/GaN comme électrode inférieure et une couche de métal déposée sur l'AlGaN comme électrode supérieure (figure III. 1).

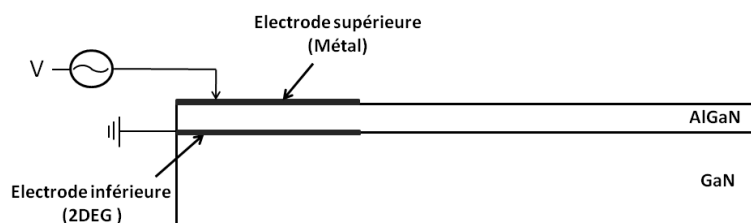


Figure III. 1 : Schéma de fonctionnement d'un résonateur à poutre vibrante à base d'hétérostructure AlGaN/GaN

Pour les électrodes (supérieure et inférieure), un premier contact métallique sera déposé sur la couche d'AlGaN pour réaliser l'électrode supérieure, et un deuxième contact métallique pour connecter l'électrode inférieure.

Ces deux contacts métalliques sont de type métal/semi-conducteur. On rappelle brièvement quelques propriétés de ce type de contact.

### 3. Contact métal/semi-conducteur

Lorsqu'on dépose un métal (M) sur un semi-conducteur (SC), il en résulte une barrière de potentiel  $\varphi_b$  à l'interface déterminée par la relation suivante :

$$e\varphi_b = \varphi_m - \chi \quad (3.1)$$

Où  $\varphi_m$  est le travail de sortie du métal,  $\chi$  l'affinité électronique du semi-conducteur (figure III. 2) et  $e$  la charge de l'électron ( $1.6 \times 10^{-19} \text{C}$ ).

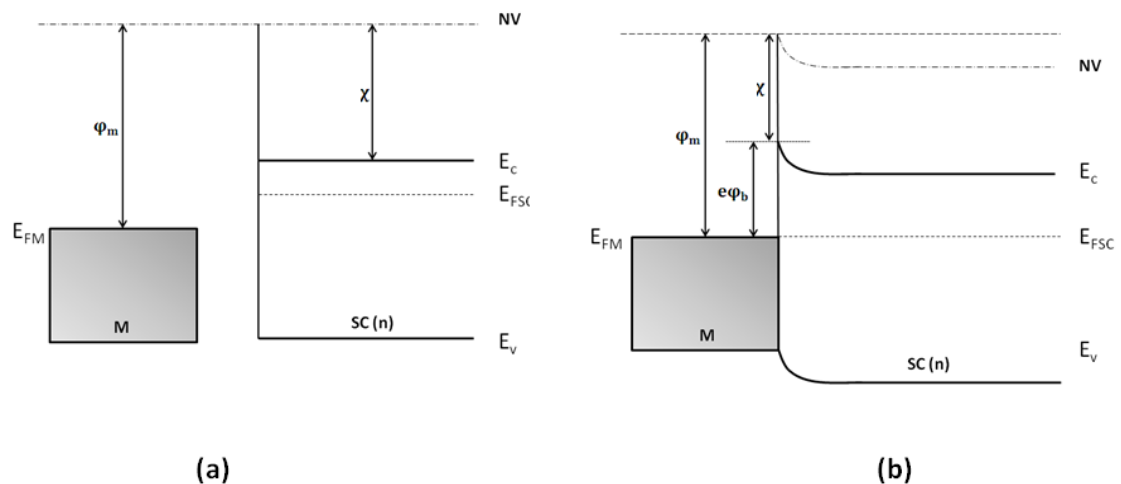


Figure III. 2 : Diagramme énergétique du contact métal/semi-conducteur (a) avant contact (b) après contact.

$E_v$ ,  $E_F$ ,  $E_c$  et NV sont respectivement l'énergie de la bande de valence, l'énergie de Fermi, l'énergie de la bande de conduction et le niveau du vide.

Lors du contact du métal sur un semi-conducteur de type  $n$  (qui est le cas pour le GaN), des électrons du semi-conducteur vont migrer vers le métal jusqu'à l'alignement des niveaux de Fermi. Les électrons vont s'accumuler à l'interface Métal/Semi-conducteur côté métal, laissant des donneurs ionisés du côté semi-conducteur.

Ces deux densités de charges à l'interface (négatives à côté métal et positives du côté du semi-conducteur) produisent un dipôle électrostatique et par suite une barrière de potentiel qui stoppe le transfert d'électrons du semi-conducteur vers le métal.

### 3.1. Les mécanismes de conduction dans un contact métal/semi-conducteur

Plusieurs mécanismes sont à l'origine de la conduction dans un contact métal/semi-conducteur et peuvent se manifester simultanément ou séparément, en polarisation directe ou inverse. Nous décrivons dans la figure II.3 ci-dessous et dans ce qui suit les principaux mécanismes de transport de charge à travers une barrière Schottky.

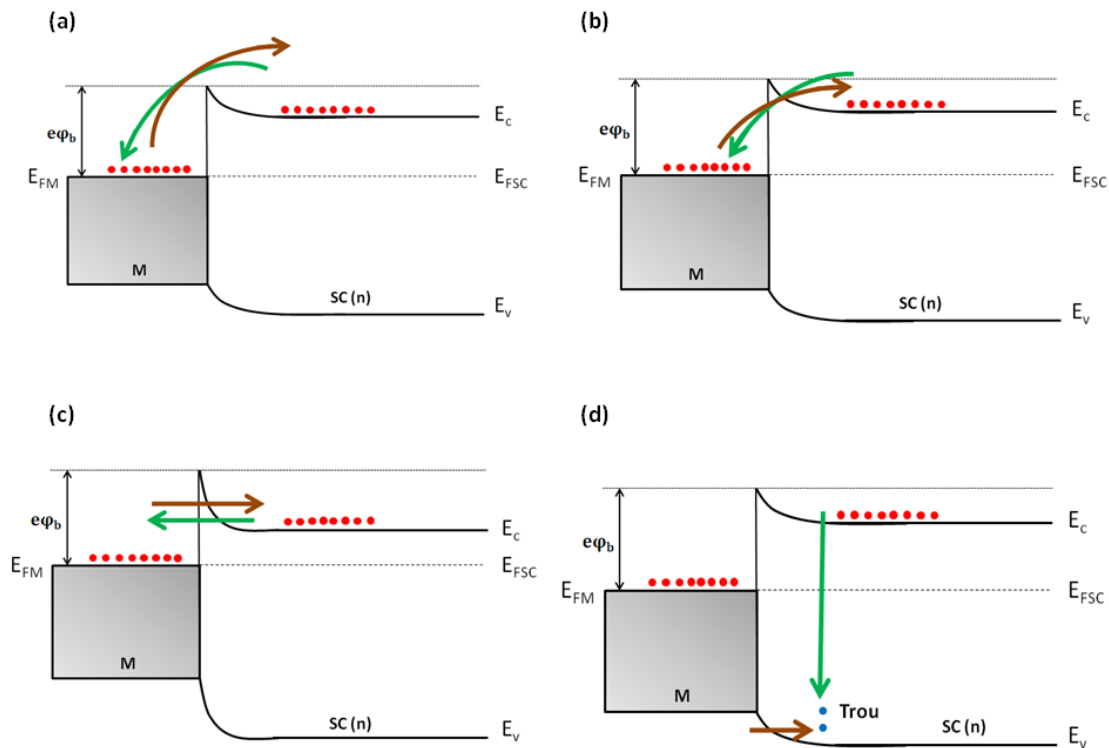


Figure III. 3 : Principaux mécanismes de conduction des électrons dans un contact métal/semi-conducteur sous polarisation directe.

La conduction du courant du semi-conducteur vers le métal se fait par le franchissement des électrons de la barrière de potentiel sous polarisation directe principalement par (figure III. 3) :

- Effet thermoïonique : les électrons passent au dessus de la barrière sous une excitation suffisante. Les électrons peuvent passer si la barrière métal/semi-conducteur est faible. Ce mécanisme est dominant lorsque le semi-conducteur est faiblement dopé ( $n_D \ll 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ).
- Effet thermoïonique assisté par effet tunnel : cet effet combine l'effet tunnel et l'effet thermoïonique. Il concerne les semi-conducteurs à dopages moyens ( $10^{17} \text{ cm}^{-3} < n_D < 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ).
- Effet tunnel : c'est l'effet qui domine dans le cas des semi-conducteurs fortement dopés. Dans ce cas la barrière est étroite et les électrons le traversent par effet tunnel.
- Effet de recombinaison des porteurs dans zone de charge d'espace : c'est la recombinaison des paires électrons-trous au travers de la bande interdite.

### 3.2. Contacts Schottky

Lorsque le contact métal/AlGaN/GaN n'est pas recuit, il se comporte comme un élément redresseur. On parle alors du contact Schottky. Le contact Schottky permet de commander la densité électronique dans le canal du gaz d'électrons bidimensionnel. Le choix du métal qui forme ce contact est important pour la performance du dispositif. Pour avoir un bon contact Schottky, il faut que le travail de sortie du métal soit plus grand que l'affinité électronique du semi-conducteur GaN (4.1 eV [124]). Pour augmenter la barrière Schottky et par suite améliorer les caractéristiques du contact Schottky, une couche en GaN ou en AlGaN non intentionnellement dopé doit être déposée entre la couche d'AlGaN et le contact métallique [125]. Plusieurs combinaisons de matériaux sont utilisés pour les contacts Schottky tel que Ni/Au, Pt/Au, et Mo/Au qui montrent une bonne stabilité thermique et ne présentent pas d'inter-diffusion métallique [126]. Dans notre cas on utilise l'empilement Mo/Au qui été développé pour les transistors à effet de champ.

### 3.3. Contact ohmique

Après un recuit à haute température (environ 800°C) un contact métal/AlGaN/GaN peut devenir résistif. Il permet alors de connecter le gaz bidimensionnel d'électrons dans le canal et par suite de polariser l'électrode inférieure de l'actionneur. Il est possible de diminuer les résistances de contact en favorisant l'effet tunnel à travers la barrière métal/semi-conducteur comme mécanisme de transport des porteurs. Pour le contact ohmique, comme pour le contact Schottky, le choix de la métallisation joue un rôle important dans la performance du dispositif. Pour obtenir un bon contact ohmique il faut choisir un métal dont leur travail de sortie est proche de l'affinité électronique du GaN. Dans notre cas on utilise la métallisation formée par Ti/Al/Ni/Au qui a permis d'obtenir de faibles résistances d'accès.

## 4. Conception et réalisation technologique du résonateur

Les résonateurs que nous étudions combinent un actionneur piézoélectrique utilisant les propriétés semi-conductrices des matériaux nitrures et un détecteur HEMT-résonant qui a été étudié antérieurement par notre groupe de recherche (Faucher et al [89]).

Dans cette partie, on décrit la conception et la réalisation technologique des résonateurs.

### 4.1. Conception du résonateur

Dans le cadre de ce travail, nous avons étudié des résonateurs formés par une poutre qui résonne dans la gamme de fréquence [1-10MHz]. Pour cela, on utilise une poutre qui vibre en mode de flexion hors plan de longueur 100  $\mu\text{m}$  et de largeur 5  $\mu\text{m}$  (figure III. 4) réalisée à partir d'une d'hétérostructure AlGaN/GaN d'épaisseur standard pour les transistors HEMT ( $\sim 2.3 \mu\text{m}$ ) qui sera décrite dans la partie suivante.

Pour le détecteur qui est un dispositif actif, comme on l'a mentionné, il est formé par un transistor HEMT intégré sur la poutre et capable d'amplifier la détection des contraintes qui proviennent de la déflexion de la poutre. Le HEMT-résonant est connecté par un drain, une

source et une grille notés respectivement  $D_{det}$ ,  $S_{det}$  et  $G_{det}$  (figure III. 4).

Pour l'actionneur, il est constitué par une électrode inférieure formée par le gaz bidimensionnel d'électrons et une électrode métallique supérieure de type Schottky. Les deux électrodes prennent en sandwich la couche piézoélectrique active AlGaN qui génère des contraintes par l'effet piézoélectrique inverse. L'action de ces contraintes sur l'axe neutre de la poutre engendre un moment qui conduit à la déflexion de la poutre entière. On connecte l'électrode inférieure (le gaz bidimensionnel d'électrons) par deux contacts ohmiques pour assurer une meilleure répartition du potentiel et limiter les résistances d'accès. Dans la pratique, il est formé par un transistor composé par un drain, source et une grille notés respectivement  $D_{act}$ ,  $S_{act}$  et  $G_{act}$  (figure III. 4). Dans notre étude, afin d'assurer le comportement de l'actionneur en diode Schottky, le potentiel appliqué sur le drain sera soit flottant soit celui appliqué à la source. Cependant, la configuration en transistor permettra d'en valider le comportement électrique.

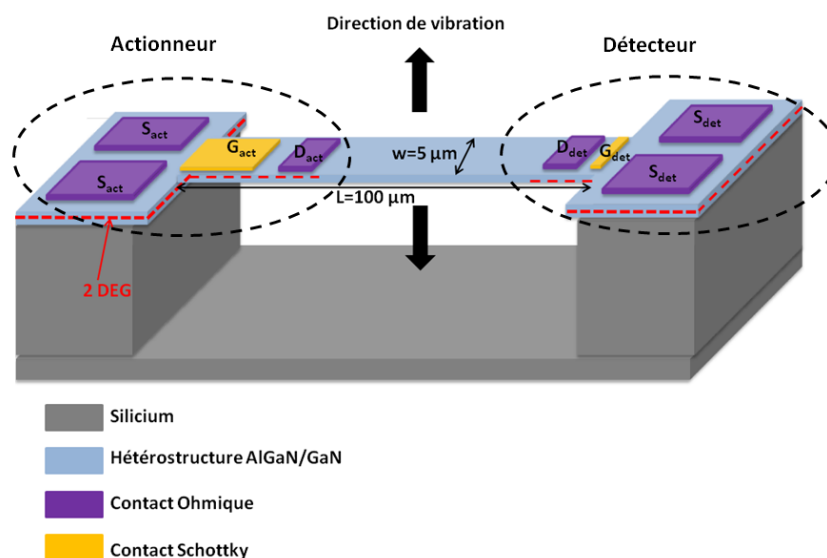


Figure III. 4 : Schéma du résonateur à poutre vibrante à base d'hétérostructure AlGaN/GaN actionné par une électrode supérieure formée par un contact Schottky et une électrode inférieure formée par le gaz bidimensionnel d'électrons connecté par des contacts ohmiques.

## 4.2. Réalisation technologique du résonateur

La fabrication du résonateur à poutre vibrante est effectuée sur une hétérostructure AlGaN/GaN épitaxiée par jets moléculaires (EJM) sur un substrat de silicium (111). La couche épitaxiale commence par une couche de nucléation d'AlN d'épaisseur 35 nm suivie par deux couches de GaN et d'AlN chacune d'épaisseur 250 nm qui permettent de relâcher les contraintes. Ces couches sont suivies par la couche tampon de GaN d'épaisseur 1800 nm. Elle est suivie par une barrière d'AlGaN avec un taux d'aluminium de 26% d'épaisseur 20 nm et une couche de GaN de passivation d'épaisseur 2 nm (figure III. 5).

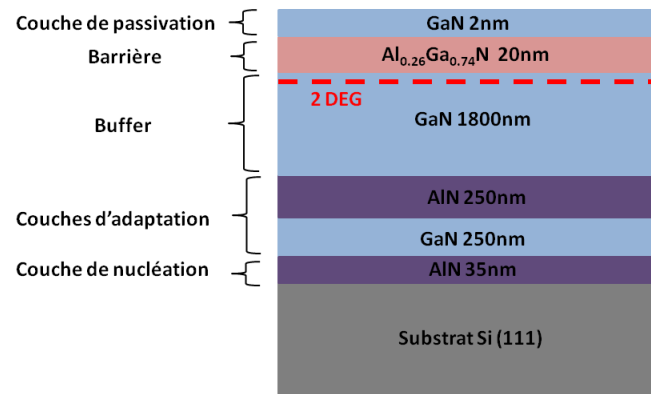


Figure III. 5 : Composition de l'hétérostructure AlGaIn/GaN épitaxiée par EJM. La structure formée par une couche de nucléation en AlN, deux couches d'adaptation, la couche tampon en GaN suivie d'une barrière d'AlGaIn et d'une couche de GaN de passivation.

La réalisation du résonateur consiste à utiliser le procédé technologique de fabrication des HEMTs suivi par un procédé de technologie de fabrication des poutres (figure III. 6)

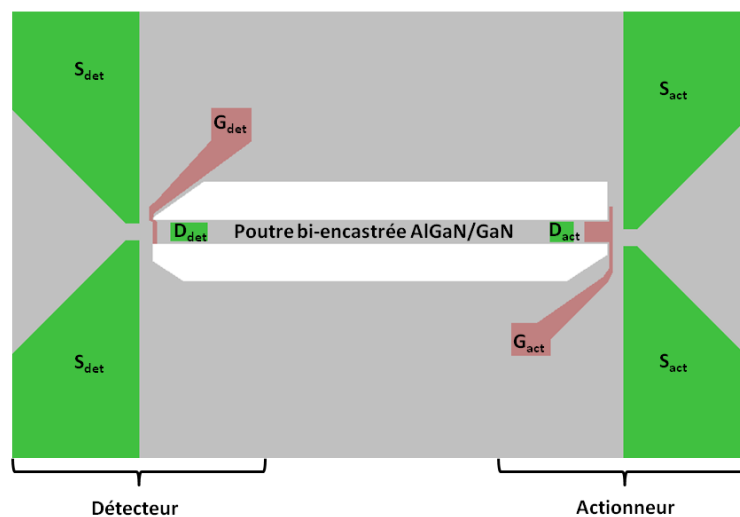


Figure III. 6 : Principaux masques du procédé technologique du résonateur, à droite l'actionneur formé par une diode Schottky, à gauche le détecteur HEMT-résonant. Le niveau vert est celui des contacts ohmiques, le niveau rose est celui des contacts Schottky et le niveau blanc est celui de la gravure des poutres. Le niveau d'isolation électrique n'est pas représenté pour plus de clarté.

Le procédé technologique de fabrication (figure III. 7) consiste d'abord à réaliser l'actionneur du résonateur formé par une diode Schottky et le détecteur formé par un transistor HEMT-résonant. La première étape consiste en un dépôt métallique formé par Ti/Al/Ni/Au qui est ensuite recuit pendant 30 s à 850°C pour réaliser les contacts ohmiques avec une faible résistance d'accès. On mesure cette dernière en utilisant la méthode de TLM (Transmission Line Method) [127], et on obtient une résistance de l'ordre de 0.5  $\Omega \times \text{mm}$ . La mesure permet également de déterminer la résistance du gaz d'électrons pour laquelle on trouve 600  $\Omega/\text{carré}$ .

La deuxième étape consiste à rendre isolant le gaz bidimensionnel d'électrons sauf dans la zone des transducteurs (actionneur et détecteur) par une implantation ionique d'argon (Ar) avec une énergie de 50 keV et une dose  $5 \times 10^{13}/\text{cm}^2$ . L'implantation permet aussi de limiter les fuites de courant provenant du gaz bidimensionnel d'électrons entre l'actionneur et le détecteur. La troisième étape consiste à déposer par lift-off le contact métallique formé par Mo/Au pour constituer les contacts Schottky.

Les étapes suivantes ont pour objectif de réaliser un pont pour le chevauchement du contact Schottky qui permet l'accès au contact ohmique. Pour cela on dépose une couche de dioxyde de silicium ( $\text{SiO}_2$ ) d'épaisseur 150 nm à l'aide de dépôt en phase vapeur stimulé par plasma (PECVD : Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition). Cette étape est suivie par une étape de métallisation en Ti/Au. Cette métallisation est également utilisée pour former des accès métalliques coplanaires permettant l'accès aux contacts ohmique et Schottky.

Les deux étapes suivantes permettent de définir la structure vibrante du résonateur. D'abord, une couche de  $\text{SiO}_2$  d'épaisseur 1  $\mu\text{m}$  a été déposée. Elle est ensuite gravée par un plasma de  $\text{CF}_4/\text{O}_2$  pour définir le masque de gravure du GaN. Ensuite une gravure par un plasma d' $\text{Ar}/\text{Cl}/\text{BCl}_3$  permet de graver l'hétérostructure  $\text{AlGaIn}/\text{GaIn}$ . Après avoir enlevé le matériau du masque en  $\text{SiO}_2$  restant par un plasma  $\text{CF}_4/\text{CHF}_3$ , une gravure sèche de  $\text{XeF}_2$  est faite pour graver le silicium sous la poutre et par suite la libérer la poutre du substrat de silicium.

Ces étapes du procédé technologique sont représentées sur la figure III. 7.

