

THESE

Présentée à l'Université de Lille
Ecole 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

Etude de résonateurs MEMS en GaN pour application
aux capteurs inertiels

par

Christophe MORELLE

Soutenance le 15 novembre 2016

Rapporteurs	Christian BERGAUD	Directeur de recherche CNRS, LAAS
	Bernard DULMET	Professeur, ENSMM, FEMTO-ST
Examineurs	Alain GIANI	Professeur, Université de Montpellier, IES
	Raphaël LEVY	Ingénieur de recherche, ONERA
	Gaëlle LISSORGUES	Professeur, ESIEE, Laboratoire ESYCOM
	Rose-Marie SAUVAGE	Responsable Nanotechnologies DGA/DS/MRIS
Directeur de thèse	Didier THÉRON	Directeur de recherche CNRS, IEMN
Encadrant de thèse	Marc FAUCHER	Chargé de recherche CNRS, IEMN
Invité	Lionel BUCHAILLOT	Directeur de recherche CNRS, IEMN

Remerciements

Alors que ces trois années de travaux touchent à leur fin, il est temps pour moi de remercier l'ensemble des personnes qui m'ont conseillé, écouté et apporté leur soutien, et qui font de la thèse une expérience personnelle enrichissante et un réel travail d'équipe.

Tout d'abord, je tiens à remercier les deux personnes qui ont suivi et encadré tout au long de mon travail de thèse : mon directeur de thèse Didier Théron et mon encadrant scientifique Marc Faucher. Ce fut extrêmement agréable de travailler avec Didier et je le remercie pour les conversations que nous avons pu avoir témoignant de sa passion pour la physique et la recherche. J'ai eu l'honneur de pouvoir profiter de l'expertise scientifique et technique de Marc qui m'a apporté une aide précieuse à la fois pour les travaux en salle blanche et la mesure des composants.

Je remercie l'ensemble des membres de mon jury pour avoir accepté d'examiner mes travaux. Je remercie mes rapporteurs Christian Bergaud et Bernard Dulmet pour leur évaluation détaillée du manuscrit. Je remercie Alain Giani, Raphaël Levy et Gaëlle Lissorgues pour leur travail d'examineur. Je souhaite remercier tout particulièrement Rose-Marie Sauvage pour son suivi de ma thèse, démontrant son intérêt et son soutien à mes travaux ainsi qu'aux activités de recherche du groupe. Je remercie Lionel Buchaillet pour son accueil au sein de l'IEMN ainsi que ses apports à mon travail de recherche.

Je voudrais remercier particulièrement les équipes qui ont participé à la fabrication et à la mesure des composants que j'ai étudiés. En centrale de micro nano fabrication, je remercie Bertrand Grimbert, François Vaurette, Pascal Tilmant, Isabelle Roch-Jeune, Christiane Legrand, Marc François, Christophe Boyaval, Dmitri Yarekha, Karine Blary, Annie Fattorini, David Delcroix et Marc Dewitte. En centrale de caractérisation, je remercie Etienne Okada, Vanessa Avramovic et Sylvie Lepilliet.

Merci à mes collègues ancien et/ou actuels membres du groupe NAM6 pour leur collaboration et leur aide : Steve avec qui j'ai agréablement partagé le bureau, Charlène, Paul, Claire, Estelle, Benjamin, Victor ; ainsi que Malika et Jean-Michel pour l'aide qu'ils apportent au groupe et ont pu m'apporter. Je remercie également l'ensemble du personnel de l'IEMN avec qui j'ai pu échanger; et notamment Sophie, Pascal, Jean-Louis, Elisabeth, Yves, Guillaume, (et certaines personnes que j'ai déjà cité précédemment qui se reconnaîtront) pour les repas partagés.

Je remercie Joseph Gagnon pour son aide apporté à la mesure de transistors (et merci pour les cookies).

Je remercie tous mes amis, qui sauront se reconnaître, dont un grand nombre de diplômés et élèves centralilliens, cageux, forumeux, et/ou résoléomen. Je me permets de ne pas vous citer individuellement puisque sans cela ces remerciements feraient au moins toute une page supplémentaire tout en étant sûr d'en oublier.

Enfin je souhaite remercier ma famille pour leur soutien inébranlable tout au long de ma vie.

Table des matières

Introduction générale	8
Chapitre 1 : Introduction aux accéléromètres MEMS en nitrure de gallium	10
1.1 Les accéléromètres MEMS	10
1.1.1 Principe de fonctionnement.....	10
1.1.2 Les accéléromètres résonants.....	13
1.2 Les matériaux et transducteurs pour les MEMS.....	14
1.2.1 Le silicium et ses transducteurs	14
1.2.1.1 Transducteurs piézorésistifs.....	14
1.2.1.2 Transducteurs capacitifs.....	15
1.2.1.3 Transducteurs thermiques	16
1.2.2 Le quartz : transduction piézoélectrique	16
1.2.3 Le langasite	17
1.2.4 Films minces de matériau piézoélectrique	17
1.2.5 Le carbure de silicium.....	18
1.3 Le nitrure de gallium	19
1.3.1 Caractéristiques du matériau	19
1.3.1.1 Structure de bande.....	20
1.3.1.2 Propriétés mécaniques.....	21
1.3.1.3 Propriétés piézoélectriques.....	22
1.3.1.4 Hétérojonction AlGaIn/GaN.....	24
1.3.1.5 L'épitaxie	24
1.3.1.6 Conclusion sur les caractéristiques du GaN	26
1.3.2 Réalisations antérieures de MEMS en GaN	27
1.4 Conclusion	31
Chapitre 2 : Modélisation de résonateurs et accéléromètres à poutre vibrante avec contraintes mécaniques	32
2.1 Introduction	32
2.2 Fréquences de résonance de poutres vibrantes : impact de la contrainte	32
2.2.1 La théorie d'Euler-Bernoulli	32

2.2.2	Approche énergétique : la méthode de Rayleigh	38
2.3	Le facteur de qualité	42
2.3.1	Définition	42
2.3.2	Influence de la contrainte sur le facteur de qualité	44
2.3.3	Les phénomènes dissipatifs extrinsèques	47
2.3.3.1	Amortissement de l'environnement fluide	47
2.3.3.2	Pertes aux ancrages.....	50
2.3.3.3	Dissipation due aux matériaux multiples	52
2.3.3.4	Dissipation due au circuit électrique	53
2.3.4	Les phénomènes dissipatifs intrinsèques.....	53
2.3.4.1	Dissipation thermoélastique	53
2.3.4.2	Viscosité intrinsèque du matériau.....	54
2.3.4.3	Dissipation par relaxation de phonons.....	55
2.3.4.4	Défauts mécaniques	55
2.3.4.5	Pertes de surface.....	56
2.3.5	Conclusion sur le facteur de qualité.....	56
2.4	Actionnement du résonateur.....	58
2.5	Transducteur de détection.....	62
2.5.1	Détection piézoélectrique passive	62
2.5.2	Détection piézoélectrique active	62
2.6	L'accéléromètre résonant en présence de contrainte résiduelle	63
2.6.1	Facteur d'échelle	63
2.6.2	Impact des bras de guidage.....	66
2.6.3	Etendue de mesure	67
2.6.4	Résolution et bande passante	68
2.6.5	Bruit et variance d'Allan	69
2.6.6	Non-linéarités mécaniques	73
2.6.7	Effets thermiques	75
2.7	Conclusion	76
Chapitre 3 : Procédé de fabrication de résonateurs, accéléromètre et transistors en GaN.....		80
3.1	Présentation générale du procédé technologique	80
3.2	La gravure du GaN	84

3.3	Packaging des accéléromètres	88
3.3.1	Collage sur boîtier	88
3.3.2	Microsoudure	89
3.4	Conclusion sur la fabrication	89
Chapitre 4 : Caractérisation des résonateurs et des accéléromètres		
GaN.....		
4.1	Les résonateurs.....	90
4.1.1	Actionnement à pression atmosphérique.....	90
4.1.1.1	Fréquences de résonance et contraintes	91
4.1.1.2	Facteur de qualité.....	95
4.1.1.3	Amplitude de vibration.....	100
4.1.2	Détection électrique et mesures sous vide	104
4.1.2.1	Caractéristique statique des transistors.....	104
4.1.2.2	Fréquences et facteurs de qualité sous vide	105
4.1.2.3	Transduction électrique sous vide.....	108
4.2	Les accéléromètres à poutre vibrante en GaN	111
4.2.1	Caractéristiques des résonateurs.....	111
4.2.2	Impact des tensions électriques de polarisation du R-HEMT	112
4.2.2.1	Impact sur les propriétés du résonateur	112
4.2.2.2	Conséquences pour les propriétés de l'accéléromètre.....	120
4.2.3	La détection d'accélération	121
4.2.3.1	Mesures en boucle ouverte à pression atmosphérique.....	121
4.2.3.2	Mesures en boucle ouverte sous vide.....	130
4.2.3.3	Mesures en boucle fermée sous vide.....	134
4.2.4	Caractéristiques d'un accéléromètre avec contrainte	137
4.3	Conclusion	139
Conclusion générale et perspectives		
140		
Bibliographie		
143		
Annexes		
148		
Annexe A : Équations constitutives de la piézoélectricité et formules de		
passage		
148		

Annexe B : Expressions du facteur de qualité à partir de l'équation d'Euler-Bernoulli.....	150
Annexe C : Équation temporelle d'une résonance en absence d'expression de la dissipation	152
Annexe D : Outils de mesure utilisés pour la caractérisation des composants	154
D.1 Caractérisation de transistors.....	154
D.2 Mesure de l'amplitude de vibration des résonateurs	155
D.3 Caractérisation des résonateurs par détection électrique par le R-HEMT ..	156
D.4 Banc d'accélérométrie	158
D.5 Mesures sous vide	162

Introduction générale

De tous temps, le désir de mobilité des Hommes s'est heurté à la nécessité de s'orienter précisément. Il a donc conçu des systèmes permettant de connaître la position et la vitesse. Par exemple, que ce soit sur terre, dans l'eau, dans les airs ou dans l'espace, la navigation d'engins utilise généralement une combinaison de deux systèmes de positionnement : la radionavigation et la navigation inertielle. La radionavigation correspond au positionnement par satellite, dont le GPS est un exemple d'application. La navigation inertielle repose sur l'utilisation de capteurs inertiels permettant de détecter l'accélération et la vitesse de rotation des objets, et ainsi d'en déduire la position et la trajectoire. Ces capteurs peuvent être miniaturisés et permettent une précision supérieure à celle de la radionavigation pour les faibles durées. De plus, ces capteurs peuvent également être utilisés comme détecteur de vibrations ou de chocs et dépassent donc le champ d'application de la navigation.