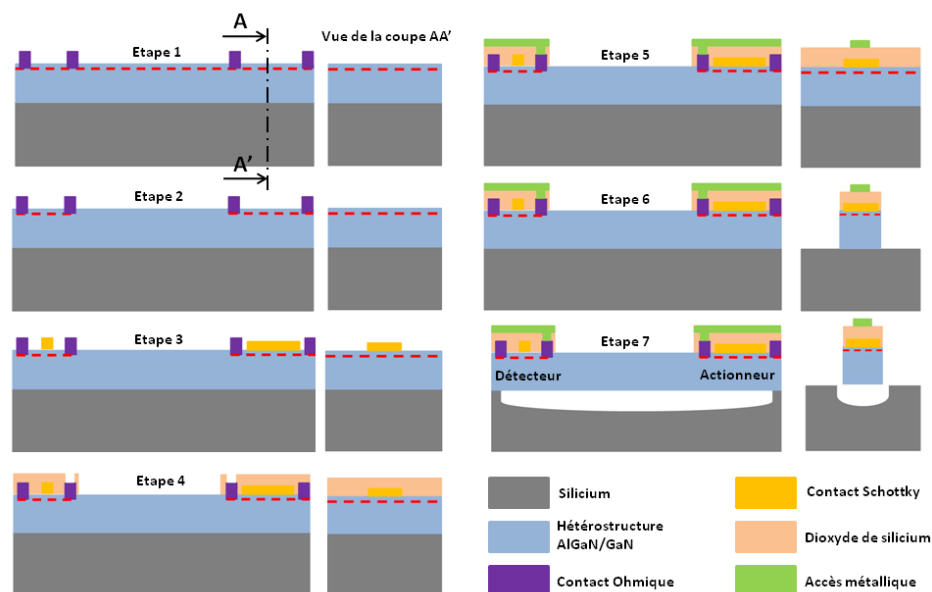


Figure III. 7 : Les principales étapes du procédé technologique de fabrication d'un résonateur MEMS à base d'hétérostructure  $\text{AlGaIn}/\text{GaIn}$  à poutre vibrante (a) Étape 1 : Dépôt et recuit des contacts ohmiques formés par  $\text{Ti}/\text{Al}/\text{Ni}/\text{Au}$  (b) Étape 2 : Implantation ionique des ions d'Ar pour enlever le gaz bidimensionnel d'électrons en dehors du détecteur et de l'actionneur (c) Étape 3 Dépôt du contact Schottky formé par  $\text{Mo}/\text{Au}$  (d) Étape 4 : Dépôt de  $\text{SiO}_2$ . (e) Étape 5 : Dépôt des ponts métalliques en  $\text{Ti}/\text{Au}$ . (f) Étapes 6 et 7 : Gravure du GaN par un plasma chloré suivie par une gravure du silicium pour libérer la poutre de GaN du substrat de silicium.

La figure III. 8, montre une image par microscope optique des éléments du résonateur, avec l'actionneur formé par une diode Schottky, la structure vibrante qui est une poutre bi-encastée et le détecteur formé par un transistor HEMT résonant.

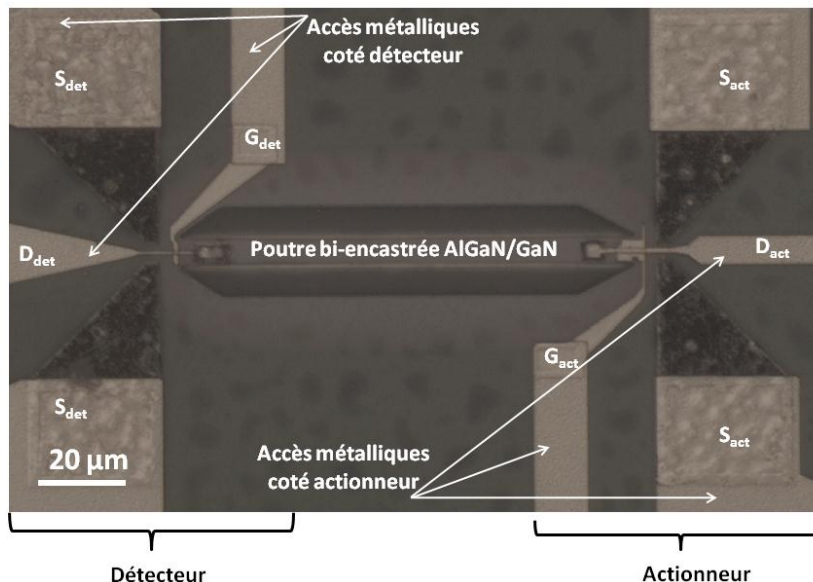


Figure III. 8 : Image par microscopie optique du résonateur après réalisation. On observe le drain, la source et la grille de l'actionneur et du détecteur avec les accès métallique connectant les différents éléments des transistors de l'actionneur et du détecteur.

L'actionneur et le détecteur possèdent des accès grille-source et drain-source en technologie coplanaire où la source est prise comme référence. La prise en contact des transistors formant l'actionneur et le détecteur pourra ainsi s'effectuer grâce à des pointes coplanaires (masse-signal-masse) dont l'écart masse-signal est de 125 µm.

## 5. Étude de l'actionneur

L'actionneur est formé par deux contacts ohmiques et un contact Schottky et a la même configuration qu'un transistor HEMT. Il est cependant polarisé de façon à n'utiliser que la diode Schottky. La figure III. 9, montre la structure de l'actionneur en coupe.



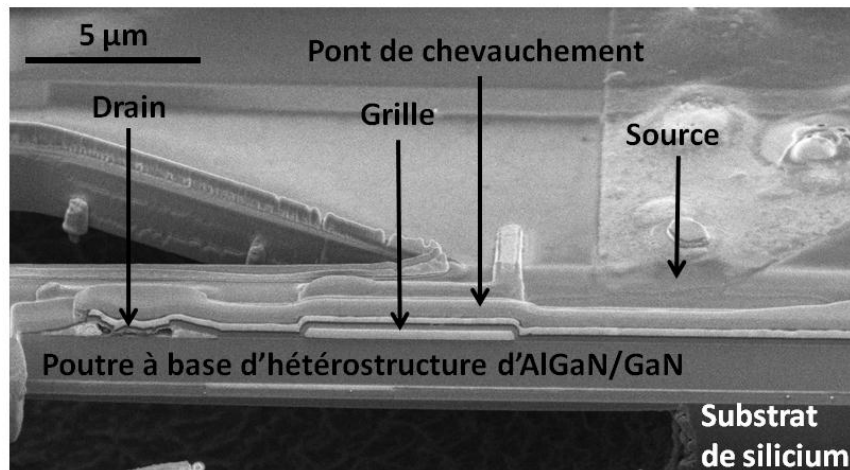


Figure III. 9 : Image par microscopie électronique de l'actionneur du résonateur MEMS à base d'hétérostructure AlGaN/GaN après une coupe transversale de l'actionneur le long de la poutre faite par un faisceau d'ion focalisé (FIB : Focused Ion Beam). On peut voir les trois contacts en plus du pont de chevauchement du transducteur.

Dans ce paragraphe, on s'intéresse à l'efficacité de l'actionneur. Pour cela nous avons effectué des mesures électriques en régime statique des caractéristiques électriques de l'actionneur suivi par des mesures de l'amplitude de vibration de la poutre. Ces résultats de mesure seront comparés à une modélisation analytique et à une modélisation par éléments finis.

### 5.1. Caractérisation électrique et mécanique

Pour assurer l'actionnement piézoélectrique, on applique une tension sinusoïdale  $V_{ac}$  sur la grille qui joue le rôle de l'électrode supérieure, et les contacts ohmiques qui sont connectés au gaz bidimensionnel d'électrons qui joue le rôle d'une électrode inférieure. Le champ électrique qui apparait entre ces deux électrodes, produit dans la couche piézoélectrique active AlGaN, des contraintes mécaniques par l'effet piézoélectrique inverse. Les composantes horizontales de ces contraintes vont produire un moment mécanique de déflexion grâce à la distance entre l'axe neutre de la poutre et la région d'application des contraintes [81].

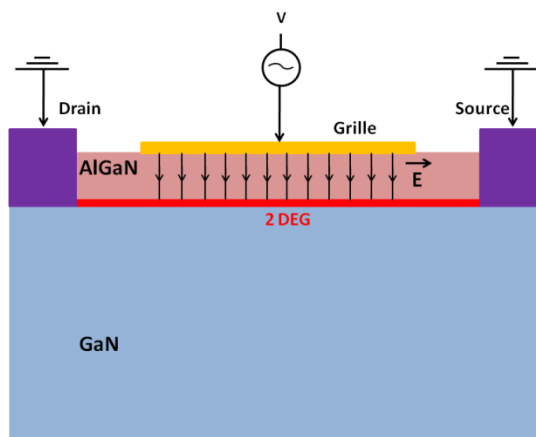


Figure III. 10 : schéma de structure de l'actionneur

Une tension continue  $V_{GS}$  externe appliquée entre la grille et le gaz bidimensionnel permet de contrôler la densité des électrons dans le canal du transistor. Elle aura un effet sur la vibration de la poutre résonante.

Des mesures électriques en régime statique de l'actionneur et des mesures mécaniques de l'amplitude de vibration montreront l'effet de cette polarisation et par suite de la quantité d'électrons dans le gaz sur l'actionnement du résonateur.

### 5.1.1. Mesure électrique

#### 5.1.1.1. Mesure du courant de drain en régime statique

Pour la caractérisation électrique en courant statique, on utilise une source Keithley 2612A. Cet appareil de mesure est un système de caractérisation I-V de dipôles électriques. Il possède deux sources d'alimentation notées A et B qui permettent d'imposer ou de mesurer le courant ou la tension. La plage de tension est entre -200 V et +200 V et la plage de courant est entre -50 A et 50 A. La résolution minimale en tension est 1  $\mu$ V et en courant, de 1 fA. Leur pilotage peut être pris en charge par un ordinateur grâce à un bus standard GPIB.

Les mesures électriques permettent de déterminer l'évolution du courant  $I_D$  circulant dans le canal du gaz d'électrons bidimensionnel pour différentes valeurs de tension de grille  $V_{GS}$ .

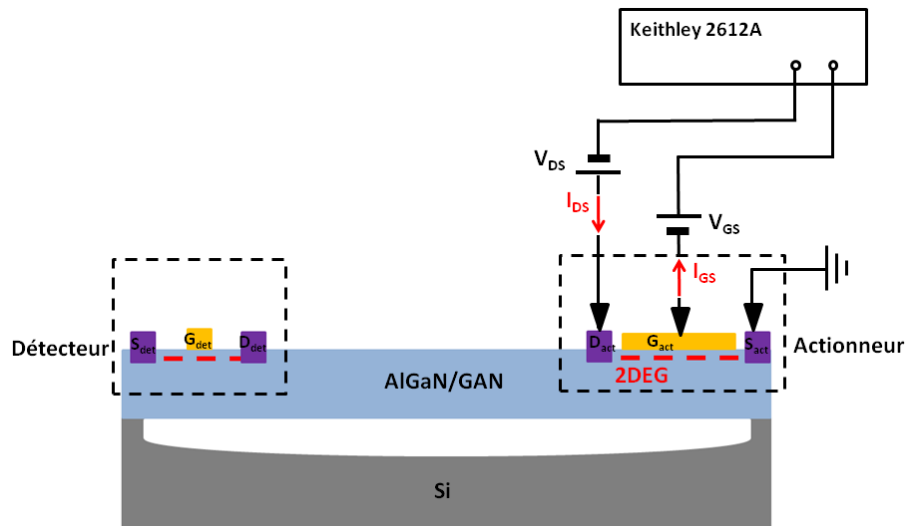


Figure III. 11 : Montage de mesure électrique de l'actionneur, permettant de mesurer le courant  $I_D$  pour différentes tensions de grille et de drain.

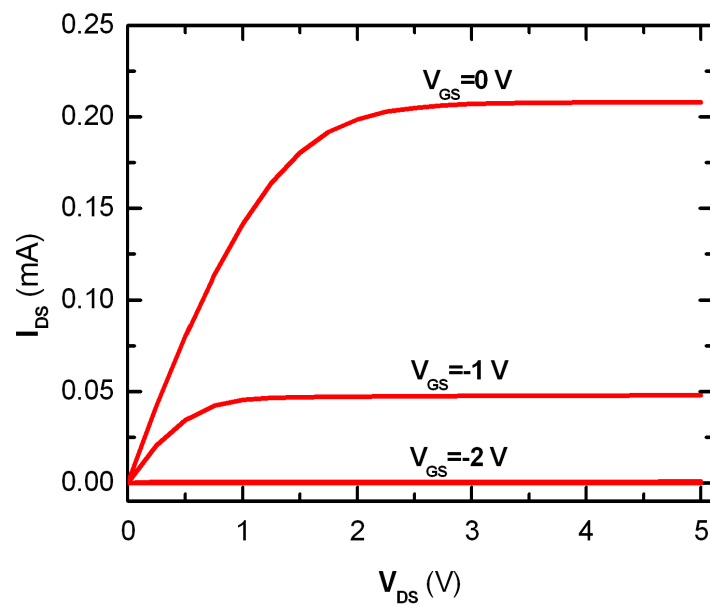


Figure III. 12 : Caractéristique électrique transistor formant l'actionneur du résonateur : la réponse statique du transistor pour différentes valeurs de tension négative de  $V_{GS}$  montre que la diode Schottky contrôle bien le courant dans le canal d'électrons.

La figure III. 12, présente les courbes d'évolution du courant  $I_{DS}$  qui varie en fonction de la tension de polarisation  $V_{DS}$  pour différentes valeurs de tension de  $V_{GS}$ .

La courbe  $I_{DS}$ - $V_{DS}$  présente deux régimes, un régime linéaire pour petit signal de  $V_{DS}$  ( $<1$  V) et un régime de saturation en passant par un régime intermédiaire.

Le courant diminue en fonction de la polarisation  $V_{GS}$  jusqu'à s'annuler ( $-3$  V  $< V_{GS} < -2$  V) ce qui montre que la grille contrôle parfaitement le courant dans le canal.

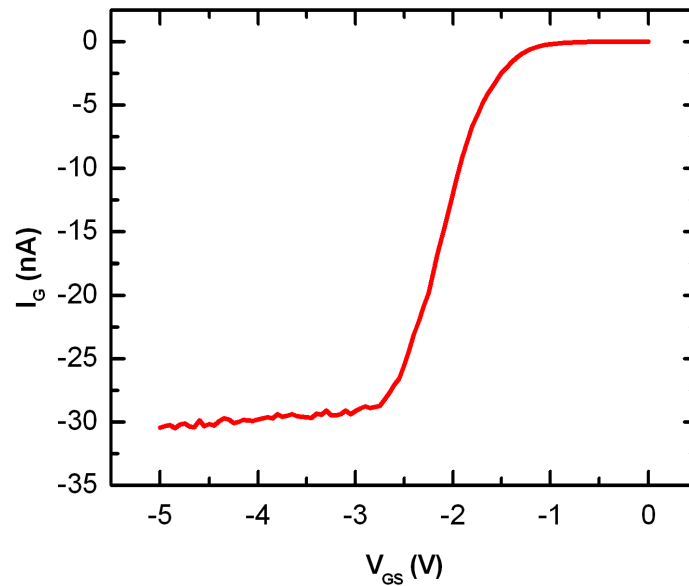


Figure III. 13 : Caractéristique du courant de grille en fonction de la tension de grille  $V_{GS}$ .

La figure III. 13 représente la mesure du courant de grille en fonction de la polarisation continue de la grille. Le comportement est celui d'une diode Schottky en inverse de 0 à -2,5V. Ensuite lorsque le canal du transistor est pincé le courant de grille n'augmente plus car l'absence du gaz bidimensionnel d'électrons modifie la répartition du champ électrique comme nous le verrons dans la partie 5.3.

D'après ces premières mesures, on conclut que l'actionneur peut fonctionner comme un transistor HEMT standard.

Pour localiser la tension de pincement et par suite la déplétion du gaz dans le canal, on mesure l'évolution du courant dans le canal  $I_D$  en variant linéairement la polarisation de la grille  $V_{GS}$  pour des polarisations fixes de  $V_{DS}$  (figure III. 14 (a)). Pour cette mesure on fait varier linéairement  $V_{GS}$  en partant de 1V et en diminuant jusqu'à -5 V pour des polarisations  $V_{DS}$  de 2V et 4V.

La figure III. 14 (a) montre que le courant  $I_{DS}$  diminue jusqu'à s'annuler pour une valeur de tension  $V_{GS} = -2$ V. Pour déterminer précisément la tension de pincement du transistor formant l'actionneur, on calcule la transconductance  $G_m$  définie par  $G_m = dI_D/dV_{GS}$  (figure III. 14 (b)).

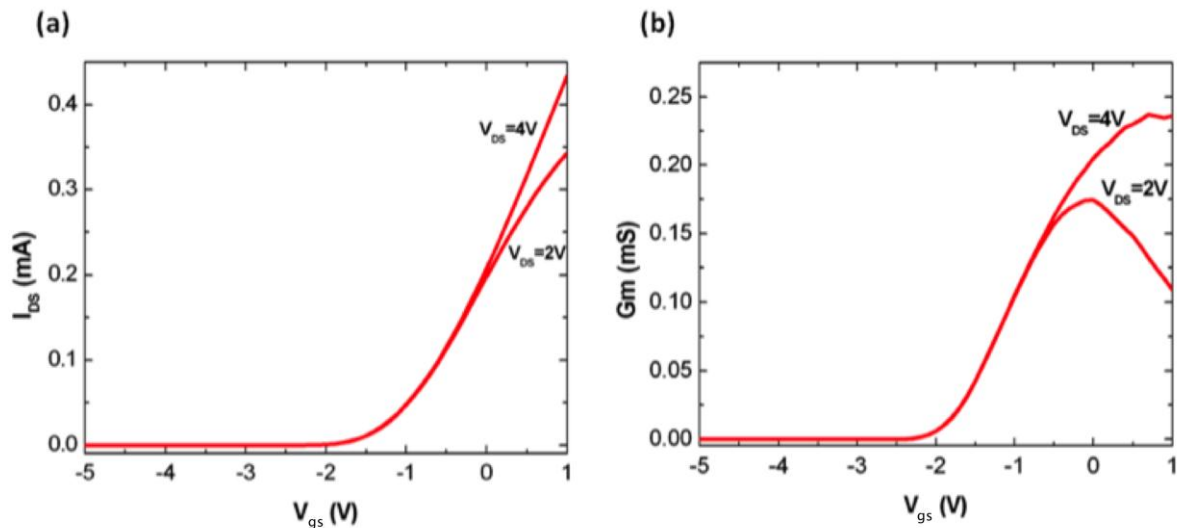


Figure III. 14 : Caractéristique électrique du transistor formant l'actionneur du résonateur (a) le courant drain-source  $I_{DS}$  en fonction de la tension de grille  $V_{GS}$  (b) la transconductance du transistor montre une tension de pincement  $V_{GS} = -2.2V$ .

La courbe de transconductance  $G_m$ , montre que la déplétion du gaz d'électrons dans le canal est complète pour une tension de grille  $V_{GS} = -2.2V$ . La tension de pincement est donc aux alentours de  $-2V$ .

### 5.1.1.2. Mesure de la capacité

Pour connaître l'évolution du champ électrique dans la couche piézoélectrique active, on mesure la variation de la capacité entre les deux électrodes de l'actionneur (la grille et le gaz d'électrons bidimensionnel) en fonction de différentes valeurs de polarisation  $V_{GS}$ .

Pour cette mesure, on utilise un analyseur d'impédance Agilent 4294A, qui est capable de mesurer l'impédance des dispositifs et des circuits sur une gamme de fréquence allant de 40 Hz à 110 MHz avec une précision d'impédance de base  $\pm 0.08\%$ . Cet analyseur dispose de quatre ports qui permettent d'envoyer un signal alternatif de 5 mV jusqu'à 1Vrms pour la tension et 200  $\mu A$  jusqu'à 20 mA pour le courant (les valeurs sont en valeur RMS : Root Mean Square), et un signal continu allant de 0 jusqu'à  $\pm 40V$  pour la tension et de 0 jusqu'à  $\pm 100mA$  pour le courant. Cet analyseur doit être calibré à l'aide d'une procédure de type SOL (Short Open Load).

Lorsqu'on présente un circuit ouvert du côté drain de l'actionneur et que l'on applique un signal alternatif de faible amplitude superposé à une polarisation statique sur la grille, il est assimilé à un circuit RC parallèle, la résistance étant associée au courant inverse de la diode Schottky. Les valeurs des éléments R et C en fonction de la polarisation sont extraites de la mesure du coefficient de réflexion  $\Gamma$  de l'actionneur (figure III. 15).

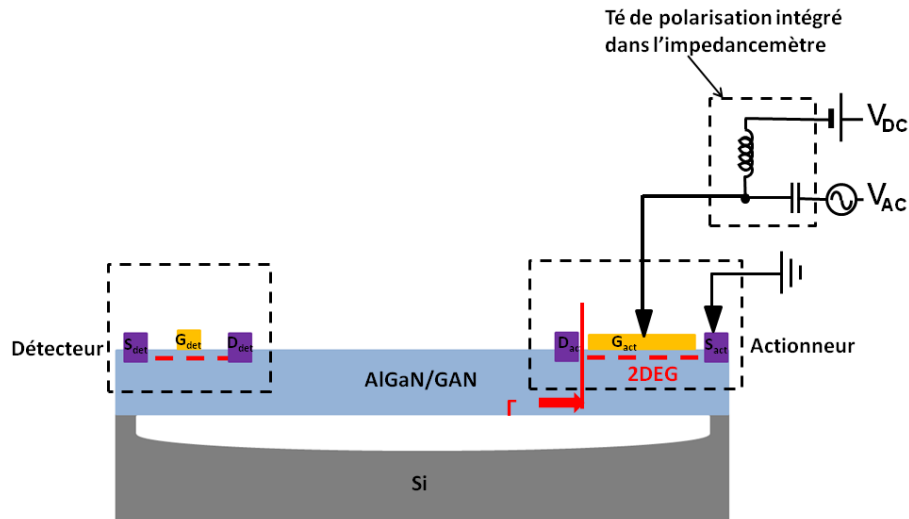


Figure III. 15 : Système de mesure de coefficient de réflexion de l'actionneur.

La figure III. 16, montre la courbe d'évolution de la capacité entre les deux électrodes de l'actionneur qui sont la grille et le gaz bidimensionnel d'électrons en fonction de la polarisation continue  $V_{GS}$  pour un signal  $V_{AC}$  de fréquence 1 MHz et d'amplitude 0.1 V envoyé par l'impédancemètre.

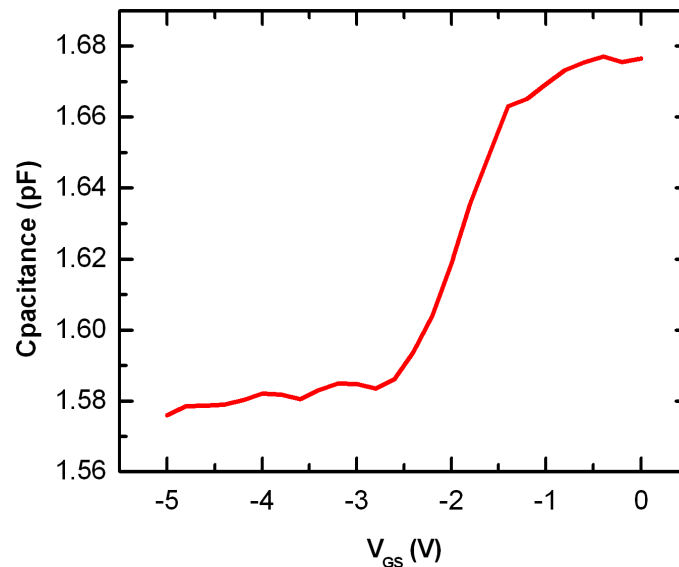


Figure III. 16 : Courbe représentative de l'évolution de la capacité entre la grille et le gaz bidimensionnel d'électrons en fonction de la polarisation continue  $V_{GS}$ .

La capacité entre les électrodes de l'actionneur diminue en fonction de la polarisation  $V_{GS}$  jusqu'à la valeur de pincement du gaz dans le canal. Au-delà de la tension de pincement ( $V_{GS} < -2.2$  V) la capacité reste importante et constante malgré l'absence de la deuxième armature (l'électrode inférieure) ce qui est peut être expliqué par la capacité entre les fils métalliques qui forment les accès aux électrodes et qui est importante.

## 5.1.2. Mesure du déplacement

Dans cette partie, on étudie expérimentalement le comportement de la vibration de la poutre à la résonance sous différentes conditions de polarisation de la grille. Des analyses modales suivies par des analyses harmoniques sous différentes conditions de polarisation de la grille sont présentées afin de déterminer les fréquences et les amplitudes de vibration à la résonance.

### 5.1.2.1. Analyse modale

Pour identifier les modes de vibration de flexion hors plan, une analyse modale par vibrométrie laser (LDV) est menée. Le drain de l'actionneur est lié à la source qui est lié à la masse (la connexion à la masse s'effectue grâce à une pointe coplanaire (source-drain-source) connectée par un circuit qui relie les trois signaux à la masse). Une tension alternative d'amplitude 0.2 Vc-c (c-c : crête à crête) est appliquée sur la Schottky qui met la poutre en vibration. La plage de fréquence mesurable va de 100 Hz à 10 MHz. Après un repérage de la structure, un maillage est dessiné et le faisceau laser balaye la poutre du résonateur (figure III. 17).

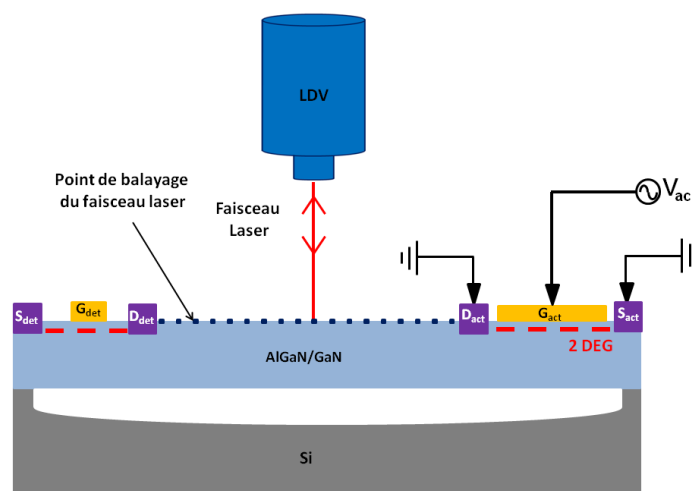


Figure III. 17 : Montage de mesure par vibrométrie laser pour déterminer les modes de vibration : le résonateur est polarisé par une tension alternative d'amplitude 0.2 V. Un faisceau laser de référence est focalisé sur une surface fixe tandis qu'un faisceau de mesure balaye la surface de la poutre.

Cette mesure permet d'obtenir un ensemble de spectres d'amplitude et de phase. Le logiciel de traitement permet de se placer à chaque fréquence du spectre pour observer la déformation de la structure.

La figure III. 18, présente les trois premiers modes hors-plan de la poutre qui oscillent respectivement à  $f_0=1.15$  MHz,  $f_1=3.6$  MHz et  $f_2=7.4$  MHz.

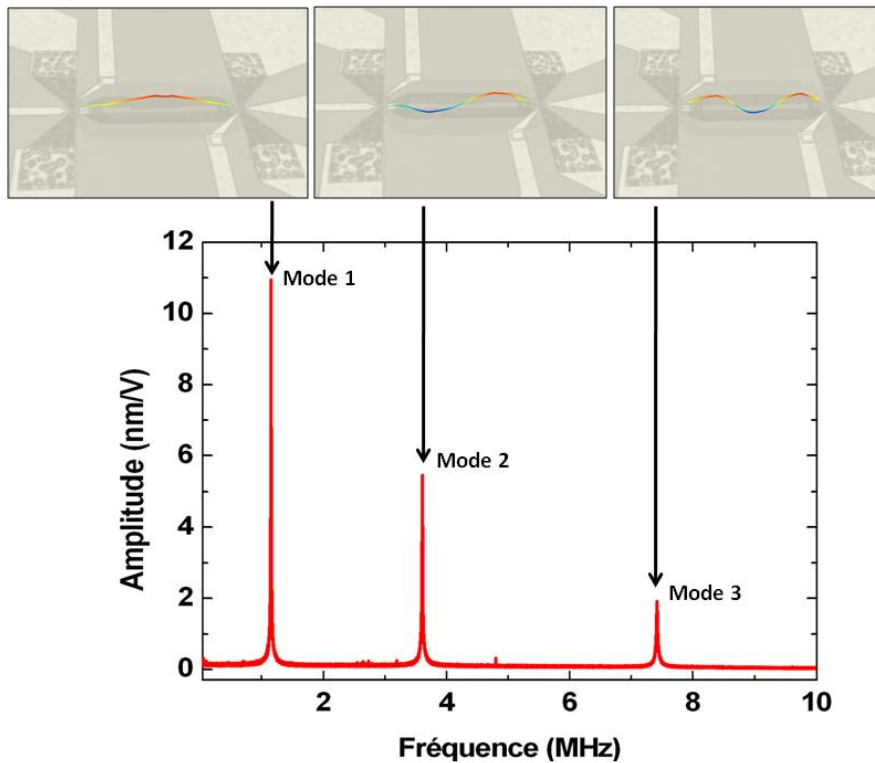


Figure III. 18 : Mesure par vibrométrie laser des modes de vibration de la poutre du résonateur entre 100 Hz et 10 MHz. Les trois premiers modes hors plan ont pour fréquence  $f_0=1.15$  MHz,  $f_1=3.6$  MHz et  $f_2=7.4$  MHz.

## 5.1.2.2. Analyse harmonique

### 5.1.2.2.1. Mesure des amplitudes de vibration

Les réponses dynamiques de vibration du résonateur sont mesurées par le vibromètre laser à la pression atmosphérique et au voisinage de la fréquence de résonance.

On supprime le balayage et on place le faisceau laser de mesure au milieu de la poutre pour mesurer l'amplitude de vibration de la poutre pour le mode fondamental.



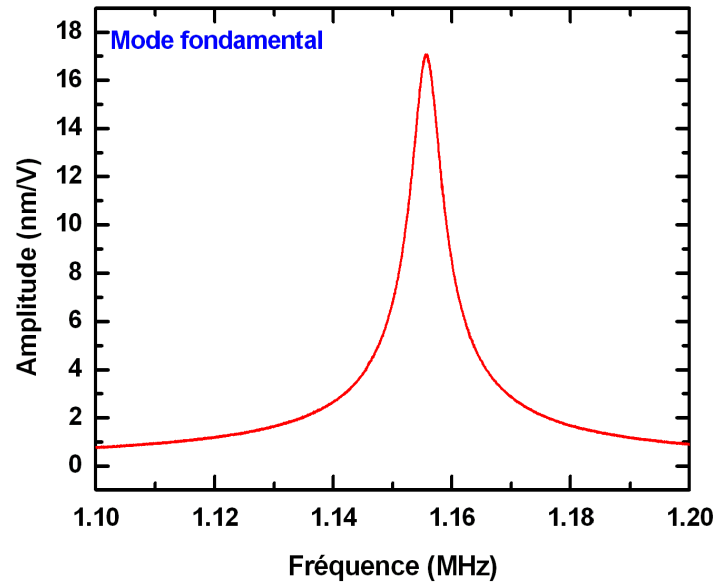


Figure III. 19 : Amplitude de vibration de la poutre pour le mode fondamental autour de la fréquence de résonance.

La courbe de la figure III. 19, montre l'amplitude de vibration de la poutre pour le mode fondamental, qui vibre avec une amplitude de 17 nm/V.

On calcule le facteur de qualité à partir de la courbe de mesure. Il est défini comme le rapport de la fréquence de résonance  $f_0$  à la largeur de la bande passante de la résonance  $\Delta f$  à -3dB, qui donne pour ce mode de résonance un facteur de qualité qui est égal  $Q_0=234$ .

On refait la même mesure pour les deux modes de résonance suivants avec le faisceau laser de mesure pointé sur le quart de la longueur de la poutre pour le deuxième mode de résonance et au sixième de la longueur de la poutre pour le troisième mode de résonance. La figure III. 20, montre les courbes d'amplitude de vibration du deuxième et du troisième mode.

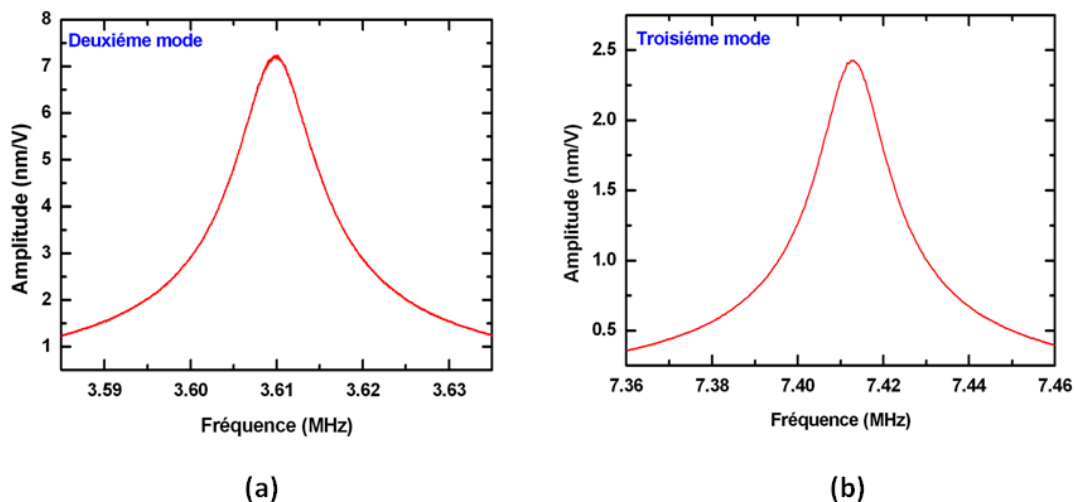


Figure III. 20 : Amplitude de vibration de la poutre (a) deuxième mode de résonance (b) troisième mode de résonance

La courbe de la figure III. 20, montre que l'amplitude de vibration de la poutre pour le deuxième mode de vibration est 7.2 nm/V et que l'amplitude du troisième mode de vibration est 2.4 nm/V. Le facteur de qualité est  $Q_1=412$  pour le deuxième mode de vibration et  $Q_2=475$  pour le troisième mode de vibration. Il est calculé de la même manière que pour le mode fondamental. Le tableau III. 1 rassemble ces résultats.

	Premier mode	Deuxième mode	Troisième mode
Amplitude de vibration (nm/V)	17	7.2	2.4
Facteur de qualité	234	412	475

Tableau III. 1 : Tableau récapitulatif des valeurs des amplitudes de vibration et de facteur de qualité.

### 5.1.2.2. Effet de polarisation continue de la grille

Nous avons observé au paragraphe 5.1.1 que le gaz bidimensionnel d'électrons pouvait être déserté pour des tensions continues inférieures à -2,2 V. Pour mettre en évidence l'effet de cette désertion sur l'amplitude de vibration de la poutre, on reprend le montage de la mesure précédente (figure III. 17) et on ajoute un té de polarisation pour superposer au signal alternatif  $V_{ac}$  provenant du générateur du vibromètre (LDV) une tension continue  $V_{dc}$  provenant de la source Keithley 2612 (figure III. 21).

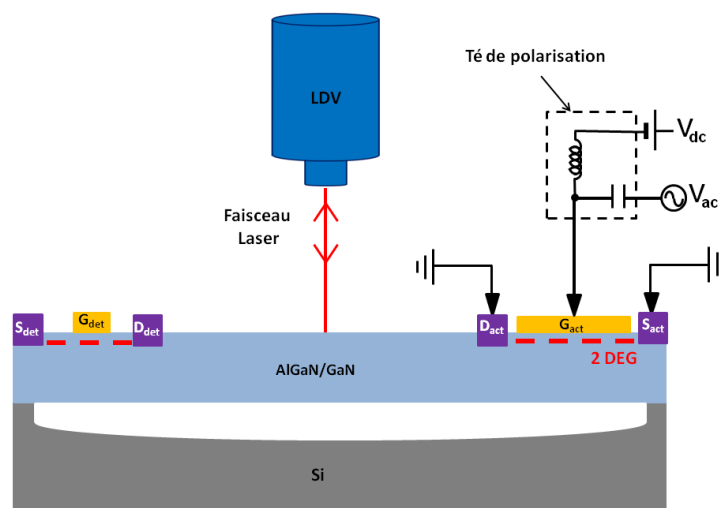


Figure III. 21 : Montage de mesure par vibrométrie laser des amplitudes de vibration de la poutre pour chaque mode de vibration en fonction de la polarisation de grille de l'actionneur. Les contacts ohmiques du drain et source sont connectés à la masse, la grille est polarisée par une tension alternative  $V_{ac}$  d'amplitude 0.1 V superposée à une tension continue  $V_{dc}$  via un té de polarisation.

Comme pour la mesure précédente on place le faisceau laser au milieu de la poutre pour mesurer les amplitudes de vibration du mode fondamental. On trace les courbes représentant les amplitudes de vibration sur la même figure en fonction de la polarisation  $V_{dc}$  en variant de 0 à -5 V avec un pas de 0.2 V. La figure III. 22, représente les courbes des amplitudes de vibration de la poutre pour le mode fondamental.

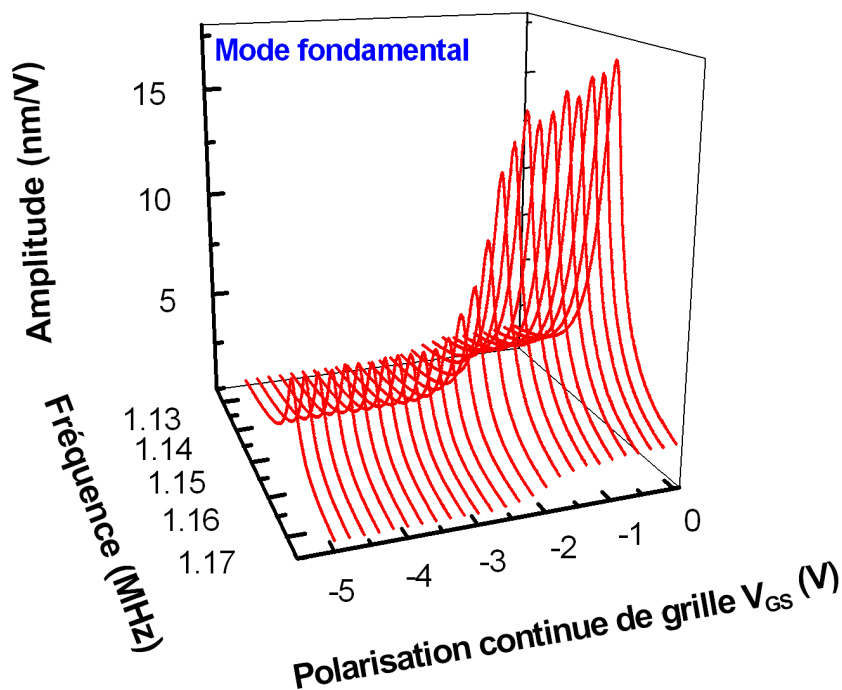


Figure III. 22 : Effet de polarisation continue de la grille sur l'amplitude de vibration de la poutre pour le mode fondamental.

Sur les courbes de la figure III. 22, nous avons identifié trois zones d'amplitude : pour les faibles polarisations  $V_{dc}$  entre 0 et -2 V, l'amplitude de vibration est au voisinage de 17 nm/V. Lorsque la tension de polarisation  $V_{dc}$  varie de -2 à -2.2 V, qui est la tension de pincement mesuré précédemment dans la caractérisation électrique de l'actionneur, nous observons une diminution de l'amplitude à 4 nm/V. Pour des polarisations  $V_{dc}$  inférieures à -2.2 V, l'amplitude mesurée reste constante à 4 nm/V.

On refait les mêmes mesures pour le deuxième mode de vibration en plaçant le faisceau laser au quart de la longueur de la poutre et pour le troisième mode de vibration en plaçant le faisceau laser au sixième de la longueur de la poutre. La figure III. 23, représente les courbes des amplitudes de vibration de la poutre pour le deuxième et le troisième mode.

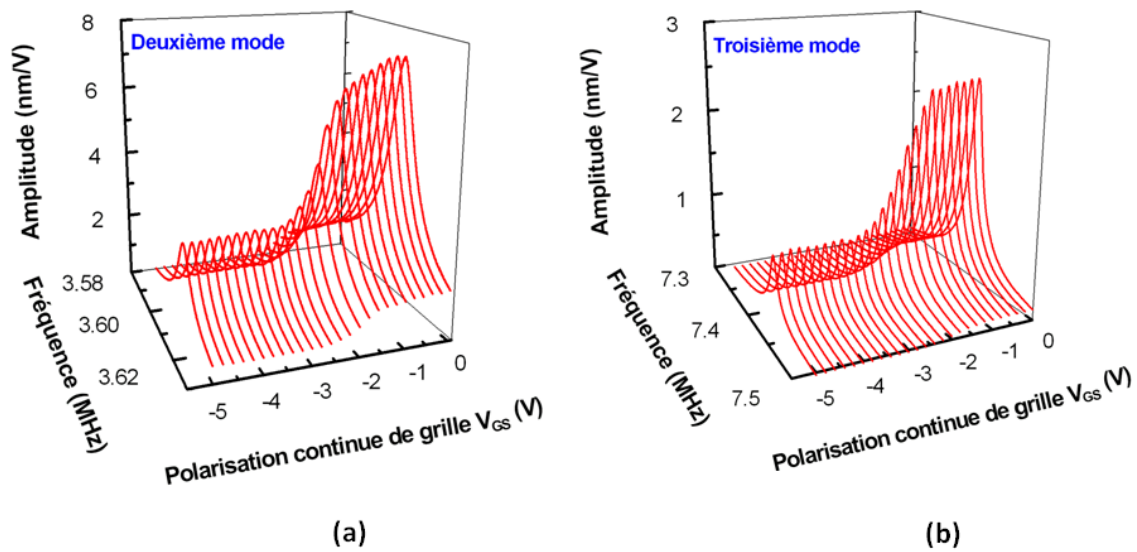


Figure III. 23 : Effet de la polarisation continue de la grille sur l'amplitude de vibration de la poutre (a) pour le deuxième mode de vibration (b) pour le troisième mode de vibration.