La demande en capteurs inertiels n'a cessé d'augmenter, avec des contraintes en performances, en encombrement, en consommation énergétique et en prix de plus en plus strictes. Afin de répondre à ce besoin, des microsystèmes électromécaniques (MEMS) pour la réalisation de capteurs inertiels se sont développés dès les années 80. Depuis cette date, l'utilisation de tels micro-capteurs s'est considérablement étendue. Ils se sont désormais démocratisés dans de nombreux secteurs, par exemple dans les transports, de l'automobile à l'aérospatial ; ou la téléphonie mobile.

Aujourd'hui la plupart de ces composants sont en silicium. Afin d'explorer de nouvelles possibilités, la recherche se porte sur de nouvelles filières technologiques. Les travaux présentés dans ce manuscrit portent sur l'utilisation du nitrure de gallium (GaN). Ce matériau est un semi-conducteur à grand « gap » et piézoélectrique. Vers 2005, alors que le GaN était en fort développement dans les domaines de l'optoélectronique et de l'électronique de puissance, des premiers travaux afin d'utiliser ce matériau pour la réalisation de MEMS ont été menés. En effet, les propriétés mécaniques du GaN permettent la création de capteurs au moins aussi performants que dans les autres filières de matériau. De plus, ses propriétés électroniques permettant la réalisation de transistors de puissance qui sont actuellement les plus performants au monde. Ce type de transistor pourrait être utilisé pour co-intégrer un circuit électronique au capteur. Qui plus est, la stabilité du GaN et ses propriétés électroniques le rend utilisable en environnement sévère, et notamment à haute température. Ce matériau offre donc des possibilités attrayantes pour la création de MEMS pour les applications capteurs pouvant fonctionner en environnement sévère à moyen terme, alors que les solutions techniques utilisées aujourd'hui sont faites de compromis afin de répondre à la demande.

Dans ce contexte, le travail de thèse porte sur l'étude théorique, la réalisation et la caractérisation d'accéléromètres utilisant des résonateurs en nitrure de gallium. Le matériau utilisé est une hétérostructure AlGaIn/GaN sur substrat silicium, correspondant aux standards actuels de l'électronique en filière GaN. Ce manuscrit qui résume l'ensemble de ces travaux est divisé en quatre chapitres.

Le chapitre 1 présente brièvement le principe général de fonctionnement des accéléromètres MEMS, ainsi que l'état de l'art des MEMS en GaN. Les propriétés mécaniques et électriques du GaN sont également présentées dans ce chapitre.

Le chapitre 2 est consacré à l'étude théorique des résonateurs et accéléromètres. Une attention particulière est apportée à la présence de précontrainte dans les structures, qui modifie les modèles existants. Une synthèse des différents phénomènes dissipatifs des structures MEMS est également effectuée en lien avec le facteur de qualité des résonateurs.

Le chapitre 3 présente le procédé de fabrication des composants en GaN réalisé à l'aide des équipements de la centrale de fabrication micro nano fabrication de l'IEMN.

Le chapitre 4 expose les caractérisations détaillées des résonateurs et accéléromètres en GaN. Ces caractéristiques sont confrontées aux modèles développés au chapitre 2 et sont discutées.

Chapitre 1 : Introduction aux accéléromètres MEMS en nitrure de gallium

1.1 Les accéléromètres MEMS

1.1.1 Principe de fonctionnement

Les capteurs inertiels regroupent les deux types de capteurs présents dans les centrales inertielles, appelées en anglais IMU (Inertial Measurement Unit) : les accéléromètres et les gyromètres. Il est désormais courant d'inclure également les magnétomètres dans les capteurs inertiels ainsi qu'un capteur de pression pour mesurer l'altitude. Les magnétomètres mesurent le champ magnétique et servent de boussole. Un accéléromètre est un capteur mesurant l'accélération propre, suivant un ou plusieurs axes. Un gyromètre est un capteur mesurant une vitesse angulaire d'un objet dans un référentiel donné, suivant un ou plusieurs axes. Les centrales inertielles regroupent des accéléromètres et gyroscopes afin de déterminer les accélérations et vitesses angulaire suivant les trois dimensions de l'espace, constituant ainsi un capteur à six axes. En intégrant cette mesure, il est alors possible de déterminer la vitesse, la position et l'orientation d'un objet au cours du temps, permettant la navigation. L'étude présentée se restreint aux accéléromètres.

Les applications des accéléromètres sont très nombreuses et comprennent les aspects de la navigation au sens large. En effet, en plus des capteurs de position et de vitesse, les accéléromètres peuvent servir de capteurs de chocs et de vibrations.

Désormais, une majorité des accéléromètres sont des MEMS. Cela représente un marché de plusieurs milliards de dollars, en continuelle augmentation, comme le montre la Figure 1. La miniaturisation et la fabrication en parallèle de nombreux composants permettent une réduction des coûts de fabrication, qui s'accompagne d'une diminution de la consommation électrique. Cette forte réduction des coûts explique l'augmentation bien plus forte en termes d'unités vendues qu'en termes de prix au fil des années.

Global MEMS inertial sensor market – From 2011 to 2018
 (Source: *Inertial MEMS Manufacturing Trends 2014 - Volumes 1 & 2, Yole Développement, March 2014*)

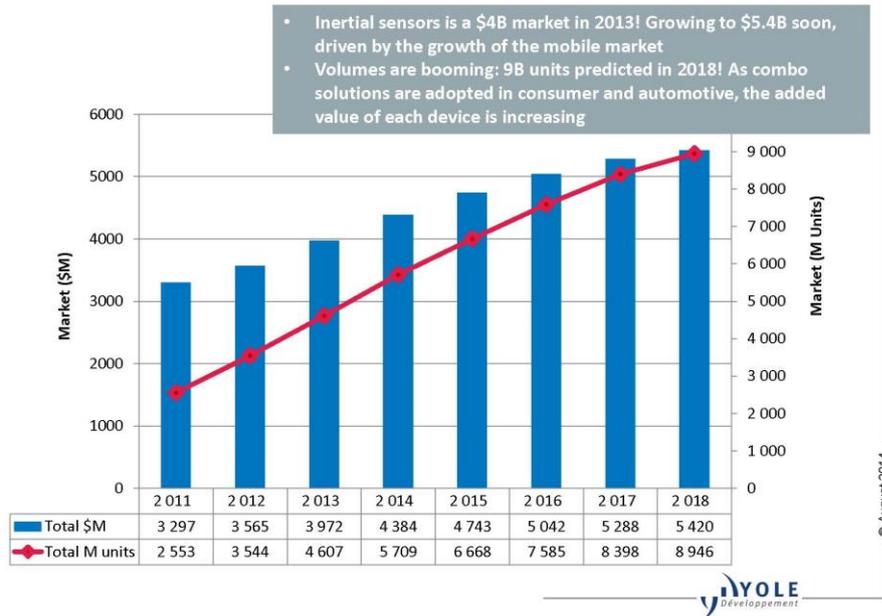


Figure 1 : Marché des capteurs inertiels de 2011 à 2018

(http://www.yole.fr/iso_album/illustrations_memsinertialsensormarket_yole_aug2014.jpg)

La mesure d'accélération par ces capteurs repose généralement sur le principe fondamental de la dynamique : l'accélération \vec{a} subie par un corps de masse m dans un référentiel galiléen est proportionnelle à la résultante des forces qu'il subit et inversement proportionnelle à sa masse (Équation 1).

$$\vec{a} = \frac{1}{m} \sum \vec{F} \quad \text{Équation 1}$$

En pratique, le référentiel utilisé est le référentiel non galiléen lié à l'accéléromètre. Cela fait apparaître une force d'inertie appliquée à l'accéléromètre, proportionnel à sa masse et à l'accélération que l'on souhaite mesurer et de sens opposé. Afin de détecter cette force, les accéléromètres possèdent une masse mobile, dite masse sismique ou masse d'épreuve. Cette masse est guidée selon les axes sensibles du capteur. L'ensemble est équivalent à un système masse-ressort (Figure 2). Il suffit alors de détecter le mouvement de cette masse pour en déduire l'accélération subie. Plus la masse d'épreuve est lourde, plus la force d'inertie est grande, permettant une meilleure détection. Afin de limiter l'encombrement, il est possible d'utilisation des systèmes de leviers pour amplifier cette force. Cependant cela complexifie la structure de l'accéléromètre. Il faut alors vérifier que ces leviers n'amplifient pas la sensibilité transversale (aussi nommée cross-axis). Idéalement la sensibilité transversale d'un accéléromètre à un seul axe devrait être nulle, sinon une accélération transversale peut être confondue avec une accélération axiale.

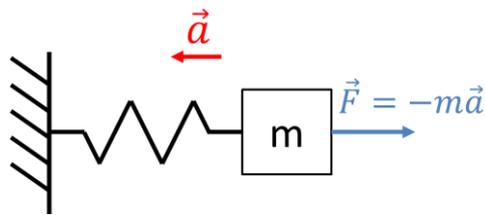


Figure 2 : Modèle d'un système masse-ressort. En présence d'une accélération subie par l'ensemble du système possède une accélération, la masse se déplace dans la direction opposée dans le référentiel du système.

Les mesures d'accélération sont généralement exprimées en « g », bien que l'accélération soit définie en m/s^2 en unités du système international. Un g correspond à l'accélération standard due à la pesanteur, qui est une approximation de l'accélération de la pesanteur à la surface de la Terre. La lettre g est utilisée puisqu'elle est l'initiale de gravitationnel. Sa valeur est $9,80665 m/s^2$, définie par la conférence générale des poids et mesures de 1901.

Un paramètre important concernant les accéléromètres est le biais, et surtout l'instabilité de biais. Il s'agit de l'écart entre l'accélération mesurée et sa valeur réelle, ce qui est mesuré expérimentalement par la valeur mesurée en absence d'accélération (Figure 3). Le biais correspond à la valeur moyenne de cet écart alors que l'instabilité de biais correspond à ses fluctuations au cours du temps et en fonction de l'environnement extérieur, notamment la température. L'accélération étant la dérivée seconde de la position, les erreurs de mesure de l'accélération peuvent mener rapidement à une forte dérive en position. C'est pourquoi pour les applications de navigation, il est généralement nécessaire d'utiliser des accéléromètres dont l'instabilité de biais est inférieure à $100 \mu g$ [1]. Les autres erreurs typiques de mesure sont l'erreur de facteur d'échelle et l'erreur de linéarité [1].

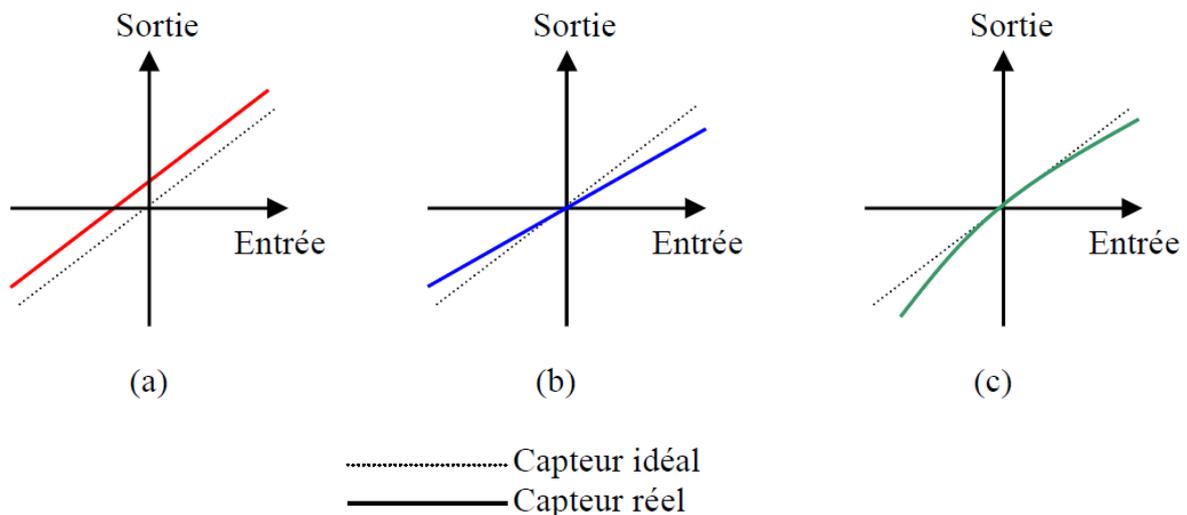


Figure 3 : Erreurs typiques de mesure d'accéléromètre : (a) erreur de biais ; (b) erreur de facteur d'échelle et (c) erreur de linéarité. Figure reprise de la thèse de Le Foulgoc [1].

On notera qu'il existe également certains accéléromètres ne reposant pas sur l'utilisation d'une masse d'épreuve. Par exemple, certains systèmes utilisent une détection d'accélération thermique [2] pour lequel un gaz subi la force d'inertie. Toutefois, l'étude présentée dans ce manuscrit se restreint aux accéléromètres MEMS avec masse d'épreuve.

1.1.2 Les accéléromètres résonants

Afin de détecter la force d'inertie ou le mouvement de la masse d'inertie, de nombreuses méthodes existent. Les accéléromètres MEMS peuvent être résonants ou non. Dans le premier cas, un résonateur est fixé entre la masse d'épreuve et le bâti. Dans ce contexte, un résonateur est un élément mécanique présentant une résonance à une fréquence donnée dite fréquence propre, c'est-à-dire une transmission d'énergie exacerbée à cette fréquence. Par exemple, une poutre subissant une force d'actionnement à sa fréquence propre aura une amplitude de vibration bien plus élevée que pour une force de même valeur à une autre fréquence.

Les résonances mécaniques sont un cas particulier de physique ondulatoire. Il existe de nombreux types de résonateurs mécaniques. Les plus couramment utilisés pour les microsystèmes sont les ondes acoustiques de surface (SAW), les ondes acoustiques de volumes (BAW) et les différents modes de flexion de poutres. Pour les accéléromètres résonants, le résonateur est conçu afin qu'un déplacement de la masse d'épreuve entraîne un décalage de sa fréquence de résonance. La Figure 4 présente le schéma de fonctionnement d'un accéléromètre à poutre vibrante.

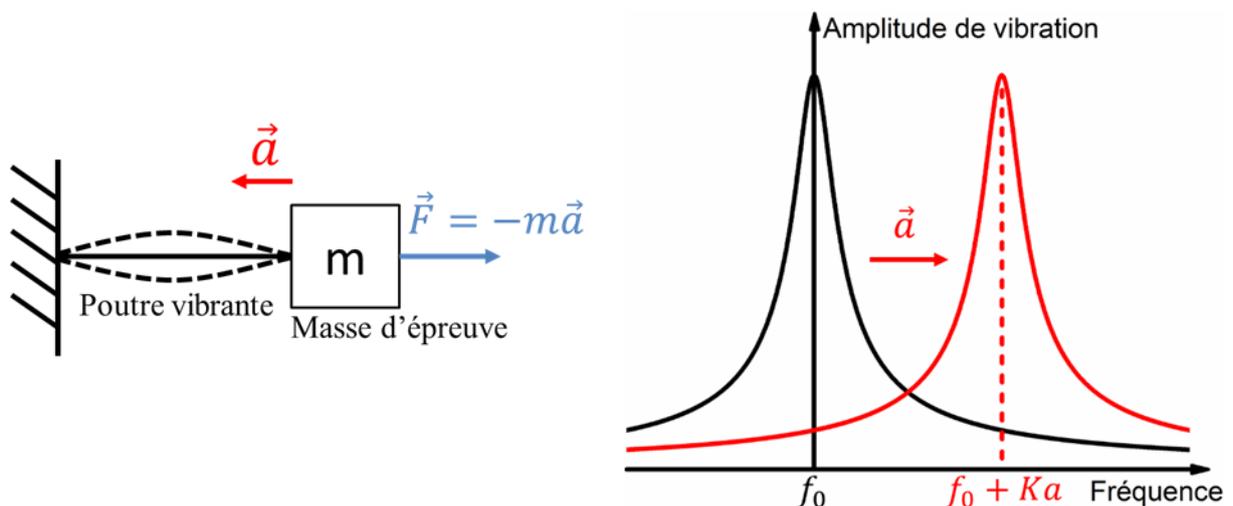


Figure 4 : Schéma de principe accéléromètre résonant à poutre vibrante. L'accélération crée un décalage en fréquence proportionnel au facteur d'échelle K et à l'accélération.

Les résonateurs étudiés dans ce manuscrit sont des poutres bi-encastées exploitées selon leurs modes de flexion en dehors du plan formé par la plaquette servant à les fabriquer. Lorsque la masse d'épreuve se déplace dans le sens longitudinal de la poutre, une contrainte inversement proportionnelle à la section de la poutre est appliquée à cette dernière. De manière similaire à une corde de guitare, la modification de contrainte entraîne un décalage de la fréquence de résonance. Après avoir effectué une modélisation du système, ou par un calibrage expérimental, il est alors possible de traduire ce décalage de fréquence en accélération subie par le système. La sensibilité d'un accéléromètre résonant est nommée facteur d'échelle et s'exprime en Hz/g. Il apparaît directement que la sensibilité du capteur est d'autant plus grande que la section de la poutre est petite, ce qui montre l'intérêt des micro-résonateurs.