Les courbes de la figure III. 23, montrent que de même que pour le premier mode, les amplitudes de vibration pour les tensions de grille entre 0 et -2 V sont au voisinage de 7.2nm/V pour le deuxième mode et 2.4 nm/V pour le troisième mode. Autour de la tension de pincement les amplitudes diminuent puis restent constantes pour des tensions de polarisation  $V_{dc}$  plus faibles que celle du pincement avec une amplitude de 2.6 nm/V pour le deuxième mode et 0.75 nm/V pour le troisième mode.

### 5.1.3. Comparaison des mesures électriques et mécanique

Pour combiner les résultats de mesure électrique et mécanique, on trace sur la même figure, les valeurs des amplitudes pour les trois modes de vibration ainsi que la courbe de capacité.

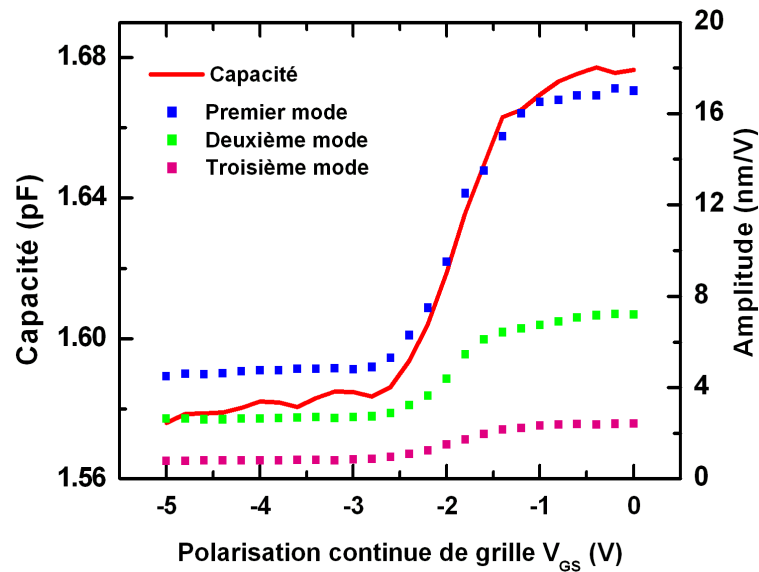


Figure III. 24 : Amplitudes de vibration des trois premiers modes de vibration de la poutre et capacité entre les deux électrodes de l'actionneur en fonction de la polarisation  $V_{gs}$ .

La figure III. 24 représente l'évolution des amplitudes de vibration des trois premiers modes de vibration en fonction de la polarisation continue  $V_{dc}$ . Elle montre que la forme de l'évolution des amplitudes suit la même forme que la capacité. Le tableau III. 2, collecte les valeurs des amplitudes de vibration de la poutre avant et après la tension de pincement (on prend les valeurs des amplitudes à  $V_{dc}=0$  V avant le pincement et à  $V_{dc}=-5$  V après le pincement).

$V_{dc}$ (V)	Amplitude de vibration (nm/V)		
	Premier mode	Deuxième mode	Troisième mode
0	17	7.2	2.4
-5	4	2.6	0.75

Tableau III. 2 : Tableau récapitulatif des valeurs des amplitudes de vibration pour des tensions de polarisation  $V_{dc}$  avant et après la tension de pincement tel que 0 et -5 V.

On constate que l'amplitude de vibration pour des tensions de polarisation  $V_{dc}$  inférieures à celle du pincement n'est pas nulle alors que pour ces tensions le gaz bidimensionnel d'électrons a été déserté. Cependant, il reste un champ électrique dans la couche piézoélectrique active d'AlGaN qui se répartit entre l'électrode de grille et le contact ohmique. Ce champ électrique peut être responsable de l'actionnement par l'effet piézoélectrique dans le GaN et l'AlGaN. Nous allons essayer de le démontrer par modélisation de la structure.

## 5.2. Modélisation analytique

Pour la modélisation analytique, on considère que le résonateur est formé par une poutre bi-

encastrée oscillante selon son mode de résonance. Les principales grandeurs caractérisant le comportement mécanique de cet oscillateur sont la fréquence de résonance, les amplitudes de déplacement et le facteur de qualité. Dans ce paragraphe, nous nous intéressons à la détermination analytique des modes de résonance et à l'évaluation du déplacement mécanique de la poutre en fonction de la tension appliquée à l'actionneur piézoélectrique. Notre étude se concentre sur le régime linéaire où le mouvement de la poutre est de faible amplitude et est décrit par la théorie des poutres d'Euler-Bernoulli, qui s'applique aux poutres avec des rapports  $L/t \gg 1$  [128].

Considérons le cas d'un résonateur excité par une force linéique  $F(x, t) = F_0(x) \cdot e^{i\omega t}$  appliquée à la poutre, où  $F_0(x)$  est la force par unité de longueur. La force est considérée uniforme sur toute la section transversale et est dirigée selon la direction  $z$ . L'équation du mouvement d'un oscillateur harmonique amorti en régime forcé est donnée par :

$$EI \frac{\partial^4 z(x, t)}{\partial x^4} + \rho A \frac{\partial^2 z(x, t)}{\partial t^2} + \alpha \frac{\partial z(x, t)}{\partial t} = F_0(x) \cdot e^{i\omega t} \quad (3.2)$$

Où  $E$  est le module de Young du matériau formant la poutre,  $I$  le moment d'inertie,  $\alpha$  le coefficient d'amortissement,  $A$  la surface de la section transversale de la poutre,  $\rho$  la densité de masse et  $z(x, t)$  le déplacement de l'axe neutre en un point  $x$  le long de la poutre.

Dans un premier temps, on détermine les trois premiers modes de vibration de la poutre puis les amplitudes de vibration pour chaque mode.

### 5.2.1. Analyse modale

Le déplacement  $z(x, t)$  peut être séparé en deux parties, l'une dépend de la position  $\varphi_n(x)$  et l'autre dépend du temps  $y_n(t)$ .

$$z(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} y_n(t) \cdot \varphi_n(x) \quad (3.3)$$

Où  $\varphi(x)$  sont les solutions propres de l'équation (3.2). Ces solutions sont obtenues en résolvant l'équation différentielle suivante :

$$\frac{\partial^4 \varphi_n(x)}{\partial x^4} = \lambda_n^4 \varphi_n(x) \quad \text{avec} \quad \lambda_n = \sqrt{\frac{\omega_n}{a}} \quad \text{et} \quad a = \sqrt{\frac{EI}{\rho A}} \quad (3.4)$$

La solution générale de l'équation (3.4) est une combinaison linéaire des fonctions trigonométriques et hyperboliques et s'écrit sous la forme :

$$\varphi_n(x) = C_1 \cos(\lambda_n x) + C_2 \cosh(\lambda_n x) + C_3 \sin(\lambda_n x) + C_4 \sinh(\lambda_n x) \quad (3.5)$$

Avec  $C_1, C_2, C_3,$  et  $C_4$  des constantes d'intégration définies à partir des conditions aux limites de la poutre. L'équation des fréquences correspondant à la vibration en flexion d'une poutre de longueur  $L$  est donnée par :

$$f_n = \frac{\lambda_n^2}{2\pi} \sqrt{\frac{EI}{\rho A}} \quad (3.6)$$

Où  $n$  est l'indice des modes. Les fréquences propres dépendent des conditions aux limites appliquées à la poutre.

Pour notre cas, le résonateur est formé par une poutre bi-encastée, donc :  $\varphi_n(0) = 0$ ,  $\varphi_n'(0) = 0$ ,  $\varphi_n(L) = 0$  et  $\varphi_n'(L) = 0$ .

Ces conditions limites imposent la relation suivante :

$$\cos(\lambda_n L) \cdot \cosh(\lambda_n L) - 1 = 0 \quad (3.7)$$

Elles permettent également d'écrire la fonction modale sous la forme :

$$\varphi_n(x) = \cos(\lambda_n x) - \cosh(\lambda_n x) - \beta_n((\sin(\lambda_n x) - \sinh(\lambda_n x))) \quad (3.8)$$

Avec :

$$\beta_n = \frac{\cosh(\lambda_n L) - \cos(\lambda_n L)}{\sinh(\lambda_n L) - \sin(\lambda_n L)} \quad (3.9)$$

Pour tout le calcul de la modélisation analytique, on suppose que la poutre est formée uniquement de GaN, avec  $w=5 \mu\text{m}$ ,  $t=2.33 \mu\text{m}$  et  $\rho=6100 \text{ kg/m}^3$  et  $E_{\text{GaN}}=261 \text{ GPa}$ . En effet, la structure utilisée pour cette étude provient de la société *PICOGIGA* et nous ne disposons pas de la composition détaillée de l'empilement.

D'après la relation (3.6) et (3.7), on calcule les trois premières valeurs de  $\lambda_n L$  et les fréquences correspondantes. Elles figurent dans le tableau III. 3 :

	$n=1$	$n=2$	$n=3$
$\lambda_n L$	$\lambda_1 L=4.73$	$\lambda_2 L=7.85$	$\lambda_3 L=10.99$
$f_n$ (MHz)	1.56	4.31	8.47

Tableau III. 3 : Valeurs des constantes  $\lambda_n L$  et des fréquences propres  $f_n$  d'une poutre bi-encastée pour les trois premiers modes propres.

### 5.2.2. Analyse harmonique

Pour simplifier le calcul, on suppose que la poutre oscillante est équivalente à masse suspendue à un ressort amorti. Afin de déterminer les solutions complètes des amplitudes de vibration  $z_n$ , nous avons supposé que la poutre vibrante est réduite à une masse oscillante en un point de réduction  $x_r$  de la poutre. Tout d'abord il faut déterminer la masse réduite de la poutre noté  $m_r$  et la force réduite qui force la vibration de la poutre noté  $F_r$  (figure III. 25). La masse effective de la poutre et la force effective dépendent de la forme du mode.

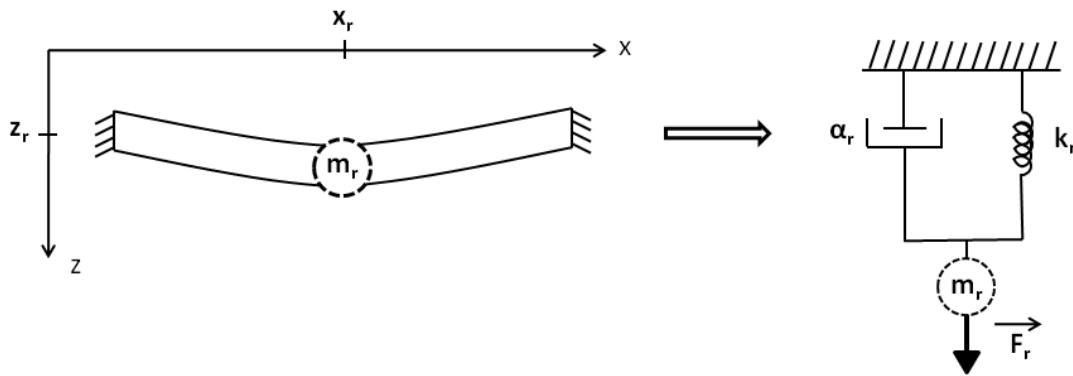


Figure III. 25 : Poutre bi-encastée vibrante et son équivalent. La poutre est équivalente à un oscillateur harmonique amorti qui peut être représenté par une masse  $m_r$ , un ressort  $k_r$  et un amortisseur de coefficient  $\alpha_r$ . La masse équivalente oscille en un point  $x_r$  sur le long de la poutre avec une amplitude  $z_r$ .

Pour déterminer les amplitudes de vibration pour chaque mode il faut transformer les différents paramètres mécaniques en éléments réduits tels que, la masse, la force, la raideur et le facteur de qualité. Pour cela, le résonateur équivalent est déterminé en supposant qu'il a la même énergie et la même fréquence de résonance que la poutre complète.

### 5.2.2.1. Détermination de la masse réduite

Pour calculer la masse du système réduit, on considère que la masse  $m_r$  a une amplitude de vibration  $z_r$  égale à l'amplitude de vibration au point de réduction  $x_r$  de la poutre (figure III. 25).

D'après la méthode de Rayleigh-Ritz, l'énergie cinétique d'une poutre vibrante de masse volumique  $\rho$ , et de volume  $V$ , s'écrit sous la forme [129]:

$$T = \frac{1}{2} \int_{\text{Volume}} \rho \left( \frac{\partial(z \cdot \varphi_n(x))}{\partial t} \right)^2 dV \quad (3.10)$$

Pour le cas d'une poutre de section  $A=wt$ , de densité constante et en normalisant par l'amplitude du mode au point de la réduction  $\varphi_n(x_r)$  pour que l'amplitude du système vibrant soit égale à  $z_r$  au point de réduction  $x_r$ , on trouve la relation suivante :

$$T = \frac{1}{2} \int_0^L \rho wt \left( \frac{z_r}{\varphi_n(x_r)} \right)^2 \left( \frac{\partial \varphi_n(x)}{\partial t} \right)^2 dx \quad (3.11)$$

L'énergie cinétique maximum  $T$  de la poutre vibrante doit être égale à l'énergie cinétique maximum  $E_c$  de la masse  $m_r$ .



$$\frac{1}{2} m_r v_r^2 = \frac{1}{2} \int_0^L \rho w t \left( \frac{z_r}{\varphi_n(x_r)} \right)^2 \left( \frac{\partial \varphi_n(x)}{\partial t} \right)^2 dx \quad (3.12)$$

Étant donné que les fonctions temporelles sont en  $e^{i\omega t}$ , on trouve :

$$m_r v_r^2 = \rho w t \left( \frac{\int_0^L \varphi_n^2(x) dx}{\varphi_n^2(x_r)} \right) \left( \frac{\partial z_r}{\partial t} \right)^2 \quad (3.13)$$

Donc la masse réduite au point  $x_r$  pour le mode  $n$  s'écrit sous la forme :

$$m_{rn} = \rho w t \frac{\int_0^L \varphi_n^2(x) dx}{\varphi_n^2(x_r)} \quad (3.14)$$

### 5.2.2.2. Détermination de la raideur réduite

De même l'énergie élastique maximum  $E_e$  du système vibrant doit être égale à l'énergie élastique maximum du ressort équivalent de raideur  $k_r$ , qui est égale à l'énergie cinétique maximum à la résonance.

$$E_e = \frac{1}{2} k_r z_r^2 = E_c = \frac{1}{2} m_r \omega_n^2 z_r^2 \quad (3.15)$$

La raideur équivalente est donc :

$$k_{rn} = \omega_n^2 m_{rn} \quad (3.16)$$

### 5.2.2.3. Détermination de la force d'excitation réduite

La force d'excitation réduite  $F_r$  correspond à la force qui s'applique à la masse réduite  $m_r$  accrochée au ressort  $k_r$  pour que la masse  $m_r$  se déplace de la même manière que le point  $x_r$  du système vibrant servant à la réduction (figure III. 25).

Pour faire ce calcul, on calcule l'énergie élastique stockée dans la poutre  $U$  lors d'une déformation selon le mode  $n$  produite par l'application de la force piézoélectrique distribué sur la longueur de la poutre  $F_{pz}(x)$ . En reliant cette énergie élastique au travail de la force réduite [129].

$$E_e = \frac{1}{2} F_{rn} \cdot z_r = U = \frac{1}{2} \int_0^L F_{pz} \frac{z_r}{\varphi_n(x_r)} \varphi_n(x) dx \quad (3.17)$$

Donc la force réduite pour un mode  $n$ , s'écrit sous la forme :

$$F_{rn} = \int_0^L F_{pz} \frac{1}{\varphi_n(x_r)} \varphi_n(x) dx \quad (3.18)$$

### 5.2.2.4. Détermination de la force piézoélectrique

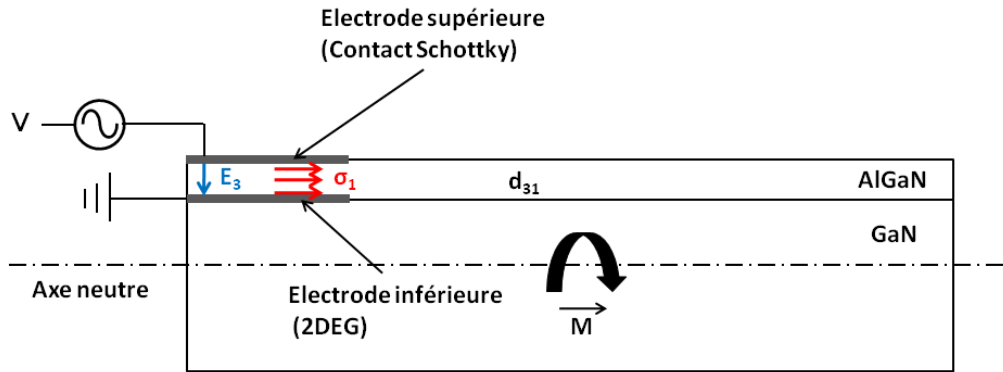


Figure III. 26 : Principe de fonctionnement de l'actionneur piézoélectrique, formé par une couche piézoélectrique active constituée par une couche mince d'AlGaN qui actionne une poutre élastique formée en GaN.

L'étude des phénomènes de la piézoélectricité impose de faire le lien entre les quatre grandeurs électromécaniques : la contrainte mécanique  $\sigma$ , la déformation mécanique  $\varepsilon$ , le champ électrique  $E$  et l'induction électrique (le champ de déplacement électrique)  $D$ . Il est décrit par un couple d'équations électromécaniques. Ce couple de relations s'appelle les relations piézoélectriques constitutives. Il couple les paramètres mécaniques et électriques. Les relations (3.19) et (3.20) représentent la relation déformation-charge [130] :

$$\varepsilon = d^t E + S_E \sigma \quad (3.19)$$

$$D = d \sigma + \varepsilon_p E \quad (3.20)$$

Avec  $d$  tenseur des coefficients piézoélectrique,  $d^t$  le tenseur transposé,  $S_E$  le tenseur de souplesse et  $\varepsilon_p$  le tenseur de la permittivité de la couche piézoélectrique AlGaN. Dans notre cas, la différence de potentiel entre les deux électrodes, produit un champ électrique vertical dans la direction de l'épaisseur de la couche d'AlGaN (selon la direction de  $z$ ), qui induit à son tour, par l'intermédiaire de l'effet piézoélectrique inverse, une déformation  $\varepsilon$  dans le plan (selon la direction de  $x$ ). Cette extension piézoélectrique et le décalage entre la couche piézoélectrique et l'axe neutre provoquent un moment de flexion  $M$  qui est exercé sur la poutre (GaN) et qui en provoque leur flexion. Donc la relation (3.19) s'écrit sous la forme :

$$\varepsilon_1 = d_{31} E_3 + S_{11} \sigma_1 \quad (3.21)$$

On suppose que la déformation dans le plan de la couche piézoélectrique est négligeable par rapport à la flexion de la poutre [81][65], ce qui donne :

$$\sigma_1 = -E_{AlGaN} d_{31} E_3 \quad (3.22)$$

où,  $E_{AlGaN} = l/S_{11}$  est le module de Young de la couche piézoélectrique active, valable pour une direction axiale.

En supposant que le champ électrique est homogène à travers la couche d'AlGaN, la force piézoélectrique d'excitation s'écrit sous la forme :

$$f_{pz} = -E_{AlGaN}d_{31}E_3w_{act}t_{AlGaN} \quad (3.23)$$

Où  $w_{act}$  est la largeur du contact Schottky et  $t_{AlGaN}$  est l'épaisseur de la couche d'AlGaN. On exprime donc la force piézoélectrique en fonction de la tension appliquée sur la diode Schottky  $V$  :

$$f_{pz} = -E_{AlGaN}d_{31}w_{act}V \quad (3.24)$$

La force axiale  $f_{pz}$  se produit dans la portion de la couche active entourée par les électrodes de longueur  $5 \mu\text{m}$  (noté  $x_l$ ). Elle génère un moment de flexion (noté  $m_{pz}$ ), dû au décalage entre le centre de la section de la couche piézoélectrique et l'axe neutre de la poutre. On néglige l'épaisseur de la couche active AlGaN (noté  $t_{AlGaN}$ ) par rapport à l'épaisseur la poutre de GaN supposé élastique (noté  $t_{GaN}$ ), donc le décalage sera  $t_{GaN}/2$ .

Le moment par unité de longueur  $m_{pz}$  s'écrit sous la forme [81][65][131]:

$$m_{pz} = f_{pz} \frac{t_{GaN}}{2} \delta(x - x_1) \quad (3.25)$$

Avec  $\delta$  est la fonction de Dirac, tel que :

$$\delta(x - x_1) = \begin{cases} \infty & \text{pour } x = x_1 \\ 0 & \text{pour } x \neq x_1 \end{cases} \quad (3.26)$$

La charge piézoélectrique (force par unité de longueur) est liée au moment de flexion par la relation suivante :

$$F_{pz} = \frac{\partial m_{pz}}{\partial x} \quad (3.27)$$

Donc cette charge s'écrit sous la forme :

$$F_{pz} = -d_{31}E_{AlGaN}w_{act}V \frac{t_{GaN}}{2} \delta'(x - x_1) \quad (3.28)$$

Où  $\delta'$  est la dérivée spatiale de la fonction de Dirac, tel que :

$$\delta'(x - x_1) = \begin{cases} 1 & \text{pour } x < x_1 \\ 0 & \text{pour } x > x_1 \end{cases} \quad (3.29)$$

En passant par une intégration par partie, la force réduite devient :

$$F_{rn} = \frac{-d_{31}E_{AlGaN}W_{act}V \frac{t_{GaN}}{2}}{\varphi_n(x_r)} \varphi_n'(x_1) \quad (3.30)$$

### 5.2.2.5. Détermination de l'amplitude de vibration

L'équation de vibration de la masse suspendue à un ressort de raideur  $k_n$ , avec un amortisseur de coefficient  $\alpha_n$  selon le mode  $n$  s'écrit sous la forme réduite :

$$m_{rn}\ddot{z} + \alpha_n\dot{z} + k_n z = F_{rn} \quad (3.31)$$

On définit le facteur de qualité de l'oscillateur  $Q_n$  selon le mode de vibration par

$$Q_n = \frac{m_{rn}\omega_n}{\alpha_n} \quad (3.32)$$

où  $\omega_n$  est la pulsation propre de la poutre pour un mode de résonance d'ordre  $n$  qui s'écrit sous la forme ( $t$  étant l'épaisseur de la poutre) :

$$\omega_n = \lambda_n^2 t \sqrt{\frac{E}{12\rho}} \quad (3.33)$$

Donc l'équation de vibration s'écrit sous la forme :

$$\ddot{z} + \frac{\omega_n}{Q_n}\dot{z} + \omega_n^2 z = \frac{F_{rn}}{m_{rn}} \quad (3.34)$$

L'amplitude de vibration est donnée par :

$$z = \frac{F_{rn}}{m_{rn}\omega_n^2 \left[ 1 - \left(\frac{\omega}{\omega_n}\right)^2 + j \left(\frac{\omega}{\omega_n}\right) \left(\frac{1}{Q_n}\right) \right]} \quad (3.35)$$

A la résonance le module de l'amplitude est déterminé par la relation suivante :

$$z_n = \frac{Q_n F_{rn}}{m_{rn}\omega_n^2} \quad (3.36)$$

En injectant les relations (3.14), (3.18), (3.28), et (3.32) dans la relation (3.35), on obtient :

$$z_n = -\frac{w_{act} L^4 6d_{31} Q_n E_{AlGaN} \varphi_n(x_r) \varphi'_n(x_1)}{w t^2 (\lambda_n L)^4 E_{GaN} \int_0^L \varphi_n^2(x) dx} V \quad (3.37)$$

Pour comparer les résultats obtenus analytiquement avec les mesures, on définit  $A_n$  par :

$$A_n = \frac{z_n}{V} = -\frac{w_{act} L^4 6d_{31} Q_n E_{AlGaN} \varphi_n(x_r) \varphi'_n(x_1)}{w t^2 (\lambda_n L)^4 E_{GaN} \int_0^L \varphi_n^2(x) dx} \quad (3.38)$$

On calcule les différentes quantités pour les trois premiers modes avec  $x_1 = 5 \mu m = \frac{L}{20}$  et  $\frac{w_{act}}{w} = 0.88$

Le tableau III. 4 présente les résultats de calculs des différentes quantités utilisées pour calculer l'expression des amplitudes (relation (3.38)) et les valeurs des amplitudes pour les trois premiers modes de résonance. Les facteurs de qualité sont ceux mesurés expérimentalement de même que le module d'Young du GaN.

	$\int_0^L \varphi_n^2(x)$	$\varphi'_n(x_1)$	$x_r$	$\varphi_n(x_r)$	$Q_n$	$A_n$ (nm/V)
Mode 1	$L$	$\frac{1.97}{L}$	$\frac{L}{2}$	1.58	234	22.85
Mode 2	$L$	$\frac{4.95}{L}$	$\frac{L}{4}$	1.44	412	12.14
Mode 3	$0.96L$	$\frac{8.78}{L}$	$\frac{L}{6}$	1.38	475	6.43

*Tableau III. 4 : Valeurs des différentes quantités utilisées dans l'expression des amplitudes (relation (3.38)) et valeurs des amplitudes pour les trois premiers modes de résonance.*

Sur la figure III. 27, sont représentées les valeurs mesurées et calculées des fréquences et des amplitudes des trois premiers modes de résonance.

On remarque que l'écart entre les valeurs des amplitudes mesurées et les valeurs des amplitudes calculées augmentent avec l'ordre du mode, tel que, 25,7% pour le premier mode, 40,5% pour le deuxième mode, et 62,5% pour le troisième mode (figure III. 27). Cet écart entre les valeurs des amplitudes mesurées et calculées, peut être expliqué par l'influence de vibration de la membrane qui résulte par la sous-gravure créée lors de la libération de la poutre. Cette membrane change la géométrie de la structure résonante et par suite influence les valeurs des fréquences de résonance. Pour cela, des modélisations par éléments finis ont été faites pour tenir compte de l'influence de cette membrane sur la résonance du résonateur (amplitude et fréquence).

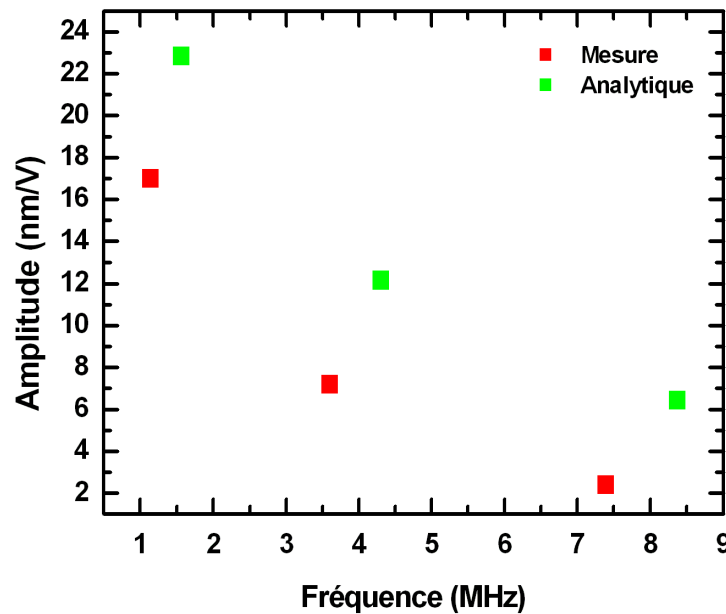


Figure III. 27 : Valeurs des fréquences et des amplitudes de vibrations obtenues par mesure et par modélisation analytique pour les trois premiers modes de résonance.

On peut à ce stade faire la remarque suivante. La relation (3.38) qui exprime l'expression de l'amplitude de vibration de la poutre en fonction de la tension appliquée, montre que l'amplitude dépend de l'inverse du carré de l'épaisseur de la poutre élastique, donc les plaques de la structure III (les structures minces) offriront une meilleure solution pour ce type de résonateurs. De plus, l'étude de la contrainte résiduelle effectuée dans le chapitre II, montre que l'échantillon A1503 a la contrainte moyenne la plus faible parmi les échantillons de structure mince. Cette plaque peut donc offrir des solutions particulièrement intéressantes pour réaliser des résonateurs à poutres bi-encastées avec une meilleure efficacité d'actionnement.

### 5.3. Modélisation par éléments finis

La modélisation par éléments finis (FEM) est un outil qui peut permettre une analyse détaillée des modèles et peut traduire le comportement des structures électromécaniques dans des conditions proches de la réalité. Nous l'utilisons ici en particulier pour étudier l'influence de la fabrication telle que la sous-gravure. Dans cette étude, nous avons modélisé dans un premier temps la structure mécanique du résonateur formé par une poutre composée de plusieurs couches et une membrane autour d'elle pour déterminer les fréquences de résonance de la structure (analyse modale). Dans un deuxième temps, on modélise par une analyse harmonique la structure composite de la couche active d'AlGaIn et la poutre de GaN en tenant compte de l'effet piézoélectrique pour déterminer les amplitudes de vibration. On utilise dans cette étude le logiciel COMSOL Multiphysics version 3.5a et 4.2, module : MEMS. Pour ces analyses, on importe en deux dimensions la géométrie du résonateur à partir de la géométrie

du masque. Puis on ajoute la membrane dont les dimensions sont mesurées au microscope optique. Ensuite on étend la structure en trois dimensions. Pour simplifier la modélisation et pour accélérer les simulations on enlève le détecteur puisqu'il est inutile dans cette étape de simulation (figure III. 28).

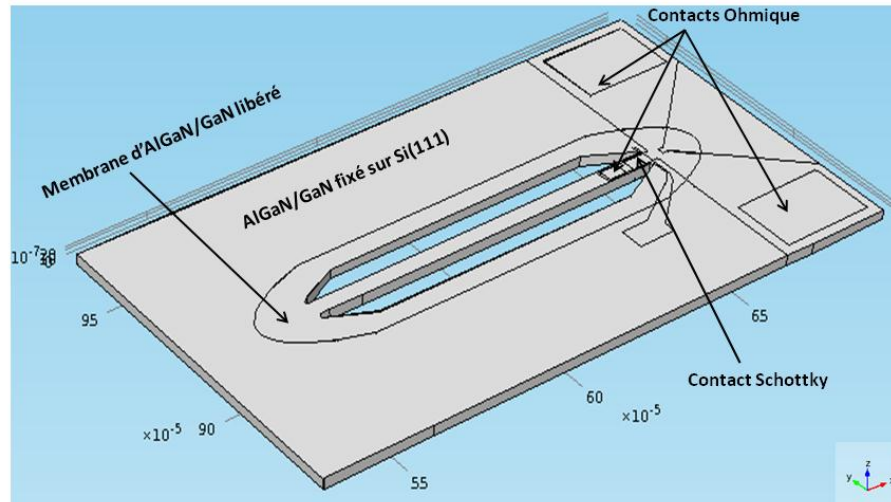


Figure III. 28 : Géométrie du résonateur en trois dimensions dessinée avec le logiciel COMSOL 4.2 en ajoutant à la géométrie issue du masque la membrane qui entoure la poutre vibrante.

Dans les simulations par éléments finis, l'optimisation du maillage est une étape essentielle afin d'assurer la meilleure précision sur les calculs. Nous cherchons toujours un nombre de mailles suffisant suivant les trois dimensions qui offre un temps de calcul acceptable. Le maillage qu'on a utilisé pour cette structure comporte 26 156 mailles et 173 132 degrés de liberté.

Les propriétés du GaN et d'AlGaIn sont définies par les matrices d'élasticité, les matrices de couplage piézoélectrique, les matrices de permittivité relative, et les densités. Ces matrices sont définies à partir des références [10] et [18] et les coefficients des matrices d'AlGaIn sont déterminées à partir de la relation de Vegard. Le tableau III. 5 récapitule les valeurs que nous avons utilisées.

Matrice	GaN	AlGaIn
Élasticité (GPa) [10]	$\begin{pmatrix} 350 & 140 & 104 & 0 & 0 & 0 \\ 140 & 350 & 104 & 0 & 0 & 0 \\ 104 & 104 & 376 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 101 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 101 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 115 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 362.5 & 140.5 & 106 & 0 & 0 & 0 \\ 140.5 & 362.5 & 106 & 0 & 0 & 0 \\ 106 & 106 & 378 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 108 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 108 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 118.5 \end{pmatrix}$
Couplage piézoélectrique C/m <sup>2</sup> [18]	$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & -0.33 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -0.33 & 0 & 0 \\ -0.33 & -0.33 & 0.65 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & -0.37 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -0.36 & 0 & 0 \\ -0.4 & -0.4 & 0.88 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$

Permittivité relative [5]	$\begin{pmatrix} 8.9 & 0 & 0 \\ 0 & 8.9 & 0 \\ 0 & 0 & 8.9 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 9.3 & 0 & 0 \\ 0 & 9.3 & 0 \\ 0 & 0 & 9.3 \end{pmatrix}$
Densité (kg/m <sup>3</sup> )	6150	5304

Tableau III. 5 : Données des matrices d'élasticité, de couplage piézoélectrique, et de permittivité relative de GaN et d'AlGaN

### 5.3.1. Analyse modale

Le but de l'analyse modale est de trouver les trois premières fréquences de résonance du résonateur et la forme correspondante de la déformation. Ces fréquences seront les fréquences centrales des plages de fréquence utilisées pour l'analyse harmonique.

A partir de la géométrie du résonateur, les propriétés mécaniques de GaN et d'AlGaN, et les conditions aux limites, nous avons effectué l'analyse modale.

Pour déterminer les fréquences propres de la structure mécanique, nous utilisons la deuxième loi de Newton. En l'absence d'amortissement et de force extérieure appliquée, l'équation de mouvement en équilibre mécanique dans un régime élastique linéaire à faible déplacement s'écrit sous la forme :

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \nabla \cdot \sigma = 0 \quad (1.1)$$

Où  $u$  est le vecteur de déplacement,  $\nabla \cdot$  est l'opérateur divergence, et  $\sigma$  le tenseur des contraintes. COMSOL résout en fait l'équation aux valeurs propres où  $\partial^2 u / \partial t^2$  est remplacé par  $\lambda^2 u$  avec  $\lambda = -i\omega$ .

On remplace le tenseur de contrainte par le vecteur de déplacement en utilisant la relation qui relie la contrainte et la déformation (loi de Hooke), et la relation qui relie la déformation et le déplacement, l'équation d'équilibre s'écrit sous la forme (équation de Navier):

$$\rho \lambda^2 u - \nabla \cdot (C_e \nabla u) = 0 \quad (1.2)$$

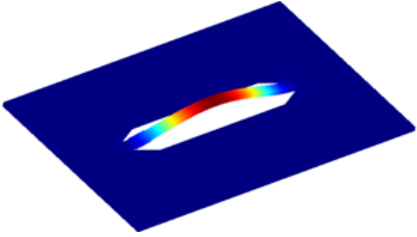
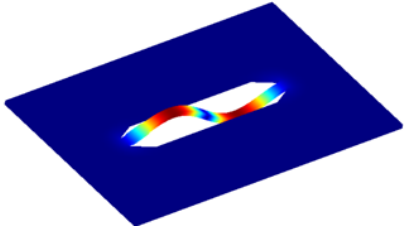
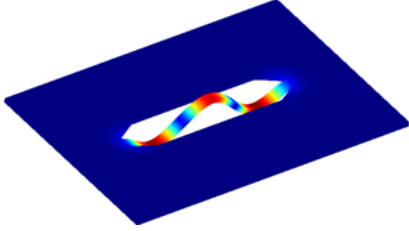
Où  $C_e$  est le tenseur de rigidité du matériau, et  $\nabla$  est l'opérateur gradient.

COMSOL résout cette équation et affiche soit les valeurs propres  $\lambda$ , soit les fréquences de résonance  $f$  données par :

$$f = \frac{|\lambda|}{2\pi} \quad (1.3)$$

Les valeurs des fréquences pour les trois premiers modes de résonance et les formes correspondantes sont illustrées dans le tableau III. 6.



	Fréquence (MHz)	Forme de déformation
Mode 1	1.49	
Mode 2	4.04	
Mode 3	7.79	

*Tableau III. 6 : les trois premiers modes de résonance et les formes correspondantes issues de la modélisation FEM par COMSOL.*

### **5.3.2. Analyse harmonique en présence du gaz bidimensionnel d'électrons sous la grille**

On commence par définir les conditions aux limites électriques du résonateur. On relie les contacts ohmiques à la masse (figure III. 29. (a)), et on définit le gaz bidimensionnel d'électrons par un plan de potentiel  $V_0=0$  V (figure III. 29. (b)). Sur l'électrode supérieure de l'actionneur, on définit un potentiel électrique de  $V_l=1$  V (figure III. 29. (c)). Pour les conditions aux interfaces, on applique une condition de continuité et sur les surfaces la condition limite est que la charge est nulle.

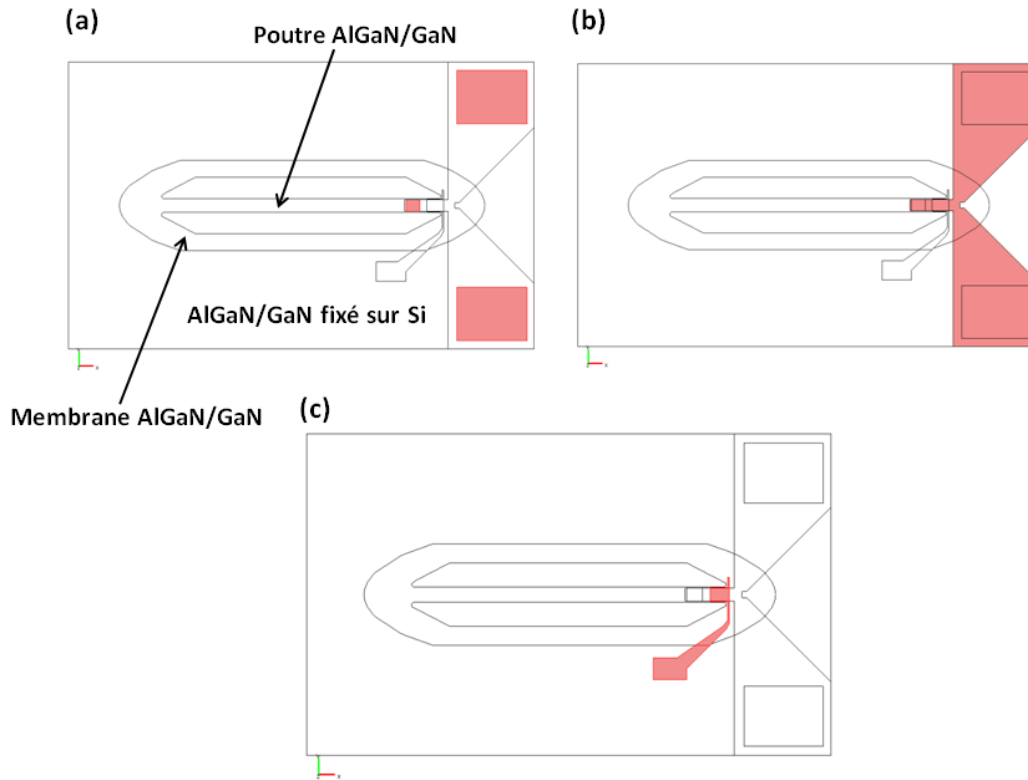


Figure III. 29 : Les plans de potentiel qui définissent les conditions aux limites électriques du résonateur (a) les contacts ohmiques (b) le gaz bidimensionnel d'électrons (c) le contact Schottky.

Dans cette analyse, les conditions limites de tension appliquée sur les électrodes sont les amplitudes des maxima. Ainsi la tension appliquée sera donnée par :

$$V = V_1 \cos(2\pi ft) \quad (1.4)$$

Où,  $V$  est la tension harmonique appliquée,  $V_1$  est l'amplitude maximale sur l'électrode supérieure en Volts,  $f$  est la fréquence de l'excitation en Hz, et  $t$  est le temps en secondes.

L'électrode inférieure est toujours à potentiel nul.

L'amortissement est pris en compte dans l'analyse harmonique dans le but d'obtenir des résultats qui sont proches de la réalité. Le modèle de l'analyse transitoire dans COMSOL utilise un facteur d'amortissement définie par :

$$\eta_s = \frac{\text{énergie stockée dans un cycle de déformation}}{\text{énergie dissipée dans un cycle de déformation}} = \frac{1}{Q} \quad (1.5)$$

où  $Q$  est le facteur de qualité.

Pour résoudre le problème dans le cas d'une oscillation harmonique, COMSOL résout la relation de la seconde loi mécanique du Newton, où l'accélération est due aux contraintes

internes, à l'amortissement et aux forces extérieures qui sont nulles ici :

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \nabla \cdot \sigma + \eta_s \rho \frac{\partial u}{\partial t} = 0 \quad (1.6)$$

Pour calculer la distribution du champ électrique, il faut également résoudre l'équation de poisson :

$$\nabla \cdot D = \rho_v \quad (1.7)$$

Avec  $D$  est le vecteur de déplacement électrique, et  $\rho_v$  est la densité de charge électrique par unité de volume qui est nulle dans le volume du semi-conducteur. En utilisant aussi les équations constitutives piézoélectriques :

$$\sigma = C_e S - e^T E \quad (1.8)$$

$$D = e S - \varepsilon_s E \quad (1.9)$$

Où

$$S = C_e \nabla u \quad (1.10)$$

Où  $\sigma$  est le tenseur de la contrainte,  $C_e$  est le tenseur de rigidité du matériau,  $S$  est le tenseur de la déformation,  $e$  est le tenseur du couplage piézoélectrique et  $e^t$  est leur transposé,  $D$  est le tenseur du déplacement électrique, et  $\varepsilon_s$  est le tenseur de la permittivité électrique.

Dans ce système d'équations, le facteur d'amortissement  $\eta_s$  est déterminé expérimentalement à partir du facteur de qualité mesuré pour chaque courbe de résonance.