De plus, la résolution d'un système résonant est d'autant plus grande que le pic de résonance est étroit. Cela se traduit par l'utilisation du facteur de qualité, et dépend des phénomènes dissipatifs du système. En minimisant les phénomènes dissipatifs, il est possible d'améliorer grandement la résolution d'un capteur résonant. Un autre avantage des systèmes résonants est une meilleure immunité au bruit. En effet, seules les variations de la fréquence de résonance impactent les performances des composants. Le bruit à basse fréquence a donc moins d'impact.

1.2 Les matériaux et transducteurs pour les MEMS

Pour les accéléromètres non résonants, la détection du mouvement de la masse d'épreuve se fait à l'aide d'un transducteur de détection choisi parmi les différents transducteurs utilisés en technologie MEMS. Pour les accéléromètres résonants, un transducteur d'actionnement est nécessaire afin de mettre en mouvement le résonateur, en plus du transducteur de détection afin de détecter le mouvement de ce résonateur. Pour la détection, il s'agit de transformer une grandeur mécanique, une force ou un déplacement, en une grandeur électrique, et inversement pour l'actionnement. Le choix du type de transducteur est généralement lié aux matériaux utilisés, qui dépendent de l'application visée.

1.2.1 Le silicium et ses transducteurs

La majorité des accéléromètres MEMS sont réalisés en silicium. En effet, ce matériau est le semi-conducteur traditionnellement utilisé en microélectronique, et à moindre coût que les autres substrats. Les premiers dispositifs MEMS en silicium datent des années 1950 avec la réalisation de capteurs de pression. Le premier résonateur a été réalisé par Nathanson en 1967 [3]. Il s'agit de la première utilisation de couche sacrificielle afin de libérer une poutre. Dès 1970 le premier démonstrateur d'accéléromètre silicium est réalisé par la société Kulite. Le développement des MEMS en silicium n'a cessé de croître, comme en témoigne en 1982 la revue effectuée par Petersen intitulée « Silicon as a mechanical material », regroupant les caractéristiques mécaniques du silicium, les technologies de micro-usinage et des exemples de dispositifs avec membranes et poutres [4]. Aujourd'hui les accéléromètres MEMS en silicium sont présents dans de nombreux objets de la vie courante, par exemple l'automobile, avec la détection de chocs pour les déclenchement des airbags et les capteurs de vibration afin de réguler les systèmes de suspension, ou les téléphones portables et tablettes afin de détecter l'orientation de l'appareil.

1.2.1.1 *Transducteurs piézorésistifs*

Les premiers transducteurs utilisés en technologie silicium sont les transducteurs piézorésistifs [5]. Ils reposent sur la modification de la conductivité du matériau en présence de contrainte mécanique. La piézorésistivité du silicium est bien plus grande que celle des métaux [6]. Ainsi les premiers accéléromètres MEMS, étaient composés d'une masse d'épreuve liée à une poutre de faibles dimensions, afin de maximiser la contrainte dans la poutre due au déplacement de la masse d'épreuve. Le transducteur piézorésistif est placé à proximité de l'ancrage reliant cette poutre au bâti, puisque la contrainte est maximale à cette position. La Figure 5 donne un exemple d'accéléromètre fonctionnant sur ce principe.

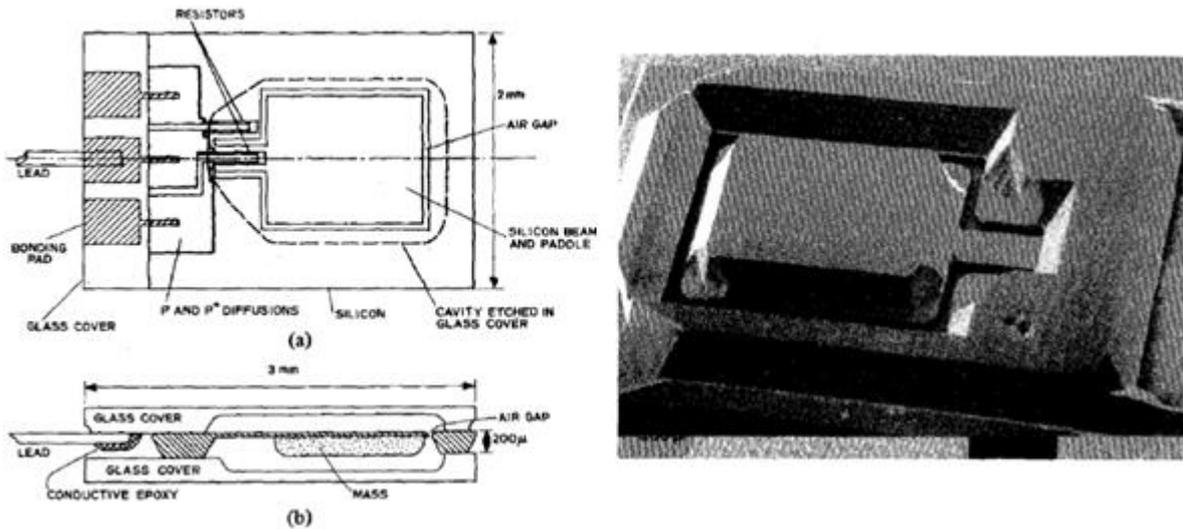


Figure 5 : Schéma d'un accéléromètre à transducteur piézorésistif en vue de dessus et en coupe transversale et photographie vue de dessous [5].

1.2.1.2 Transducteurs capacitifs

Un autre type de transducteur, couramment utilisé en technologie silicium de nos jours, est le transducteur capacitif. Il permet la détection ou l'actionnement suivant son utilisation. Une électrode est fixée à la masse d'épreuve et l'autre est fixé au bâti, tel que le déplacement de la masse d'épreuve selon l'axe sensible crée une variation de distance entre les électrodes. Lorsqu'une tension constante est appliquée à cette capacité, le déplacement de la masse d'épreuve crée une modification de la valeur de la capacité en fonction du temps qui peut être mesurée. Les transducteurs capacitifs peuvent être utilisés pour mettre en mouvement un objet, comme un résonateur. Dans ce cas, une tension sinusoïdale à la fréquence d'excitation souhaitée est ajoutée à une tension constante. La force de Coulomb existant entre les deux électrodes permet l'actionnement à la fréquence choisie. Afin de détecter un signal important, ou d'obtenir un actionnement important, il est nécessaire d'avoir de grandes surfaces et de très faibles espacements entre les électrodes. Afin d'augmenter la surface de cette capacité, des peignes interdigités sont souvent utilisés, multipliant le signal par le nombre de doigts utilisés. Un des premiers accéléromètres MEMS commercialisé est l'ADXL50 par Analog Devices en 1993, qui utilise cette technologie (Figure 6). Les transducteurs capacitifs reposent sur la force de Coulomb et les variations de capacités qui sont des phénomènes non-linéaires, ce qui complique l'électronique à utiliser afin de déterminer l'accélération subie par le capteur. De plus, la force de Coulomb augmente fortement avec le rapprochement des électrodes, et peut entraîner un collement irréversible des électrodes, dit phénomène de pull-in [7].

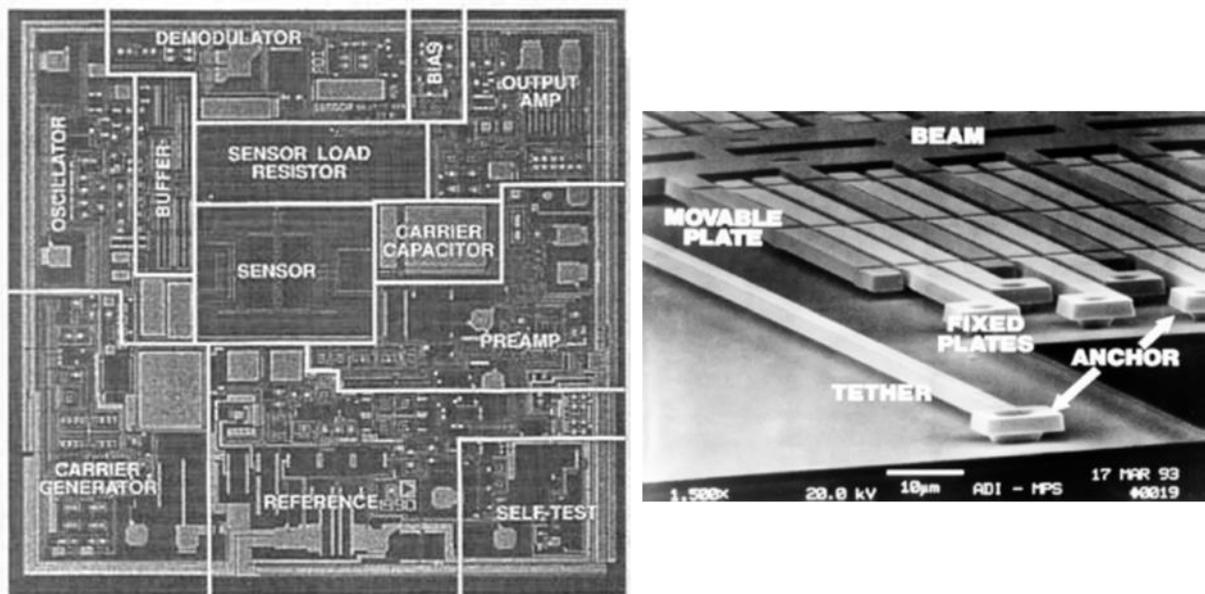


Figure 6 : Photographie de l'accéléromètre ADXL50 réalisé par Analog Devies. L'élément sensible et l'électronique sont intégrés sur une puce de 3 mm x 3 mm. (Source : Analog Devices)

1.2.1.3 Transducteurs thermiques

La transduction thermique est parfois utilisée en technologie silicium pour l'actionnement. Il repose sur la dilatation du matériau sous l'effet de la chaleur. Pour générer cette chaleur, l'effet Joule est utilisé en faisant passer un fort courant dans des structures fortement résistive. Cette technique peut entraîner des déplacements importants, mais nécessite une puissance bien plus élevée que pour des autres modes de transduction. De plus la bande passante de ces transducteurs est réduite.