Pour résoudre le problème avec précision, on considère une petite plage de fréquences à balayer (~50 kHz) avec 100 points de calcul autour de la première fréquence de résonance. On identifie un point au milieu de la surface de la poutre, puis on trace le profil de déplacement de ce point en fonction de la fréquence (figure III. 30).

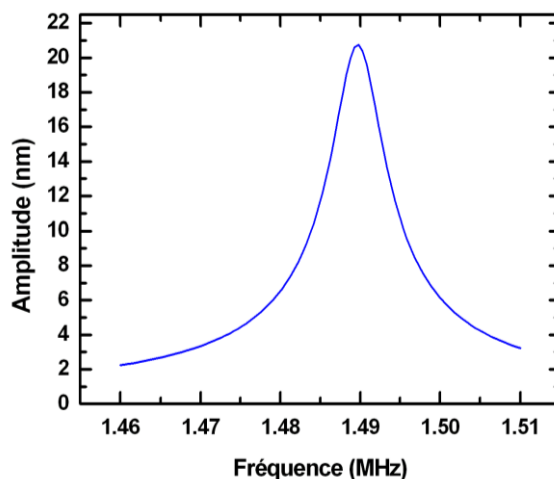


Figure III. 30 : Profil de déplacement d'un point défini au milieu de la surface de la poutre vibrante obtenu par simulation par éléments finis sous COMSOL en balayant la fréquence autour de la première fréquence de résonance pour une tension de 1 V appliquée à l'actionneur.

La simulation par éléments finis en régime harmonique pour une tension de 1 V appliqué à l'actionneur, montre à la première résonance une amplitude de vibration de 21 nm, ce qui correspond un déplacement de maximum 21 nm/V.

Avec le même principe, en définissant un point au quart de la poutre et en balayant la fréquence autour de la deuxième résonance, puis en définissant un point au sixième de la poutre pour la troisième fréquence de résonance, on peut tracer les amplitudes de vibration autour du deuxième et troisième mode (figure III. 31).

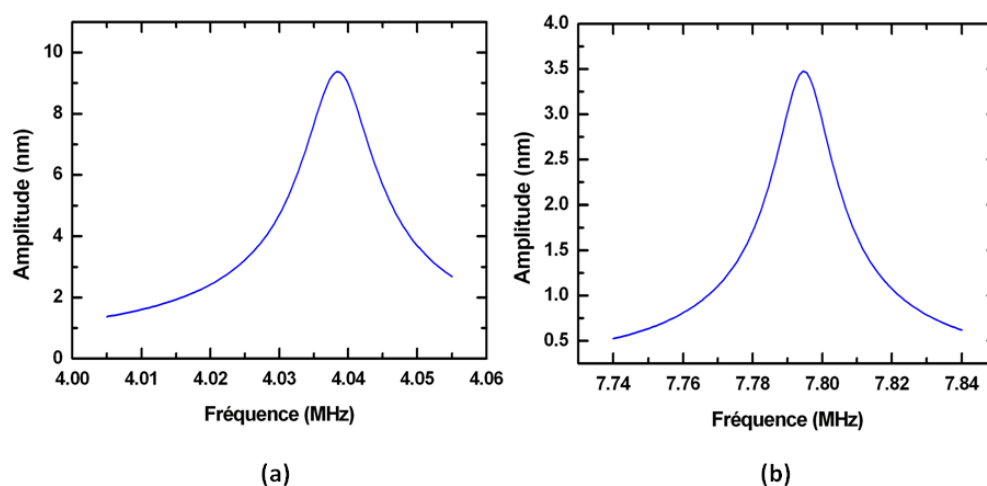


Figure III. 31 : Profil de déplacement d'un point défini à la surface de la poutre vibrante donné par une simulation par éléments finis sous COMSOL pour une tension de 1 V appliquée à l'actionneur (a) le point est défini au quart de la poutre en balayant la fréquence autour de la deuxième fréquence de résonance (b) le point est défini au sixième de la poutre en balayant la fréquence autour de la troisième fréquence de résonance.

La simulation par éléments finis en régime harmonique pour une tension de 1 V appliquée à l'actionneur, montre à la deuxième résonance une amplitude de vibration de 9.5 nm, ce qui correspond un déplacement de maximum de 9.5 nm/V, et à la troisième résonance une amplitude de vibration de 3.5 nm, ce qui correspond un déplacement de maximum de 3.5 nm/V.

### 5.3.3. Effet de la polarisation de la grille

Nous souhaitons ici expliquer les origines physiques de l'actionnement observé pour des polarisations  $V_{dc}$  inférieures à la tension de pincement ( $V_{dc} < -2.2$  V), pour lesquelles le gaz bidimensionnel d'électrons (2DEG) est totalement appauvri en dessous de la Schottky. Pour cela nous avons réalisé une modélisation multiphysique par éléments finis (FEM) en modifiant les conditions limites afin de voir si un couplage électromécanique peut provenir d'une distribution du champ électrique après le pincement.

Pour modéliser la désertion du gaz bidimensionnel d'électrons nous remplaçons la condition limite de potentiel sous la diode Schottky par une condition de continuité. Pour comparer la distribution du champ électrique dans l'actionneur, on réalise une analyse statique avant et après pincement (figure III. 32)

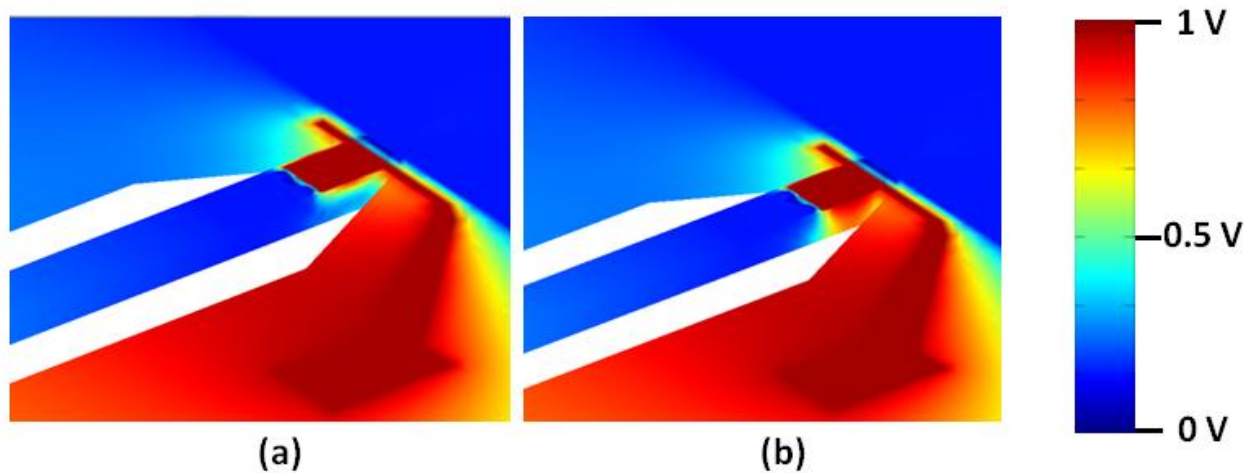
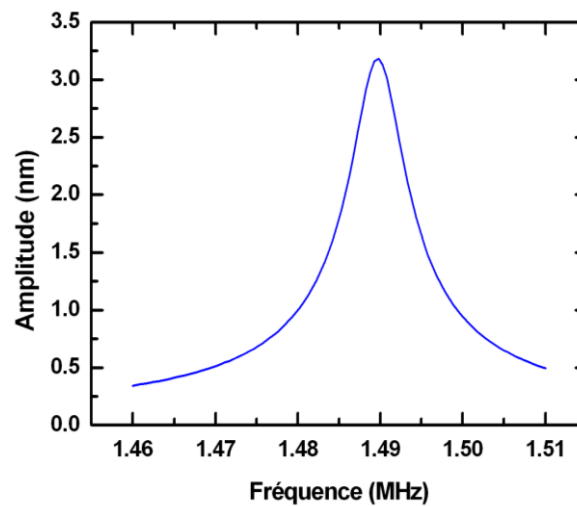


Figure III. 32 : Répartition du potentiel électrique dans l'actionneur (a) avant pincement (b) après pincement

La première simulation, est faite dans le cas où le canal du gaz bidimensionnel d'électrons est non déserté et est présent sous l'électrode supérieure avec 1 V de tension appliquée sur cette dernière. L'analyse statique montre que le potentiel est réparti entre les deux électrodes, et par suite les équipotentielles sont confinées entre ces deux électrodes (figure III. 32 (a)). Dans la deuxième analyse, pour les conditions aux limites électriques, nous avons considéré que le canal du gaz 2DEG est défini comme un plan de référence ( $V=0$  V) dans les mêmes domaines que la première analyse, sauf sous la diode Schottky où il est absent et où nous avons défini une condition de continuité. Le potentiel obtenu dans ces conditions est représenté sur la figure III. 32 (b), à partir de laquelle on observe que les équipotentielles se répartissent dans le

volume de la poutre entouré par les électrodes de l'actionneur. Le champ électrique qui résulte de cette distribution pourra induire un actionnement électromécanique de la poutre par l'effet piézoélectrique que nous allons déterminer par simulation.

Avec ces conditions aux limites électriques on a effectué une analyse harmonique par éléments finis, avec un balayage de fréquence autour de la première fréquence de résonance qui donne une amplitude maximum de 3.2 nm/V (figure III. 33).



*Figure III. 33 : Profil de déplacement d'un point défini au milieu de la surface de la poutre vibrante donné par une simulation par éléments finis sous COMSOL en balayant la fréquence autour de la première fréquence de résonance pour une tension de 1 V appliquée à l'actionneur dans les conditions électriques après pincement.*

Dans ces mêmes conditions électriques, on effectue une analyse harmonique en balayant les fréquences autour de la deuxième et la troisième résonance. Ces analyses donnent une amplitude de 1.5 nm/V pour le deuxième mode et 0.63 nm/V pour la troisième mode (figure III. 34).

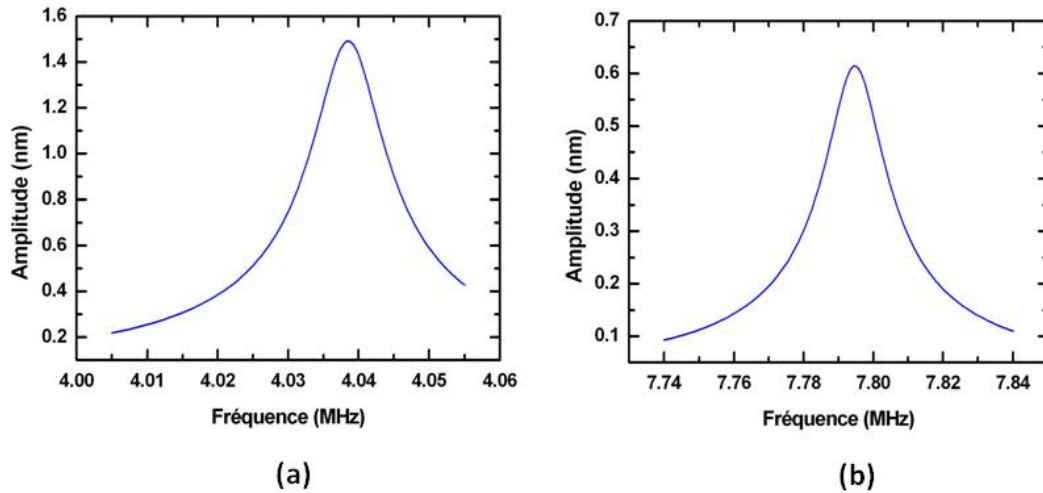


Figure III. 34 : Profil de déplacement d'un point défini à la surface de la poutre vibrante donné par une simulation par éléments finis sous COMSOL pour une tension de 1 V appliquée à l'actionneur dans les conditions électriques du pincement (a) le point est défini sur le quart de la poutre en balayant la fréquence autour de la deuxième fréquence de résonance (b) le point est défini sur le sixième de la poutre en balayant la fréquence autour de la troisième fréquence de résonance.

La figure III. 35, présente les résultats des fréquences et des amplitudes obtenues par simulation par éléments finis et par les mesures.

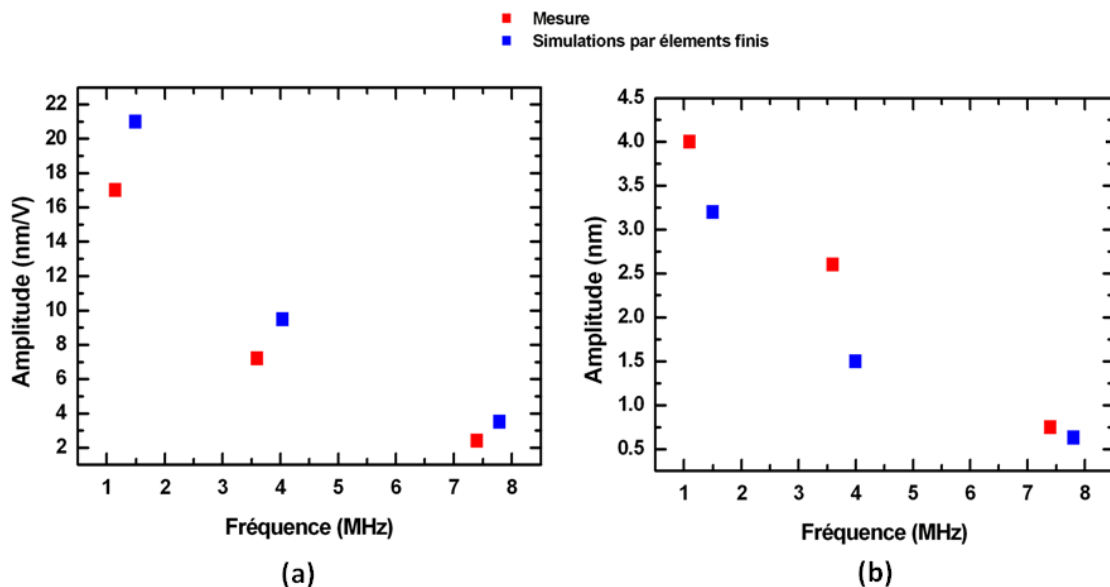


Figure III. 35 : Valeurs des fréquences et des amplitudes de vibration obtenues par mesure et par modélisation par éléments finis pour les trois premiers modes de résonance (a) avant pincement (b) après pincement.

### 5.3.4. Discussion

La figure III. 36 présente les résultats des fréquences et des amplitudes obtenues par modélisation analytique, simulation par éléments finis et par les mesures. Les valeurs des amplitudes de vibration obtenues par modélisation par éléments finis montrent un écart avec les amplitudes de mesure inférieur avec celui obtenu analytiquement pour les trois premiers modes de résonance. Il est de 19% pour le premier mode, 24.2% pour le deuxième mode et 31.4% pour le troisième mode. Cela confirme que la membrane qui entoure la poutre a un effet non négligeable sur la vibration de la poutre.

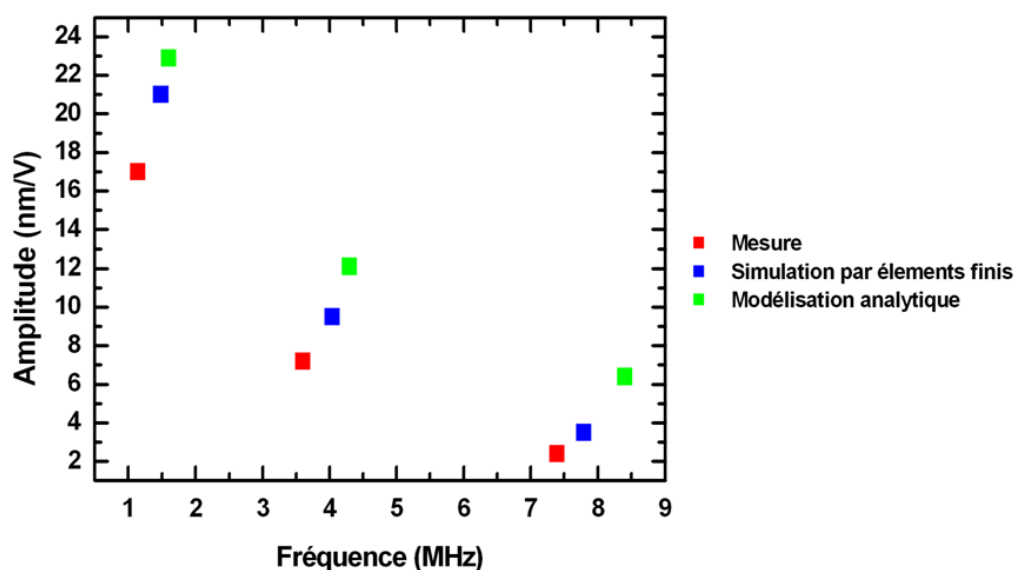


Figure III. 36 : Valeurs des fréquences et des amplitudes de vibration avant le pincement obtenues par mesure, par modélisation analytique et par simulation par éléments finis pour les trois premiers modes de résonance.

Pour les fréquences de résonance, on trouve toujours un écart non négligeable entre les fréquences modélisées (analytiquement et par éléments finis) d'une part et les fréquences mesurées d'autre part. Cette différence est attribuée à la contrainte résiduelle dans la poutre. Pour le montrer, on a effectué une analyse modale par une simulation par éléments finis en tenant compte de l'effet de la contrainte résiduelle sur les fréquences (Tableau III. 7).

Contrainte résiduelle	Fréquence de résonance (MHz)		
	Mode 1	Mode 2	Mode 3
0 (MPa)	1.49	4.04	7.79
-250 (MPa)	1.18	3.67	7.42

Tableau III. 7 : Fréquence de résonance obtenue par simulation par éléments finis en tenant compte de la contrainte résiduelle dans le résonateur.



Nous avons trouvé qu'une contrainte résiduelle en compression de l'ordre de -250 MPa permet de retrouver les valeurs mesurées de fréquence de résonance pour les trois premiers modes. Cette valeur est largement inférieure à la valeur critique de flambage qui est de 477 MPa en utilisant la relation (2.28) du chapitre II pour notre cas.

Par contre le logiciel ne nous a pas permis de calculer les amplitudes lorsque la contrainte est appliquée en raison de problèmes de convergence de l'algorithme.

## 6. Conclusion

Ce troisième chapitre propose une étude de l'actionneur piézoélectrique utilisé pour les résonateurs à base d'hétérostructure AlGaIn/GaN. Après avoir rappelé les principes de fonctionnement et décrit la fabrication du composant, nous avons démontré expérimentalement la possibilité de l'utilisation d'une couche très fine d'AlGaIn (~22 nm) pour actionner une poutre épaisse (2.3  $\mu\text{m}$ ) d'une part et l'utilisation du gaz bidimensionnel d'électrons confiné à l'hétérostructure AlGaIn/GaN comme une électrode inférieure d'autre part.

Nous avons établi un calcul analytique et une simulation numérique par éléments finis du mécanisme d'actionnement. Les mesures et les calculs (analytiques et par simulation par éléments finis) des fréquences de résonance et des amplitudes de vibration montrent un bon accord. Les travaux de l'équipe de recherche de l'université d'Ilmenau (Allemagne) sur des structures analogues avaient conduit à un rapport 50 entre la valeur de déplacement mesurée et la valeur modélisée pour le premier mode de résonance.

Grâce à des mesures électriques sur un transistor HEMT et des simulations par éléments finis, nous avons démontré la diminution de l'amplitude d'actionnement électromécanique après le pincement. Nous avons expliqué aussi l'actionnement résiduel important après le pincement par la simulation par éléments finis qui rend compte de la distribution du potentiel dans le volume qui entoure l'actionneur.

L'ensemble de ces résultats confirme l'intérêt d'utiliser les matériaux nitrures et des structures de type HEMT pour réaliser des résonateurs MEMS. Cela permettra leur intégration avec des composants actifs HEMT pour la réalisation d'une nouvelle génération de capteur.



## Conclusion générale et perspectives

Ce travail a permis d'étudier les résonateurs MEMS en matériaux semi-conducteurs de la famille des nitrures. Nous nous sommes plus particulièrement intéressés au nitrure de gallium GaN, au nitrure d'aluminium AlN ainsi qu'à leurs alliages ternaires déposés en films minces sur des substrats de silicium. Dans le chapitre 1, nous avons présenté les particularités et les propriétés électriques et mécaniques des nitrures ainsi que leurs applications d'une part, et, d'autre part, l'état de l'art et quelques exemples de résonateurs MEMS en matériaux nitrures. Cette famille de matériaux présente des atouts considérables pour réaliser des MEMS, permettant l'intégration au sein des dispositifs microsystemes de nouvelles formes de transduction exploitant le gaz bidimensionnel présent à l'interface AlGaN/GaN. Dans notre structure, l'actionnement utilise la barrière d'AlGaN, le gaz bidimensionnel d'électrons et une diode Schottky afin de créer une contrainte par effet piézoélectrique inverse qui met la poutre en vibration. Pour la détection du mouvement, nous avons intégré un transistor HEMT sur la poutre qui détecte la déformation par effet piézoélectrique.

Dans le chapitre 2, nous avons pu déterminer les propriétés mécaniques des matériaux nitrures des plaques épitaxiées sur des substrats de silicium au CRHEA. Des modélisations analytiques et par éléments finis ont permis de déterminer les modules d'Young et les contraintes résiduelles. Dans un premier temps, nous avons déterminé les modules d'Young des matériaux nitrures tels que le GaN, l'AlN et l'AlGaN en utilisant la méthode des fréquences de résonances des poutres encastrées-libres composites avec différentes couches. Cette méthode conduit à des modules d'Young de 261 GPa pour le GaN et 339 GPa pour l'AlN. Dans un deuxième temps, on a utilisé ces derniers pour déterminer les contraintes résiduelles dans les différentes plaques épitaxiées à partir des méthodes statiques telles que les courbures des plaques et l'auto-déformation des structures libérées et des méthodes dynamiques telles que le décalage des fréquences de résonance. Nous avons constaté que les méthodes utilisant les courbures des plaques et les poutres bi-encastrées (soit le flambage, soit le décalage des fréquences), pour la détermination des contraintes résiduelles moyennes donnent des valeurs proches les unes des autres. Cela a permis de confirmer qu'il est possible de réaliser des couches présentant des contraintes résiduelles en compression et en tension (de -600 à 500 MPa) en modifiant la structure de l'empilement.

Le chapitre 3 consiste à étudier l'actionneur du résonateur MEMS à base d'hétérostructure AlGaN/GaN. L'actionneur est constitué par une diode Schottky intégré sur la poutre exploitant le gaz bidimensionnel d'électrons 2DEG confiné à l'hétérostructure AlGaN/GaN comme une électrode inférieure pour l'actionneur. Ce même principe a été utilisé par une équipe de recherche de l'université de Ilmenau (Allemagne). Ils ont trouvé un rapport 50 entre la valeur de déplacement mesurée et la valeur modélisé pour le premier mode de résonance.

Dans notre cas la modélisation a été effectuée de façon analytique et par éléments finis en utilisant COMSOL multiphysique pour mettre en œuvre le rôle de la technologie de fabrication sur le fonctionnement de l'actionneur. Les mesures et les modélisations (analytique et par éléments finis) des fréquences de résonance et des amplitudes de vibration montrent un bon accord pour les trois premiers modes de résonance. Les simulations par éléments finis permettent ainsi d'expliquer l'origine de l'actionnement résiduel important après la désertion du gaz bidimensionnel d'électrons à l'interface. Cet actionnement provient de la distribution du potentiel dans le volume qui entoure l'actionneur.

L'ensemble de ces résultats confirme l'intérêt d'utiliser les matériaux nitrures et des structures de type HEMT pour réaliser des résonateurs MEMS. Cela permettra leur intégration avec des composants actifs HEMT pour la réalisation d'une nouvelle génération de capteurs.

Ces travaux ouvrent la voie de la miniaturisation des résonateurs puisque nous avons démontré que des couches plus minces peuvent présenter des contraintes résiduelles très faibles. La miniaturisation permettrait d'augmenter la fréquence de ces résonateurs et élargirait les possibilités d'applications.

Par ailleurs plusieurs points restent à approfondir sur ces dispositifs. D'une part le facteur de qualité pourrait être limité par la qualité cristalline des couches d'adaptation. Une étude plus détaillée des mécanismes limitant ce facteur serait une perspective importante pour ces dispositifs. Il en est de même quant à la reproductibilité des matériaux afin d'obtenir des fréquences de résonances les plus prédictibles possibles avant la réalisation des dispositifs.

Ensuite, l'un des objectifs de ces résonateurs est de fonctionner dans des conditions sévères et donc dans des températures élevées. Une étape importante qu'on peut proposer comme une perspective de ce travail, serait donc l'étude du comportement du fonctionnement du résonateur lorsque la température du milieu varie. Cela permettrait également de qualifier la stabilité thermique de ces composants ce qui est un paramètre important pour les applications.

Pour terminer, il ne faut pas oublier que cette filière technologique offre la possibilité d'intégrer des résonateurs avec des transistors. La démonstration et l'évaluation d'un tel dispositif intégré serait donc tout à fait intéressante.

## Références bibliographiques

- [1] S. M. Sze and K. K. Ng, *Physics of Semiconductor Devices*, Third Ed. Wiley and Sons Inc., 2007, p. 815.
- [2] O. Ambacher, “Growth and applications of Group III-nitrides,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 31, no. 20, pp. 2653–2710, 1998.
- [3] O. Ambacher, J. Majewski, C. Miskys, and A. Link, “Pyroelectric properties of Al(In)GaN/GaN hetero- and quantum well structures,” *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 14, no. 13, pp. 3399–3434, Apr. 2002.
- [4] M. Suzuki, T. Uenoyama, and A. Yanase, “First-principles calculations of effective-mass parameters of AlN and GaN,” *Phys. Rev. B*, vol. 52, no. 11, pp. 8132–8139, Sep. 1995.
- [5] “NSM Archive - Physical Properties of Semiconductors.” .
- [6] D. Brunner, H. Angerer, E. Bustarret, F. Freudenberg, R. Höpler, R. Dimitrov, O. Ambacher, and M. Stutzmann, “Optical constants of epitaxial AlGaIn films and their temperature dependence,” *Journal of Applied Physics*, vol. 82, no. 10, p. 5090, 1997.
- [7] J. Kolnik, I. H. Oguzman, K. F. Brennan, R. Wang, P. P. Ruden, and Y. Wang, “Electronic transport studies of bulk zincblende and wurtzite phases of GaN based on an ensemble Monte Carlo calculation including a full zone band structure,” *Journal of Applied Physics*, vol. 78, no. 2, pp. 1033–1038, 1995.
- [8] H. Mathieu, *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques*, DUNOD. 2001, p. 717.
- [9] J. F. Nye, *Propriétés physiques des cristaux, leur représentation par des tenseurs et des matrices*. Dunod, 1961.
- [10] K. Shimada, T. Sota, and K. Suzuki, “First-principles study on electronic and elastic properties of BN, AlN, and GaN,” *Journal of Applied Physics*, vol. 84, no. 9, p. 4951, 1998.
- [11] K. Kim, W. Lambrecht, and B. Segall, “Elastic constants and related properties of tetrahedrally bonded BN, AlN, GaN, and InN,” *Physical review. B, Condensed matter*, vol. 53, no. 24, pp. 16310–16326, Jun. 1996.
- [12] A. F. Wright, “Elastic properties of zinc-blende and wurtzite AlN, GaN, and InN,” *Journal of Applied Physics*, vol. 82, no. 6, p. 2833, 1997.

- [13] M. Yamaguchi, T. Yagi, T. Azuhata, and T. Sota, "Brillouin scattering study of gallium nitride: elastic stiffness constants," *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 9, no. 1, pp. 241–248, 1997.
- [14] R. B. Schwarz, K. Khachatryan, and E. R. Weber, "Elastic moduli of gallium nitride," *Applied Physics Letters*, vol. 70, no. 9, p. 1122, 1997.
- [15] C. Deger, E. Born, H. Angerer, O. Ambacher, and M. Stutzmann, "Sound velocity of Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N thin films obtained by surface acoustic-wave measurements," *Applied Physics Letters*, vol. 72, no. 19, p. 2400, 1998.
- [16] L. E. McNeil, M. Grimsditch, and R. H. French, "Vibrational Spectroscopy of Aluminum Nitride," *Journal of the American Ceramic Society*, vol. 76, no. 5, pp. 1132–1136, 1993.
- [17] A. V. Sotnikov, H. Schmidt, M. Weihnacht, E. P. Smirnova, T. Y. Chemekova, and Y. N. Makarov, "Material parameters of AlN and LiAlO<sub>2</sub> single crystals," in *Frequency Control Symposium, 2009 Joint with the 22nd European Frequency and Time forum. IEEE International*, 2009, pp. 935–938.
- [18] O. Ambacher, J. Smart, J. Shealy, N. Weimann, R. Dimitrov, L. Wittmer, M. Stutzmann, W. Rieger, and J. Hilsenbeck, "Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGa<sub>x</sub>N/GaN heterostructures," *Journal of Applied Physics*, vol. 85, no. 6, pp. 3222–3233, 1999.
- [19] A. D. Bykhovski, V. V. Kaminski, M. S. Shur, Q. C. Chen, and M. A. Khan, "Piezoresistive effect in wurtzite n-type GaN," *Applied Physics Letters*, vol. 68, no. 6, pp. 818–819, 1996.
- [20] G. D. O'Clock, "Acoustic surface wave properties of epitaxially grown aluminum nitride and gallium nitride on sapphire," *Applied Physics Letters*, vol. 23, no. 2, p. 55, 1973.
- [21] M. A. Littlejohn, J. R. Hauser, and T. H. Glisson, "Monte Carlo calculation of the velocity-field relationship for gallium nitride," *Applied Physics Letters*, vol. 26, no. 11, p. 625, 1975.
- [22] J. G. Gualtieri, J. A. Kosinski, and A. Ballato, "Piezoelectric materials for acoustic wave applications," *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on*, vol. 41, no. 1, pp. 53–59, 1994.
- [23] F. Bernardini, V. Fiorentini, and D. Vanderbilt, "Accurate calculation of polarization-related quantities in semiconductors," *Physical Review B*, vol. 63, no. 19, pp. 1–4, Apr. 2001.

- [24] T. Sadi, R. W. Kelsall, and N. J. Pilgrim, "Investigation of Self-Heating Effects in Submicrometer GaN/AlGa<sub>N</sub> HEMTs Using an Electrothermal Monte Carlo Method," *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 53, no. 12, pp. 2892–2900, 2006.
- [25] J. W. Chung, J. Lee, E. L. Piner, and T. Palacios, "Seamless On-Wafer Integration of Si(100) MOSFETs and GaN HEMTs," *Electron Device Letters, IEEE*, vol. 30, no. 10, pp. 1015–1017, 2009.
- [26] R. Dingle, D. Sell, S. Stokowski, and M. Ilegems, "Absorption, Reflectance, and Luminescence of GaN Epitaxial Layers," *Physical Review B*, vol. 4, no. 4. American Physical Society, pp. 1211–1218, 1971.
- [27] B. Monemar, "Fundamental energy gap of GaN from photoluminescence excitation spectra," *Physical Review B*, vol. 10, no. 2, pp. 676–681, 1974.
- [28] Y. Fu, "Residual stress in Gallium Nitride films grown on Silicon substrates by metal organic," Ohio University, 2000.
- [29] Z. Chen, Z. Gan, and S. Liu, "Modeling of thermal residual stresses of crack free GaN epitaxial film grown on patterned silicon substrates," *2009 59th Electronic Components and Technology Conference*, pp. 1824–1829, May 2009.
- [30] O. Ambacher, B. Foutz, J. Smart, and J. Shealy, "Two dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization in undoped and doped AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> heterostructures," *Journal of Applied Physics*, vol. 87, no. 1, pp. 334–344, 2000.
- [31] H. Amano, M. Kito, K. Hiramatsu, and I. Akasaki, "P-Type Conduction in Mg-Doped GaN Treated with Low-Energy Electron Beam Irradiation (LEEBI)," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 28, no. Part 2, No. 12, pp. L2112–L2114, Dec. 1989.
- [32] M. A. Khan, J. M. Van Hove, J. N. Kuznia, and D. T. Olson, "High electron mobility Ga<sub>N</sub>/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N heterostructures grown by low-pressure metalorganic chemical vapor deposition," *Applied Physics Letters*, vol. 58, no. 21, p. 2408, 1991.
- [33] F. Medjdoub, J. Carlin, M. Gonschorek, E. Feltin, M. A. Py, D. Ducatteau, C. Gaquière, N. Grandjean, and E. Kohn, "Can InAlN / GaN be an alternative to high power / high temperature AlGa<sub>N</sub> / Ga<sub>N</sub> devices?," *IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)*, no. 0001, pp. 1–4, 2006.
- [34] S. J. Pearton, B. S. Kang, S. Kim, F. Ren, B. P. Gila, C. R. Abernathy, J. Lin, and S. N. G. Chu, "GaN-based diodes and transistors for chemical, gas, biological and pressure sensing," *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 16, no. 29, pp. R961–R994, Jul. 2004.

- [35] J. Schalwig, G. Müller, M. Eickhoff, O. Ambacher, and M. Stutzmann, "Gas sensitive GaN/AlGaIn-heterostructures," *Sensors and Actuators B: Chemical*, vol. 87, no. 3, pp. 425–430, Dec. 2002.
- [36] M. Ali, V. Cimalla, V. Lebedev, H. Romanus, V. Tilak, D. Merfeld, P. Sandvik, and O. Ambacher, "Pt/GaN Schottky diodes for hydrogen gas sensors," *Sensors and Actuators B: Chemical*, vol. 113, no. 2, pp. 797–804, Feb. 2006.
- [37] H. C. Nathanson, W. E. Newell, R. A. Wickstrom, and J. R. Davis, "The resonant gate transistor," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 14, no. 3, pp. 117–133, 1967.
- [38] D. F. Moore and R. R. A. Syms, "Recent developments in micromachined silicon," *Electronics Communication Engineering Journal*, vol. 11, no. 6, pp. 261–270, 1999.
- [39] R. G. Kinsman, "A history of crystal filters," in *Frequency Control Symposium, 1998. Proceedings of the 1998 IEEE International*, 1998, pp. 563–570.
- [40] Y. V Gulyaev and F. S. Hickernell, "Acoustoelectronics: history, present state, and new ideas for a new era," in *Ultrasonics Symposium, 2004 IEEE*, 2004, vol. 1, pp. 182 – 190 Vol.1.
- [41] A. N. Cleland and M. L. Roukes, "Fabrication of high frequency nanometer scale mechanical resonators from bulk Si crystals," *Applied Physics Letters*, vol. 69, no. 18, p. 2653, 1996.
- [42] Y.-W. Lin, S. Lee, S.-S. Li, X. Yuan, R. Zeying, and C. T.-C. Nguyen, "Series-resonant VHF micromechanical resonator reference oscillators," *IEEE journal of solid-state circuits*, vol. 39, no. 12, pp. 2477–2491, 2004.
- [43] P. Robert, D. Saias, C. Billard, S. Boret, and N. Sillon, "Integrated RF-MEMS switch based on a combination of thermal and electrostatic actuation," in *12th International Conference on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems (TRANSDUCERS)*, 2003, vol. 2, pp. 1714 – 1717 vol.2.
- [44] G. Piazza, R. Abdolvand, G. K. Ho, and F. Ayazi, "Voltage-tunable piezoelectrically-transduced single-crystal silicon micromechanical resonators," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 111, no. 1, pp. 71–78, Mar. 2004.
- [45] J. Olivares, E. Iborra, M. Clement, L. Vergara, J. Sangrador, and a. Sanz-Hervás, "Piezoelectric actuation of microbridges using AlN," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 123–124, pp. 590–595, Sep. 2005.
- [46] B. Piekarski, D. DeVoe, M. Dubey, R. Kaul, and J. Conrad, "Surface micromachined piezoelectric resonant beam filters," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 91, no. 3, pp. 313–320, Jul. 2001.



- [47] A. A. Barlian, W.-T. Park, J. R. Mallon, A. J. Rastegar, and B. L. Pruitt, "Review: Semiconductor Piezoresistance for Microsystems.," *Proceedings of the IEEE. Institute of Electrical and Electronics Engineers*, vol. 97, no. 3, pp. 513–552, Jan. 2009.
- [48] A. Rahafrooz and S. Pourkamali, "High-Frequency Thermally Actuated Electromechanical Resonators With Piezoresistive Readout," *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 58, no. 4, pp. 1205–1214, 2011.
- [49] C. Durand, F. Casset, P. Renaux, N. Abelé, B. Legrand, D. Renaud, E. Ollier, P. Ancey, A. M. Ionescu, and L. Buchailot, "In-Plane Silicon-On-Nothing Nanometer-Scale Resonant Suspended Gate MOSFET for In-IC Integration Perspectives," *Electron Device Letters, IEEE*, vol. 29, no. 5, pp. 2008–2010, 2008.
- [50] V. Cimalla, J. Pezoldt, and O. Ambacher, "Group III nitride and SiC based MEMS and NEMS: materials properties, technology and applications," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 40, no. 20, pp. 6386–6434, Oct. 2007.
- [51] F. R. Blom, S. Bouwstra, M. Elwenspoek, and J. H. J. Fluitman, "Dependence of the quality factor of micromachined silicon beam resonators on pressure and geometry," *Journal of Vacuum Science and Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, vol. 10, no. 1, p. 19, 1992.
- [52] Z. Hao, A. Erbil, and F. Ayazi, "An analytical model for support loss in micromachined beam resonators with in-plane flexural vibrations," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 109, no. 1–2, pp. 156–164, Dec. 2003.
- [53] R. Lifshitz and M. Roukes, "Thermoelastic damping in micro- and nanomechanical systems," *Physical Review B*, vol. 61, no. 8, pp. 5600–5609, Feb. 2000.
- [54] A. N. Cleland, *Foundations of Nanomechanics: From Solid-State Theory to Device Applications*. Springer, 2003, pp. 288–291.
- [55] a. N. Cleland and M. L. Roukes, "Noise processes in nanomechanical resonators," *Journal of Applied Physics*, vol. 92, no. 5, p. 2758, 2002.
- [56] H. Trezeguet, "Les filtres à ondes de surface," *Electronique, Electronique*, pp. 78–88, 2005.
- [57] K. M. Lakin, K. T. McCarron, and R. E. Rose, "Solidly mounted resonators and filters," in *IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings*, 1995, vol. 2, pp. 905–908.
- [58] M. U. Demirci and C. T.-C. Nguyen, "Higher-mode free-free beam micromechanical resonators," in *IEEE International Frequency Control Symposium and PDA Exhibition Jointly with the 17th European Frequency and Time Forum, 2003. Proceedings of the 2003*, 2003, pp. 810–818.

- [59] N. Abelé, “Design and fabrication of suspended-gate {MOSFET}s for {MEMS} resonator, switch and memory applications,” EPFL, Lausanne, 2007.
- [60] S. Pourkamali, A. Hashimura, R. Abdolvand, G. K. Ho, A. Erbil, and F. Ayazi, “High-Q single crystal silicon HARPSS capacitive beam resonators with self-aligned sub-100-nm transduction gaps,” *Journal of Microelectromechanical Systems*, vol. 12, no. 4, pp. 487–496, 2003.
- [61] J. Arcamone, M. A. F. Van Den Boogaart, and F. Serra-Graells, “Full wafer integration of NEMS on CMOS by nanostencil lithography,” *IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)*, pp. 1–4, 2006.
- [62] V. Kaajakari, T. Mattila, and A. Oja, “Square-extensional mode single-crystal silicon micromechanical RF-resonator,” in *12th International Conference on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems (TRANSDUCERS)*, 2003, vol. 2, pp. 951 – 954 vol.2.
- [63] Y.-W. Lin, S.-S. Li, Z. Ren, and C. T. C. Nguyen, “Low phase noise array-composite micromechanical wine-glass disk oscillator,” in *IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)*, 2005, p. 4 pp. –281.
- [64] J. Wang, J. E. Butler, T. Feygelson, and C. T.-C. Nguyen, “1.51-GHz nanocrystalline diamond micromechanical disk resonator with material-mismatched isolating support,” in *Micro Electro Mechanical Systems, 2004. 17th IEEE International Conference on. (MEMS)*, 2004, pp. 641–644.
- [65] K. Brueckner, F. Niebelschuetz, K. Tonisch, C. Foerster, V. Cimalla, R. Stephan, J. Pezoldt, T. Stauden, O. Ambacher, and M. A. Hein, “Micro- and nano-electromechanical resonators based on SiC and group III-nitrides for sensor applications,” *Physica Status Solidi (a)*, vol. 208, no. 2, pp. 357–376, Feb. 2011.
- [66] P. Ivaldi, J. Abergel, G. Arndt, P. Robert, and P. Andreucci, “50 nm thick AlN resonant micro-cantilever for gas sensing application,” in *Frequency Control Symposium (FCS), 2010 IEEE International*, 2010, pp. 81–84.
- [67] R. L. B. Haskell, J. J. Caron, M. A. Duptisea, and J. J. Ouellette, “Effects of film thickness on sensitivity of SAW mercury sensors,” in *Ultrasonics Symposium, 1999. Proceedings. 1999 IEEE*, 1999, vol. 1, pp. 429 –434 vol.1.
- [68] M. Penza, P. Aversa, G. Cassano, D. Suriano, and W. Wlodarski, “Thin-Film Bulk-Acoustic-Resonator Gas Sensor Functionalized With a Nanocomposite Langmuir Blodgett Layer of Carbon Nanotubes,” *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 55, no. 5, pp. 1237–1243, 2008.