1.2.2 Le quartz : transduction piézoélectrique

Le second matériau classiquement utilisé comme substrat pour la réalisation d'accéléromètres MEMS est le quartz. C'est un cristal piézoélectrique, ce qui signifie qu'en appliquant une contrainte mécanique sur le matériau une polarisation électrique apparait, et réciproquement, en appliquant une tension électrique sur le matériau, une contrainte apparait. Le premier effet correspond à la piézoélectricité directe, et le second la piézoélectricité inverse. Cette propriété permet une détection et un actionnement aisé utilisant de faibles puissances par la réalisation de transducteurs piézoélectriques. De plus le quartz est connu pour sa stabilité, permettant une moindre sensibilité à l'environnement extérieur, et notamment à la température. C'est pourquoi ce matériau est couramment utilisé pour la réalisation d'horloges. Ce matériau permet la réalisation de résonateurs stables en fréquence avec une détection et un actionnement facilité, il est donc plus souvent utilisé pour la réalisation d'accéléromètres résonants, comme par exemple le VIA (vibrating inertial accelerometer) de l'ONERA [8, 9]. Cet accéléromètre résonant possède une structure de découplage afin de limiter les pertes dues aux ancrages.

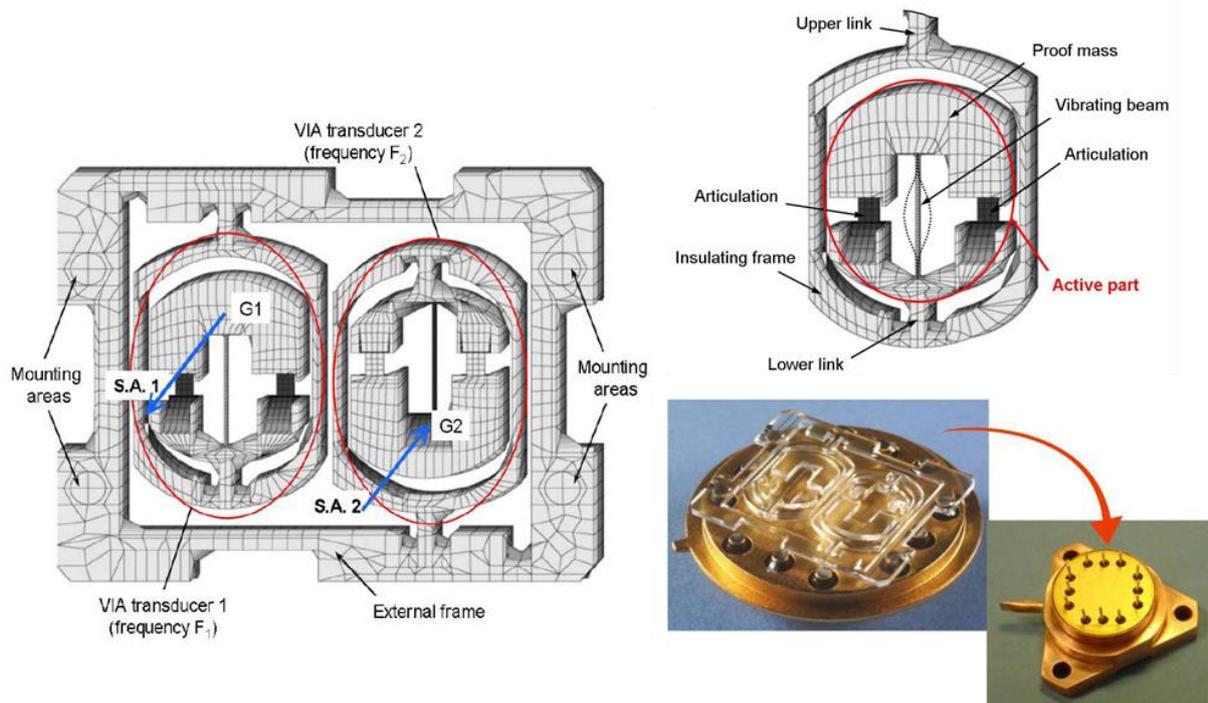


Figure 7: Accéléromètre à poutre vibrante en quartz développé par l'ONERA, avec mesure différentielle. L'actionnement et la détection se font par effet piézoélectrique. Illustrations reprises de l'article [8].

Cependant les méthodes de micro-usinage utilisées en filière quartz limitent la miniaturisation des composants. De plus, la très faible variation de ses caractéristiques n'est plus vraie en cas de température élevée. De plus, le quartz n'étant pas semi-conducteur, seules ses propriétés piézoélectriques sont utilisées et les capteurs sont donc purement mécaniques ou électromécaniques. L'électronique liée à ces capteurs est donc déportée du capteur, ce qui entraîne une augmentation des volumes des composants et peut diminuer les performances par des pertes ou du bruit apparaissant lors de la liaison de l'électronique au capteur.

1.2.3 Le langasite

Récemment, des études ont été effectuées sur le langasite [10, 11]. Il s'agit d'un cristal piézoélectrique, possédant une meilleure stabilité que le quartz notamment à très haute température, et des coefficients piézoélectriques trois fois plus élevés. Cette filière s'inscrit dans la continuité de celle du quartz, qui est limitée à une température de 573°C à laquelle il change de phase. Ainsi de premiers résonateurs ont été réalisés fonctionnant jusqu'à une température de 1000°C [12]. Cependant ce matériau est soumis aux limitations similaires à celles du quartz, avec une miniaturisation délicate.

1.2.4 Films minces de matériau piézoélectrique

Afin de réaliser des composants utilisant les propriétés piézoélectriques pour des tailles micrométriques, la solution la plus souvent adoptée est le dépôt de films fin de matériaux piézoélectriques polycristallins sur substrat silicium. Ainsi des démonstrateurs de micro-accéléromètres ont déjà été fabriqués en utilisant l'oxyde de zinc (ZnO)[13], le nitrure d'aluminium (AlN)[14-17] ou le titano-zirconate de plomb (PZT)[18-21]. Il est alors nécessaire de déposer deux

couches métalliques afin de réaliser les électrodes supérieure et inférieure. Le schéma typique d'un transducteur piézoélectrique est donné Figure 8.

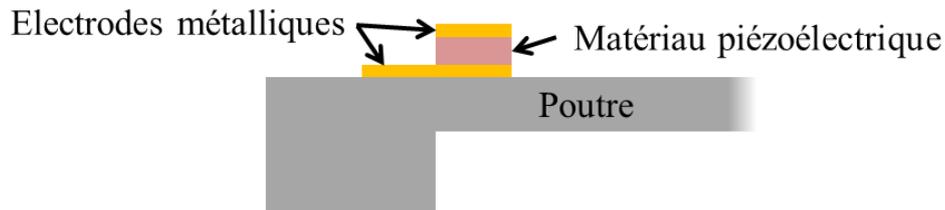


Figure 8 : Schéma d'un transducteur piézoélectrique

Cependant, ces matériaux piézoélectriques étant relativement désordonnés lors de leur dépôt, la diminution de l'épaisseur entraîne une diminution voire une perte des propriétés piézoélectriques. Or, il est nécessaire que les dimensions de l'actionneur restent faibles devant celles du résonateur afin de limiter les perturbations. Cela limite donc la miniaturisation des résonateurs à actionnement piézoélectrique actuellement.

1.2.5 Le carbure de silicium

Afin de réaliser des capteurs résistant aux environnements sévères, certains composants en semi-conducteurs à large bande interdite se sont développés. En effet, certains d'entre eux possèdent une grande stabilité mécanique, thermique, chimique et biochimique [22]. Le carbure de silicium (SiC) est un de ces matériaux les plus étudiés. En premier lieu, il a été utilisé comme couche de passivation et de gestion de la thermique dans la technologie silicium. Ses propriétés mécaniques, avec un module d'Young élevé et une masse volumique assez faible comparé aux autres matériaux couramment utilisés, a ensuite mené à la réalisation de MEMS. Les fréquences de résonance des structures mécaniques étant liées au rapport du module Young sur la masse volumique, l'utilisation du SiC plutôt qu'un autre matériau permet une montée en fréquence pour de même dimensions. Dès 1996, un premier accéléromètre MEMS en SiC a été conçu [23]. Plus récemment, un accéléromètre pouvant résister à une accélération de 100 000 g et une température de 500°C a été démontré grâce à ce matériau [24]. Ce composant utilise quatre capteurs de contrainte piézorésistifs réalisant un pont de Wheatstone.