- [69] L. Khine, J. M. Tsai, A. Heidari, and Y.-J. Yoon, "Piezoelectric MEMS resonant gas sensor for defence applications," in *Defense Science Research Conference and Expo (DSR), 2011*, 2011, pp. 1–3.
- [70] M. VanHove, S. Boulay, S. R. Bahl, S. Stoffels, X. Kang, D. Wellekens, K. Geens, A. Delabie, and S. Decoutere, "CMOS Process-Compatible High-Power Low-Leakage AlGaIn/GaN MISHEMT on Silicon," *IEEE Electron Device Letters*, vol. 33, no. 5, pp. 667–669, 2012.
- [71] G. Piazza, P. J. Stephanou, and A. P. Pisano, "Piezoelectric Aluminum Nitride Vibrating Contour-Mode MEMS Resonators," vol. 15, no. 6, pp. 1406–1418, 2006.
- [72] C.-M. Lin, Y.-J. Lai, J.-C. Hsu, Y.-Y. Chen, D. G. Senesky, and A. P. Pisano, "High-Q aluminum nitride Lamb wave resonators with biconvex edges," *Applied Physics Letters*, vol. 99, no. 14, p. 143501, 2011.
- [73] C. Lin, Y. Chen, V. V. Felmetzger, G. Vigevani, D. G. Senesky, and A. P. Pisano, "Micromachined aluminum nitride acoustic resonators with an epitaxial silicon carbide layer utilizing high-order Lamb wave modes," *IEEE 25th International Conference on Micro Electro Mechanical Systems (MEMS)*, no. February, pp. 733–736, 2012.
- [74] M. Rinaldi, C. Zuniga, C. Zuo, and G. Piazza, "Super-high-frequency two-port AlN contour-mode resonators for RF applications," *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on*, vol. 57, no. 1, pp. 38–45, 2010.
- [75] A. Müller, D. Neculoiu, G. Konstantinidis, A. Stavriniadis, D. Vasilache, A. Cismaru, M. Danila, M. Dragoman, G. Deligeorgis, and K. Tsagaraki, "6.3-GHz Film Bulk Acoustic Resonator Structures Based on a Gallium Nitride / Silicon Thin Membrane," vol. 30, no. 8, pp. 799–801, 2009.
- [76] V. J. Gokhale, J. Roberts, and M. Rais-Zadeh, "High performance bulk mode gallium nitride resonators and filters," in *16th International Conference on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems (TRANSDUCERS)*, 2011, pp. 926–929.
- [77] K. Y. Wong, "Device Technology for GaN-based Sensing and Control ICs, The Hong Kong University of Science and Technology," Thèse, 2009.
- [78] F. Calle, J. Pedros, T. Palacios, and J. Grajal, "Nitride-based surface acoustic wave devices and applications," *Physica Status Solidi (C)*, vol. 2, no. 3, pp. 976–983, Feb. 2005.
- [79] K.-Y. Wong, W. Tang, K. M. Lau, and K. J. Chen, "Surface acoustic wave device on AlGaIn/GaN heterostructure using two-dimensional electron gas interdigital transducers," *Applied Physics Letters*, vol. 90, no. 21, p. 213506, 2007.

- [80] L. Shao, M. Zhang, A. Banerjee, P. Bhattacharya, and K. P. Pipe, "Emission and detection of surface acoustic waves by AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> high electron mobility transistors," *Applied Physics Letters*, vol. 99, no. 24, p. 243507, 2011.
- [81] D. L. DeVoe, "Piezoelectric thin film micromechanical beam resonators," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 88, no. 3, pp. 263–272, 2001.
- [82] K. Brueckner, F. Niebelschuetz, K. Tonisch, S. Michael, a. Dadgar, a. Krost, V. Cimalla, O. Ambacher, R. Stephan, and M. a. Hein, "Two-dimensional electron gas based actuation of piezoelectric AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> microelectromechanical resonators," *Applied Physics Letters*, vol. 93, no. 17, p. 173504, 2008.
- [83] R. P. Strittmatter, R. a. Beach, G. S. Picus, and T. C. McGill, "Piezoelectrically enhanced capacitive strain sensors using Ga<sub>N</sub> metal-insulator-semiconductor diodes," *Journal of Applied Physics*, vol. 94, no. 9, p. 5958, 2003.
- [84] R. P. Strittmatter, R. A. Beach, J. Brooke, E. J. Preisler, G. S. Picus, and T. C. McGill, "Ga<sub>N</sub> Schottky diodes for piezoelectric strain sensing," *Journal of Applied Physics*, vol. 93, no. 9, p. 5675, 2003.
- [85] B. S. Kang, S. Kim, J. Kim, F. Ren, K. Baik, S. J. Pearton, B. P. Gila, C. R. Abernathy, C.-C. Pan, G.-T. Chen, J.-I. Chyi, V. Chandrasekaran, M. Sheplak, T. Nishida, and S. N. G. Chu, "Effect of external strain on the conductivity of AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> high-electron-mobility transistors," *Applied Physics Letters*, vol. 83, no. 23, p. 4845, 2003.
- [86] T. Zimmermann, M. Neuburger, P. Benkart, C. Pietzka, M. Kunze, I. Daumiller, A. Dadgar, A. Krost, E. Kohn, A. F. Gan, and A. Gan, "Piezoelectric Ga<sub>N</sub> Sensor Structures," vol. 27, no. 5, pp. 309–312, 2006.
- [87] R. G. Beck, M. A. Eriksson, M. A. Topinka, and R. M. Westervelt, "GaAs / AlGaAs self-sensing cantilevers for low temperature scanning probe microscopy," vol. 73, no. 8, pp. 1149–1151, 1998.
- [88] H. X. Tang, X. M. H. Huang, M. L. Roukes, M. Bichler, and W. Wegscheider, "Two-dimensional electron-gas actuation and transduction for GaAs nanoelectromechanical systems," *Applied Physics Letters*, vol. 81, no. 20, p. 3879, 2002.
- [89] M. Faucher, B. Grimbert, Y. Cordier, N. Baron, A. Wilk, H. Lahreche, P. Bove, M. François, P. Tilmant, T. Gehin, C. Legrand, M. Werquin, L. Buchaillet, C. Gaquière, and D. Théron, "Amplified piezoelectric transduction of nanoscale motion in gallium nitride electromechanical resonators," *Applied Physics Letters*, vol. 94, no. 23, p. 233506, 2009.

- [90] J. C. Marshall, D. L. Herman, P. T. Vernier, D. L. DeVoe, and M. Gaitan, "Young's Modulus Measurements in Standard IC CMOS Processes Using MEMS Test Structures," *IEEE Electron Device Letters*, vol. 28, no. 11, pp. 960–963, Nov. 2007.
- [91] D. Zeng, W. Jie, T. Wang, and G. Zha, "Residual stress and strain in CdZnTe wafer examined by X-ray diffraction methods," *Applied Physics A*, vol. 86, no. 2, pp. 257–260, Nov. 2006.
- [92] C. A. Taylor, M. F. Wayne, and W. K. . Chiu, "Residual stress measurement in thin carbon films by Raman spectroscopy and nanoindentation," *Thin Solid Films*, vol. 429, no. 1–2, pp. 190–200, Apr. 2003.
- [93] N. Vellas, "Études expérimentales de transistors HFET de la filière nitrure de gallium pour des applications de puissance hyperfréquences," Université Lille1 - Sciences et Technologies, 2003.
- [94] N. Baron, Y. Cordier, S. Chenot, P. Vennéguès, O. Tottereau, M. Leroux, F. Semond, and J. Massies, "The critical role of growth temperature on the structural and electrical properties of AlGaIn/GaN high electron mobility transistor heterostructures grown on Si(111)," *Journal of Applied Physics*, vol. 105, no. 3, p. 033701, 2009.
- [95] B. P. van Drieënhuizen, J. F. L. Goosen, P. J. French, and R. F. Wolffenbuttel, "Comparison of techniques for measuring both compressive and tensile stress in thin films," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 37–38, no. 0, pp. 756–765, 1993.
- [96] K. E. Petersen, "Young's modulus measurements of thin films using micromechanics," *Journal of Applied Physics*, vol. 50, no. 11, p. 6761, Nov. 1979.
- [97] L. Kiesewetter, J.-M. Zhang, D. Houdeau, and A. Steckenborn, "Determination of Young's moduli of micromechanical thin films using the resonance method," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 35, no. 2, pp. 153–159, 1992.
- [98] "MSA-500 Micro System Analyzer Complete 3-D Characterization."
- [99] Shruti Nambiar, "An experimental study of middle-ear vibrations in gerbils," McGill University, 2009.
- [100] M.-L. Zani-Demange, "Instrumentation Optique: Le vibromètre laser à balayage mesure aussi les contraintes," *www.Mesure.com*, pp. 37–38, Feb-2009.
- [101] J. N. Lv, Z. C. Yang, G. Z. Yan, Y. Cai, B. S. Zhang, and K. J. Chen, "Characterization of GaN cantilevers fabricated with GaN-on-silicon platform," *IEEE International Conference On Micro Electro Mechanical Systems. Proceedings*, pp. 388–391 ST – Characterization of GaN cantilevers, 2011.

- [102] S. S. Rao, *Vibration of continuous systems*. Wiley, 2007, pp. 328–335.
- [103] J. Gere and S. J. Timoshenko, “Mechanics of Materials, (PWS, Boston, MA, 1997),” p. 1997, 1997.
- [104] E. Boyd, V. Nock, D. Weiland, X. Li, and D. Uttamchandani, “Direct comparison of stylus and resonant methods for determining Young’s modulus of single and multilayer MEMS cantilevers,” *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 172, no. 2, pp. 440–446, 2011.
- [105] G. Vasta, T. J. Jackson, A. Frommhold, J. Bowen, and E. J. Tarte, “Residual stress analysis of all perovskite oxide cantilevers,” *Journal of Electroceramics*, vol. 27, no. 3–4, pp. 176–188, Nov. 2011.
- [106] R. Yahiaoui and A. Bosseboeuf, “Cantilever microbeams : modelling of the dynamical behaviour and material characterization,” in *Thermal and Mechanical Simulation and Experiments in Microelectronics and Microsystems, 2004. EuroSimE 2004. Proceedings of the 5th International Conference on*, 2004, pp. 377–384.
- [107] S. Bhat and E. Bhattacharya, “Electrical measurement of undercut in surface micromachined structures,” *2007 International Workshop on Physics of Semiconductor Devices*, pp. 702–705, Dec. 2007.
- [108] K. Babaei Gavan, E. W. J. M. van der Drift, W. J. Venstra, M. R. Zuiddam, and H. S. J. van der Zant, “Effect of undercut on the resonant behaviour of silicon nitride cantilevers,” *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 19, no. 3, p. 035003, Mar. 2009.
- [109] G. G. Stoney, “The Tension of Metallic Films Deposited by Electrolysis,” *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 82, no. 553, pp. 172–175, May 1909.
- [110] W. A. Brantley, “Calculated elastic constants for stress problems associated with semiconductor devices,” *Journal of Applied Physics*, vol. 44, no. 1, p. 534, 1973.
- [111] M. a. Moram, Z. H. Barber, and C. J. Humphreys, “Accurate experimental determination of the Poisson’s ratio of GaN using high-resolution x-ray diffraction,” *Journal of Applied Physics*, vol. 102, no. 2, p. 023505, 2007.
- [112] S. Petitgrand, R. Yahiaoui, K. Danaie, A. Bosseboeuf, and J. P. Gilles, “3D measurement of micromechanical devices vibration mode shapes with a stroboscopic interferometric microscope,” *Optics and Lasers in Engineering*, vol. 36, no. 2, pp. 77–101, Aug. 2001.

- [113] S. A. Smee, M. Gaitan, D. B. Novotny, Y. Joshi, and D. L. Blackburn, "IC test structures for multilayer interconnect stress determination," *IEEE Electron Device Letters*, vol. 21, no. 1, pp. 12–14, Jan. 2000.
- [114] M. W. Pruessner, T. T. King, D. P. Kelly, R. Grover, L. C. Calhoun, and R. Ghodssi, "Mechanical property measurement of InP-based MEMS for optical communications," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 105, no. 2, pp. 190–200, Jul. 2003.
- [115] C. C. Wong, J. Reboud, P. Neuzil, J. Soon, A. Agarwal, N. Balasubramanian, and K. Liao, "The electromechanical response of silicon nanowires to buckling mode transitions," *Nanotechnology*, vol. 21, no. 40, p. 405505, Oct. 2010.
- [116] X. Ding, W. H. Ko, and J. M. Mansour, "Residual stress and mechanical properties of boron-doped p+-silicon films," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 23, no. 1–3, pp. 866–871, Apr. 1990.
- [117] S. D. Senturia, *Microsystem Design*. Springer, 2001, p. 689.
- [118] M. Boutry and A. Bosseboeuf, "Etude de microdispositifs de test pour la caractérisation de propriétés mécaniques de films minces métalliques," Université de Paris-Sud, 1997.
- [119] F. Ericson, S. Greek, J. Söderkvist, and J. Å. Schweitz, "High-sensitivity surface micromachined structures for internal stress and stress gradient evaluation," *J. Micromech. Microeng.*, vol. 7, no. 2, pp. 30–36, 1997.
- [120] L. M. Zhang, D. Uttamchandani, and B. Culshaw, "Measurement of the mechanical properties of silicon microresonators," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 29, no. 1, pp. 79–84, 1991.
- [121] J. Wylde and T. J. Hubbard, "Elastic properties and vibration of micro-machined structures subject to residual stresses," in *Engineering Solutions for the Next Millennium. 1999 IEEE Canadian Conference on Electrical and Computer Engineering (Cat. No.99TH8411)*, vol. 3, pp. 1674–1679.
- [122] S. Bouwstra and B. Geijselaers, "On the resonance frequencies of microbridges," in *TRANSDUCERS '91: International Conference on Solid-State Sensors and Actuators. Digest of Technical Papers*, 1991, pp. 538–542.
- [123] H. A. C. Tilmans, M. Elwenspoek, and J. H. J. Fluitman, "Micro resonant force gauges," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 30, no. 1–2, pp. 35–53, 1992.
- [124] J. I. Pankove, "Photoemission from GaN," *Applied Physics Letters*, vol. 25, no. 1, p. 53, 1974.

- [125] Nicolas Vellas, “Études expérimentales de transistors HFET de la filière nitrure de gallium pour des applications de puissances hyperfréquences,” Université Lille 1, 2003.
- [126] G. Meneghesso, G. Verzellesi, F. Danesin, F. Rampazzo, F. Zanon, A. Tazzoli, M. Meneghini, and E. Zanoni, “Reliability of GaN High-Electron-Mobility Transistors: State of the Art and Perspectives,” *Device and Materials Reliability, IEEE Transactions on*, vol. 8, no. 2, pp. 332–343, 2008.
- [127] A. Minko, “Technologie des composants de type HEMTs AlGaN/GaN sur substrat silicium pour des applications en amplification de puissance et faible bruit,” Université des Sciences et technologie de Lille, 2004.
- [128] Stephen Timoshenko, *Vibration Problems In Engineering*. New York: , 1937.
- [129] S. S. Rao, *Vibration of Continuous Systems*. John Wiley & Sons, 2007.
- [130] R. Bechmann, “IRE Standards on Piezoelectric Crystals: Determination of the Elastic, Piezoelectric, and Dielectric Constants-The Electromechanical Coupling Factor, 1958,” *Proceedings of the IRE*, vol. 46, no. 4, pp. 764–778, 1958.
- [131] H. A. C. Tilmans, D. J. IJntema, and J. H. J. Fluitman, “Single Element Excitation and Detection of (Micro-)Mechanical Resonators,” in *International Conference on Solid-State Sensors and Actuators*, 1991, pp. 533–537.



## Liste des publications

### Revues

Achraf Ben Amar, Marc Faucher, Bertrand Grimbert, Yvon Cordier, Marc François, Pascal Tilmant, Matthieu Werquin, Victor Zhang, Damien Duccateau, Christophe Gaquière, Lionel Buchaillot, and Didier Théron “*Bias Dependence of Gallium Nitride MicroElectroMechanical Systems Actuation Using a Two Dimensional Electron Gas*” Applied Physics Express, Vol 5, No 6, 067201, 2012.

### Congrès internationaux

Marc Faucher, Achraf Ben Amar, Victor Zhang, Yvon Cordier, Matthieu Werquin, Virginie Brandli, Bertrand Grimbert, François Vaurette, Pascal Tilmant, Marc François, Christophe Boyaval, Sylvie Lepilliet, Damien Ducatteau, Christophe Gaquière, Lionel Buchaillot and Didier Théron, “*GaN MEMS resonators: from demonstration to microsystems compatible performances*”, 36th workshop on compound Semiconductor Devices and Integrated Circuits, WOCSDICE 28-30th May 2012.

Achraf Ben Amar, Marc Faucher, Bertrand Grimbert, Virginie Brandli, Matthieu Werquin, Lionel Buchaillot, Christophe Gaquière and Didier Théron, Yvon Cordier, Fabrice Semond “*Characterization and modeling for the piezoelectric actuator of AlGaN/GaN-resonators*” Proceedings of 20<sup>th</sup> European workshop on Heterostructure technology, (HETECH), Villeneuve d’Ascq, France, Nov. 7-9, 2011.

Marc Faucher, Achraf Ben Amar, Bertrand Grimbert, Virginie Brandli, Matthieu Werquin, Lionel Buchaillot, Christophe Gaquière and Didier Théron, Yvon Cordier, Fabrice Semond “*GaN: a Multifunctional Material Enabling MEMS Resonators Based on Amplified Piezoelectric Detection*”, 65<sup>th</sup> IEEE international Frequency Control Symposium (IFCS), May 1-5, 2011, San Francisco, CA, USA.

M. Faucher, Y. Cordier, F. Semond, V. Brandli, B. Grimbert, A. B. Amar, M. Werquin, C.Boyaval, C. Gaquière, D. Théron and L. Buchaillot, “*Gallium Nitride approach for MEMS resonators with highly tunable piezo-amplified transducers*”, IEEE, 24<sup>th</sup> International Conference on Micro Electro Mechanical Systems (MEMS), Jan 23-27, 2011, Cancun, Mexico.

### Congres nationaux

A. Ben Amar, M. Faucher, B. Grimbert, V. Brandli, C. Legrand, C.Boyaval, M. François, P. Tilmant, M.Chmielowska, M.Leroux, M.Nemoz, O.Tottereau, P.Vennéguès, Y. Cordier, F.

Semond, M. Werquin, L. Buchailot, C. Gaquière and D. Théron, “***MEMS à base d’hétérostructures AlGaN/GaN***”, Journée Nationales en Nanoscience et Nanotechnologie (J3N), Nov. 2011, Strasbourg, France.

## Résumé

En raison de leurs propriétés physiques et leur stabilité chimique, les semi-conducteurs à large bande interdite comme les nitrures d'éléments III doivent permettre de réaliser des dispositifs ayant une meilleure performance dans des environnements sévères. De plus, leur piézoélectricité et la possibilité de les utiliser en technologie monolithique sur silicium rendent cette filière particulièrement intéressante pour intégrer des microsystèmes électro-mécaniques MEMS avec des composants actifs HEMT dans la perspective de réalisation d'une nouvelle génération de capteurs.

Le développement des MEMS en matériau nitrures nécessite une bonne connaissance et une bonne maîtrise des propriétés mécaniques des matériaux. La première partie de la thèse consiste donc en la caractérisation des modules d'Young et des contraintes résiduelles dans les couches minces de nitrures épitaxiées par épitaxie par jets moléculaires sur substrat silicium. Pour extraire ces paramètres mécaniques, nous avons mesuré et modélisé des micro-dispositifs de test constitués par des poutres bi-encastées ou encastées-libres de longueurs variées et des indicateurs mécaniques. La deuxième partie consiste en l'étude de la transduction électro-mécanique d'actionnement des résonateurs formés par une poutre intégrant une hétérostructure AlGaIn/GaN. Les résonateurs sont actionnés par une diode Schottky intégrée sur la poutre. Les actionneurs ont été caractérisés en amplitude et en fréquence de vibration sous différentes conditions de polarisation par vibrométrie laser par effet Doppler. Une modélisation a été effectuée de façon analytique et de façon numérique par éléments finis en utilisant COMSOL multiphysique afin de comprendre le mécanisme d'actionnement et de mettre en évidence le rôle de l'hétérostructure AlGaIn/GaN sur le fonctionnement de l'actionneur.

## Abstract

Due to their physical properties and chemical stability, wide band gap semiconductors such as group III nitrides should enable devices with a better performance in harsh environments. In addition, their piezoelectricity and the possibility of monolithic integration on silicon, make this technology particularly attractive for integrating microelectromechanical systems (MEMS) with active devices such as HEMTs for the purpose of developing a new generation of sensors.

The development of MEMS using nitride materials requires a good knowledge and understanding of the mechanical properties of materials. The first part of this thesis concerns the determination of the Young modulus and the residual stress in the thin films of nitrides grown by molecular beam epitaxy on silicon substrate. In order to extract these mechanical parameters, we measured and modeled test devices such as clamped-clamped beams, free-clamped beams with different lengths and mechanical indicators. The second part of the thesis consists in studying the piezoelectric actuation of MEMS resonators based on an AlGaIn/GaN heterostructure. The resonators are actuated by a Schottky diode integrated onto the beam. The amplitude of the actuated resonator and the resonant frequency were measured under various bias conditions using Doppler laser vibrometry. We performed analytical modeling and finite element modeling using COMSOL Multiphysics in order to understand the actuation mechanism and to evidence the role of the AlGaIn/GaN heterostructure on the actuator operation.