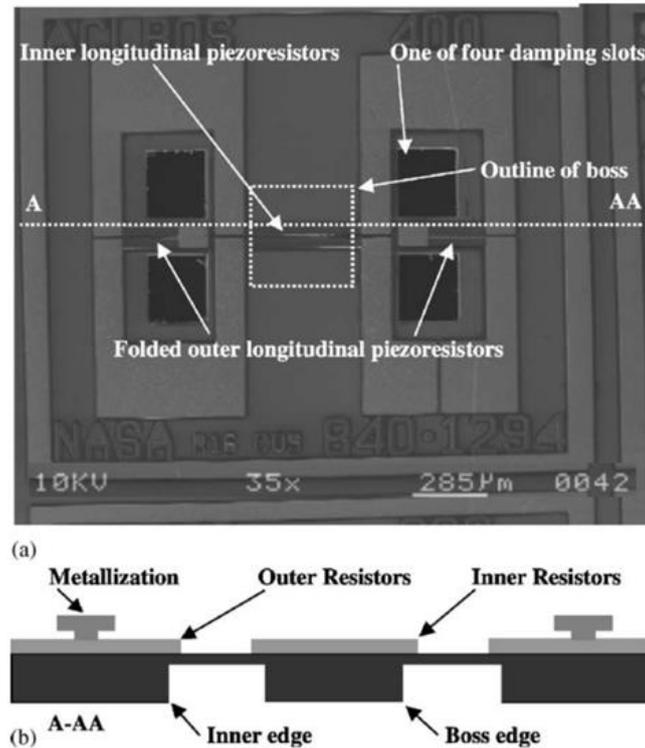


Figure 9 : Accéléromètre MEMS en SiC. (a) Image du composant ; (b) Schéma de la coupe transversale A-AA [24].

Le SiC est un matériau piézoélectrique, cependant les transducteurs piézorésistifs ou capacitifs [25] sont préférés à cause de ses faibles coefficients piézoélectriques (voir le Tableau 3 en fin de sous-section suivante qui compare les propriétés de différents matériaux utilisés pour les MEMS).

1.3 Le nitrure de gallium

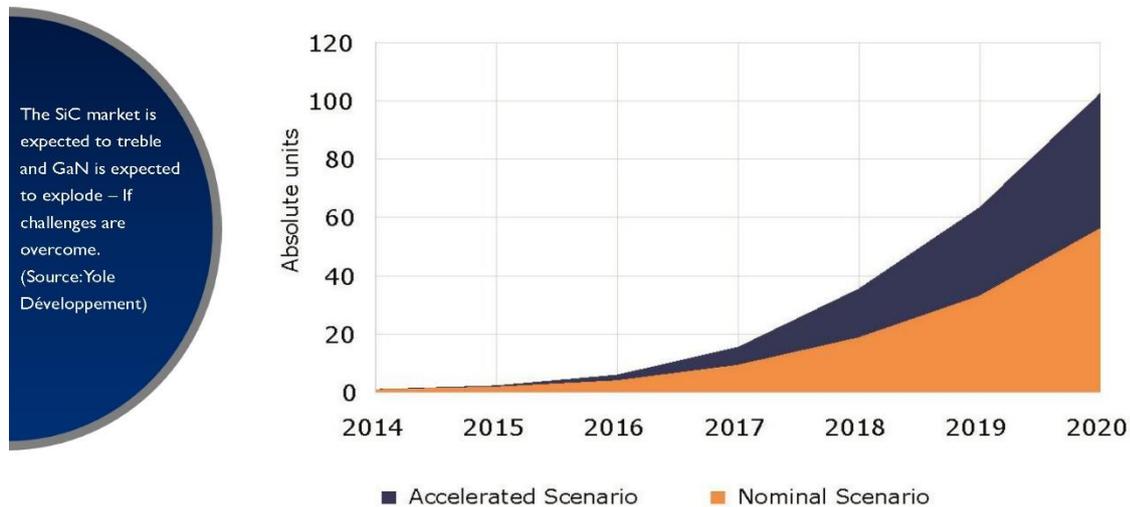
1.3.1 Caractéristiques du matériau

Le nitrure de gallium (GaN) possède des caractéristiques favorables à la réalisation d'accéléromètre MEMS. Ce matériau, et plus généralement l'ensemble des nitrures d'éléments III (III-N) se sont fortement développés avec l'apparition des premières diodes électroluminescentes bleues à partir des années 1980. Les travaux d'Isamu Akasaki, Hiroshi Amano et Shuji Najamura dans ce domaine ont été récompensés par l'attribution du prix Nobel de physique 2014 pour l'invention de diodes électroluminescentes bleues qui a permis depuis lors la création de sources de lumière blanche brillante et à faible consommation d'énergie. Au-delà de son utilité pour les applications en optique, ses propriétés électroniques ont permis la création de transistors à haute mobilité électronique (HEMT), avec de premiers développements dès les années 1990 [26, 27]. Ses applications dans le domaine de l'éclairage et de l'électronique de puissance en font le deuxième matériau semi-conducteur le plus utilisé après le silicium. De plus, le marché du GaN est en très forte croissance, avec des prévisions supérieures à 300 millions de dollars, voire 560 millions pour ces

composants en 2020, suivant la pénétration du GaN sur les différents marchés [28]. Les capteurs à base de GaN sont encore en cours de développement, mais le fort potentiel qu'offrent les caractéristiques de ce matériau en fait un sujet prometteur.

GAN DEVICES MARKET SIZE: NOMINAL VS. ACCELERATED SCENARIO

(Source: GaN and SiC for power electronics applications report, Yole Développement, July 2015)



©2015 | www.yole.fr

Figure 10 : Evolution du marché des composants en GaN de 2014 à 2020 [28].

1.3.1.1 Structure de bande

Les III-N sont des matériaux semi-conducteurs qui pour certains ont une large bande interdite. C'est cette propriété qui permet d'atteindre les énergies nécessaires pour la fabrication de diodes électroluminescentes et lasers bleus. De plus, cette propriété permet l'utilisation d'électronique à haute température.

Une augmentation de la température produit une augmentation exponentielle de la densité de porteurs, d'autant plus rapide que la largeur de bande interdite est faible. Pour de nombreux semi-conducteurs, la densité de porteurs peut devenir supérieure à celle des régions dopées, perturbant le fonctionnement des composants. Par exemple, pour le silicium, qui a une largeur de bande interdite de 1,12eV, a une densité de porteur intrinsèque de $1,45 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ à température ambiante, et supérieur à 10^{15} cm^{-3} à 300°C [29]. Afin d'utiliser les propriétés des semi-conducteurs, par exemple l'effet transistor, à haute température, il est nécessaire d'utiliser des semi-conducteurs à large bande interdite. Ainsi, le GaN qui possède une largeur de bande interdite de 3,4eV, a une densité de porteurs intrinsèques à 300°C de seulement $2 \times 10^2 \text{ cm}^{-3}$. Il faut une température d'environ 900°C pour atteindre la densité de porteur intrinsèque du silicium à température ambiante. Cela a permis la démonstration de transistors en GaN fonctionnant, de manière réversible, jusqu'à 1000°C [30, 31].

1.3.1.2 Propriétés mécaniques

Les matériaux III-N couramment utilisés, et notamment le GaN, possèdent une structure cristalline de type wurtzite. Il s'agit d'une structure hexagonale, décrite par ses paramètres de maille a et c illustré par la Figure 11. Par définition, l'axe correspondant à la maille de côté « c » correspond à l'axe $[0001]$.

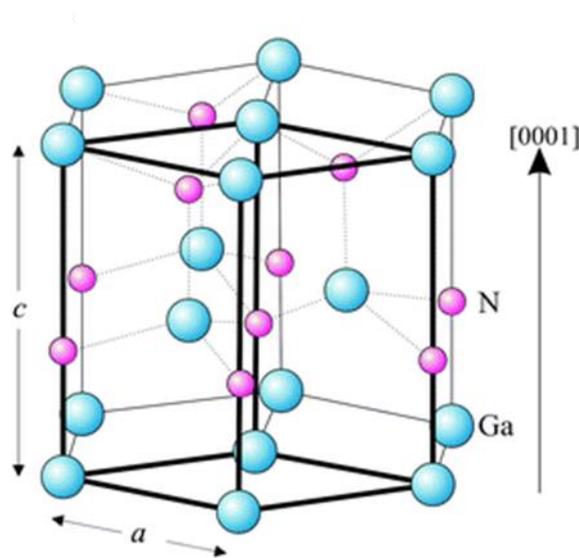


Figure 11 : Structure wurtzite du GaN. La maille élémentaire est mise en évidence en gras au sein de la structure hexagonale. Image issue de [32]

Le matériau utilisé lors de cette étude correspond à un cristal de structure hexagonale dont la croissance par épitaxie est effectuée suivant le plan (0001) sur silicium (111) et orienté dans la direction $[0001]$.

Les propriétés mécaniques utilisées pour la conception de MEMS en ces matériaux sont les propriétés élastiques. Sous l'effet d'actions extérieures, le matériau subit une déformation réversible. La relation liant la contrainte appliquée σ_i et la déformation ε_j est donnée par loi de Hooke et s'écrit en utilisant la notation de Voigt :

$$\sigma_i = \sum_j C_{ij} \varepsilon_j \quad \text{Équation 2}$$

Avec C le tenseur des modules élastiques. Par convention, l'axe z correspond à l'axe $[0001]$ du cristal. Etant donné les symétries orthotropiques de la structure cristalline, et puisque deux axes présentent les mêmes propriétés, ce tenseur s'écrit :

$$\begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{13} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{66} \end{pmatrix}$$

Dans le cas des matériaux isotropes, on définit le module d'Young E tel que $\sigma = E\varepsilon$ et le coefficient de Poisson ν est défini, dans le cas d'une déformation suivant un axe, par l'opposé du rapport de la déformation transversale ε_{trans} et de la déformation axiale ε_{axiale} : $\nu = -\frac{\varepsilon_{trans}}{\varepsilon_{axiale}}$. De manière similaire, pour les matériaux III-N, on définit deux modules d'Young et trois coefficients de

Poisson pour caractériser les propriétés différentes selon le plan (0001) correspondant au plan xy et la direction orthogonale [0001] correspondant à l'axe z. Ces paramètres sont définis via l'inverse de la matrice précédente :

$$\begin{pmatrix} \varepsilon_1 \\ \varepsilon_2 \\ \varepsilon_3 \\ \varepsilon_4 \\ \varepsilon_5 \\ \varepsilon_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{E_1} & -\frac{\nu_{12}}{E_1} & -\frac{\nu_{13}}{E_1} & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{\nu_{12}}{E_1} & \frac{1}{E_1} & -\frac{\nu_{13}}{E_1} & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{\nu_{13}}{E_1} & -\frac{\nu_{13}}{E_1} & \frac{1}{E_3} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{G_4} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{G_4} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{G_6} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \\ \sigma_4 \\ \sigma_5 \\ \sigma_6 \end{pmatrix}$$

Les coefficients G_i sont les modules de cisaillement du matériau. Le troisième coefficient de Poisson est défini via la relation $\frac{\nu_{31}}{E_3} = \frac{\nu_{13}}{E_1}$. Lors de la réalisation de MEMS à partir de couches minces, seuls le module d'Young E_1 et le coefficient de Poisson ν_{12} ont un impact sur le dispositif. Dans la suite du document, les indices seront donc implicites, et le terme module d'Young et coefficient de Poisson seront librement utilisés pour faire référence à ces deux paramètres malgré la présence d'un second module d'Young et d'un second coefficient de Poisson.

Le module d'Young du GaN est bien plus élevé que celui du silicium ou du quartz, avec des valeurs variant de 250 à 330 GPa [22]. Cela permet une meilleure résistance du matériau, ainsi qu'une augmentation des fréquences de fonctionnement des résonateurs. La grande variation des valeurs de module d'Young s'explique par la différence de qualité du matériau suivant les différentes méthodes de croissance. En effet, la présence de nombreux défauts dans les couches minces peut diminuer le module d'Young par rapport à celui du matériau massif.

1.3.1.3 Propriétés piézoélectriques

La piézoélectricité est un phénomène de couplage entre les phénomènes mécaniques et électriques d'un matériau. Cet effet peut apparaître dans les cristaux non centrosymétriques, ce qui est le cas des matériaux III-N. Sous l'effet d'une contrainte mécanique ces matériaux font apparaître un champ électrique, et réciproquement, un champ électrique permet de créer une contrainte dans le matériau. Il existe plusieurs façons d'écrire les équations constitutives de la piézoélectricité. Les plus fréquemment utilisés sont celles liant le tenseur des déformations S aux vecteur du champ électrique E et de l'induction D , et celles liant le tenseur des contraintes T aux vecteurs du champ électrique et de l'induction électrique [33] :

$$S = s_E \cdot T + d^t \cdot E \quad D = d \cdot T + \varepsilon_T \cdot E \quad \text{Équation 3}$$

et

$$T = c_E \cdot S - e^t \cdot E \quad D = e \cdot S + \varepsilon_S \cdot E \quad \text{Équation 4}$$

avec ε_T et ε_S les tenseurs de permittivité diélectrique définie à contrainte et à déformation constante respectivement, s_E et c_E sont les tenseurs de la flexibilité et de la rigidité élastique définies à champ électrique constant, d et e sont les constantes piézoélectriques en notation matricielle. L'exposant t est utilisé pour la transposition de matrice. Dans cette sous-section, les notations classiques décrivant la piézoélectricité sont utilisées, qui sont différentes des notations

utilisées dans l'ensemble du manuscrit. Il existe des relations de passage liant les différentes formes de ces équations ([Annexe A](#)). On notera notamment : $c_E = s_E^{-1}$ et $e = d \cdot c_E$.

Les matériaux wurtzites III-N possèdent des coefficients piézoélectriques de la forme suivante :

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 & 0 \\ e_{31} & e_{31} & e_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Les matériaux III-N possèdent des coefficients piézoélectriques élevés, du même ordre de grandeur que ceux du quartz, permettant un actionnement efficace à faible puissance. Les valeurs des coefficients piézoélectriques pour le GaN et l'AlN sont données dans le Tableau 1. Ces valeurs sont indicatives puisque la structure et la qualité du matériau influencent grandement la valeur des coefficients piézoélectriques [22].

Tableau 1 : Coefficients piézoélectriques du GaN et de l'AlN [22].

Matériau	GaN	AlN
$e_{31}(\text{C.m}^{-2})$	-0,33	-0,58
$e_{33}(\text{C.m}^{-2})$	0,67	1,55
$e_{15}(\text{C.m}^{-2})$	-0,22	-0,48

Voici quelques cas d'application des équations de la piézoélectricité pour des matériaux III-N.

- Dans le cas d'un matériau libre de se déformer selon toutes les directions, le tenseur des contraintes est nul ($T = 0$). Dans ce cas, appliquer un champ électrique verticalement (Figure 12) produit une déformation selon les différents axes :

$$S_1 = S_2 = d_{31} \cdot E_3, S_3 = d_{33} \cdot E_3.$$

- Dans le cas opposé, si le matériau est maintenu dans l'ensemble des directions, le tenseur des déformations est nul ($S = 0$). L'application d'un champ électrique verticalement (Figure 12) crée alors des contraintes :

$$T_1 = T_2 = -e_{31} \cdot E_3, T_3 = -e_{33} \cdot E_3.$$

- Dans le cas d'un film mince du matériau piézoélectrique, à l'interface entre ce matériau et la couche inférieure, le matériau n'est pas libre de se déformer suivant les axes x et y (Figure 12c). On suppose que le film est suffisamment fin pour que la déformation suivant les axes x et y soient négligeables sur l'ensemble de l'épaisseur, devant la contrainte qui sera générée ($S_1 = S_2 = 0$). Suivant l'axe z, le matériau est libre de se déformer, donc la contrainte selon cet axe est nul ($T_3 = 0$). Par conséquent, appliquer un champ électrique verticalement sur le film mince crée une contrainte biaxiale et une déformation :

$$T_1 = T_2 = -\left(e_{31} - \frac{c_{E13}}{c_{E33}} e_{33}\right) \cdot E_3, S_3 = \left(d_{33} - \frac{2s_{E13}}{s_{E11} + s_{E12}} d_{31}\right) \cdot E_3.$$

Par conséquent, on définit les coefficients piézoélectriques effectifs dans le cas d'un film mince :

$$e_{31,eff} = e_{31} - \frac{c_{E13}}{c_{E33}} e_{33} \quad \text{et} \quad d_{33,eff} = d_{33} - \frac{2s_{E13}}{s_{E11} + s_{E12}} d_{31} \quad \text{Équation 5}$$

- Dans le cas d'une épaisseur de matériau piézoélectrique important par rapport à la largeur de la structure, l'hypothèse précédente n'est plus valable. Cela peut se produire dans le cas

d'une poutre étroite devant l'épaisseur du matériau piézoélectrique (Figure 12). Dans le cas extrême où la largeur devient très faible devant cette épaisseur, on suppose que le matériau est libre de se déformer latéralement ($T_2 = 0$, et comme précédemment $S_1 = 0$ et $T_3 = 0$). Dans ce cas la contrainte générée par un champ électrique vertical est donné par $T_1 = -e_{31,eff} \cdot E_3$ où $e_{31,eff}$ est un coefficient piézoélectrique effectif dont l'expression est :

$$e_{31,eff} = \frac{1 - c_{E12}/c_{E11}}{1 - c_{E13}^2/c_{E11}c_{E33}} \left(e_{31} - \frac{c_{E13}}{c_{E33}} e_{33} \right) \quad \text{Équation 6}$$

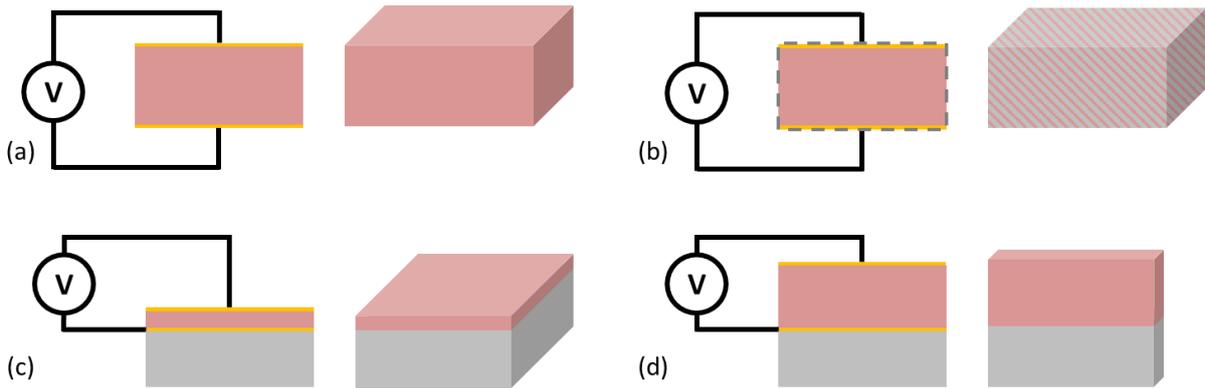


Figure 12: Vue de profil et vue en 3D de quelques cas d'application des équations de la piézoélectricité. Le matériau piézoélectrique est représenté en rose. Les électrodes sont représentées en rose sur les vues de profil. (a) Matériau libre de se déformer. (b) Matériau maintenu dans chaque direction. (c) Film mince. (d) Matériau piézoélectrique épais sur structure étroite.

1.3.1.4 Hétérojonction AlGaIn/GaN

Le matériau utilisé pour la réalisation des résonateurs, qui est semblable à celle utilisée pour les transistors de puissance, comporte une hétérojonction AlGaIn/GaN. Le contact de ces deux matériaux à largeur de bande interdite différentes crée un puits de potentiel à l'interface piégeant les électrons. Cela crée une couche conductrice dite « gaz d'électrons à deux dimensions ». Ce gaz 2D possède des propriétés permettant la réalisation de composants radio-fréquence (RF) et de puissance à haute performance. Il possède une forte densité de porteurs variant de 1×10^{12} à $2-3 \times 10^{13}$ [34], ce qui diminue la résistance de feuille et permet l'utilisation de plus fort courant. De plus, la mobilité des électrons dans le gaz 2D, de $2000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ [29] permet une vitesse de saturation élevée, permettant une augmentation des fréquences de travail. Cela permet la réalisation de transistors à haute mobilité électronique (HEMT).

De plus, la présence de ce gaz 2D permet l'actionnement piézoélectrique en déposant une couche de métal, en utilisant le gaz 2D comme seconde électrode. Ainsi une fine couche d'AlGaIn monocristallin est utilisé, alors que la structure classique métal/couche piézoélectrique/métal détériore les propriétés piézoélectriques pour des couches minces en matériaux polycristallins.

1.3.1.5 L'épitaxie

Les substrats en GaN sont commercialisés mais les dimensions restent limitées pour des coûts très élevés. De plus ces substrats présentent un grand nombre de dislocations. De ce fait, l'hétéroépitaxie est la solution la plus répandue pour la croissance des dispositifs en GaN. Il n'existe pas de substrat possédant un bon accord de maille avec le GaN et un coefficient de dilation proche.

Les trois substrats couramment utilisés sont le saphir (Al_2O_3), le carbure de silicium (SiC), et le silicium, qui présentent de bons compromis suivant les applications envisagées.

Le substrat le plus répandu pour l'optique est le saphir. Cela est principalement dû aux bonnes propriétés optiques et à son faible coût, ce qui en fait un bon candidat pour les composants optiques qui représentent la majorité des composants commercialisés en GaN. Son désaccord de paramètre de maille est de 14% ou bien 23% suivant l'orientation du cristal. Cependant, sa faible conductivité thermique limite son application en électronique. Le désaccord de coefficient de dilatation entre le GaN et le saphir crée une forte contrainte en compression, qui peut provoquer le flambement des poutres. La gravure du saphir reste complexe ce qui rend difficile la libération des structures. Ce matériau n'est donc pas favorable à la réalisation de MEMS.

Le SiC possède un désaccord de paramètre de maille et de coefficient de dilatation thermique bien plus faible que les autres substrats. Cela permet de limiter les défauts et dislocations lors de la croissance du GaN. De plus il possède une conductivité thermique élevée. L'utilisation de substrats SiC (3C, 4H ou 6H) est donc favorable à la réalisation de composants pour l'électronique. Cependant, pour faire des MEMS, les procédés de gravure du SiC restent plus complexe que ceux du silicium qui sont bien établis et développés depuis plusieurs dizaines d'années, dès l'apparition des premiers MEMS silicium. De plus, le coût des substrats SiC plus élevé que pour le saphir et le silicium est fortement limitant pour le développement de cette filière, avec une augmentation du prix d'un facteur 50 à 100.

Le silicium est fortement favorisé par son faible prix, et une maturité des technologies de fabrication. De plus, il permet l'intégration de composants à base d'éléments III-N et de composants silicium, avec par exemple la co-intégration de circuits électronique CMOS [35]. Les différences de propriété des matériaux silicium et GaN a tendance à créer une forte contrainte résiduelle en tension dans la couche de GaN. Un premier effet provient de la différence des paramètres de maille qui crée une déformation de la maille de la couche de nucléation et génère une contrainte biaxiale, dite contrainte intrinsèque. Le second effet, qui est l'effet principal, est la contrainte d'origine thermique. La croissance du GaN se faisant à haute température (supérieure à 800°C), lors du refroidissement afin de se ramener à température ambiante, une contrainte proportionnelle à l'écart des coefficients de dilatation et à l'écart de température entre la température de croissance et la température ambiante se crée. Le coefficient de dilatation thermique du silicium étant plus faible que celui du GaN, cela crée une forte contrainte résiduelle en tension. Il apparait qu'une contrainte résiduelle en tension est favorable à la réalisation de MEMS, car elle évite le flambage, augmente la fréquence de résonance, le facteur de qualité et la bande passante. Ces effets seront présentés dans le chapitre deux.

Suite à cette comparaison des différents substrats, le groupe de recherche NAM6 de l'IEMN que j'ai rejoint, s'est orienté vers le substrat silicium. L'ensemble des composants réalisés et décrits dans ce manuscrit utilise le substrat silicium (111).

Tableau 2 : Propriétés des substrats pour la croissance du GaN et de l'AlN [22, 36].

Matériau	Al ₂ O ₃	Si	SiC	GaN	AlN
Paramètre de maille a (Å)	2,75	5,43 (100) 3,84*(111)	3,07	3,19	3,11
Coefficient de dilatation thermique de la maille a ($\times 10^{-6} K^{-1}$)	7,5	2,6	3,3	5,6	5,3
Conductivité thermique ($W.cm^{-1}.K^{-1}$)	0,42	1,3	4,9 (4H, 6H) 3,6 (3C)	1,3	2,9

* Le silicium possède une structure diamant. Selon le plan (111), il possède un paramètre de maille équivalent plus faible permettant la croissance des structures hexagonales.

1.3.1.6 Conclusion sur les caractéristiques du GaN

Le Tableau 3 regroupe différentes caractéristiques du GaN et de l'AlN comparée aux propriétés du silicium et quartz couramment utilisés en industrie MEMS. Ces valeurs sont celles classiquement utilisées dans la littérature, mais il est important de rappeler que ces propriétés sont dépendantes de la qualité du matériau. Les caractéristiques de l'alliage AlGaIn peuvent être approchées par la loi de Végard qui consiste à faire la moyenne pondérée des caractéristiques du GaN et de l'AlN suivant les quantités d'aluminium et de gallium. Cette loi a été établie à l'origine pour calculer les paramètres de maille des alliages et s'écrit pour l'AlGaIn : $a(Al_xGa_{1-x}In) \approx x \cdot a(AlN) + (1 - x) \cdot a(GaN)$

Tableau 3 : Propriétés de différents matériaux utilisés pour la réalisation de MEMS [22, 36-38].

Matériau	Si	Quartz	4H-SiC	GaN	AlN
Largeur de bande interdite (eV) à 300 K	1,1	≈9	3,2	3,4	6,3
Masse volumique ($\times 10^3 kg.m^{-3}$)	2,33	2,65	3,21	6,15	3,23
Module d'Young (GPa)	130 - 165 suivant l'orientation	76 - 97 suivant l'orientation	440	290	330
Mobilité électronique ($cm^2.V^{-1}.s^{-1}$)	1400	-	700	900 (2000*)	300
Coefficient piézoélectrique	-	$d_{11}=2,3$ $pC.N^{-1}$ $d_{14}=-0,67$ $pC.N^{-1}$	$e_{31}=-0,2 C.m^{-1}$ $e_{33}=0,4 C.m^{-1}$	$e_{31}=-0,33 C.m^{-1}$ $e_{33}=0,67 C.m^{-1}$ $d_{31}=-1,5 pC.N^{-1}$ $d_{33}=2,7 pC.N^{-1}$	$e_{31}=-0,58 C.m^{-1}$ $e_{33}=1,55 C.m^{-1}$ $d_{31}=-2,1 pC.N^{-1}$ $d_{33}=5,5 pC.N^{-1}$
Densité de porteurs intrinsèques à 300°C (cm^{-3})	$>1,0 \times 10^{15}$	-	$1,0 \times 10^4$	$2,0 \times 10^2$	

Champ électrique critique (MV.cm ⁻¹)	0,3	10	3	3,3	1,5
--	-----	----	---	-----	-----

*Mobilité électronique dans le gaz d'électrons à deux dimensions de l'hétérostructure AlGaN/GaN

Il apparaît que le GaN, étant à la fois piézoélectrique et semi-conducteur grand gap, est particulièrement intéressant pour la réalisation de MEMS pouvant proposer une co-intégration d'électronique fonctionnant à haute température.

1.3.2 Réalisations antérieures de MEMS en GaN

L'utilisation du GaN pour les applications MEMS n'a été envisagée qu'au début des années 2000. Le fort volume, et la commercialisation des hétérostructures AlGaN/GaN sur silicium, poussé par le développement des composants de puissance, a permis la recherche visant à réaliser des MEMS [22, 37]. Le développement des composants optiques et électroniques en GaN a commencé dès les années 1990 et a été vite déporté vers le domaine industriel. Cependant la recherche visant la création de capteurs MEMS à base de GaN reste aujourd'hui une étude effectuée par le milieu académique.

La première structure mécanique a été réalisée à l'Université de Floride [39]. L'idée est d'utiliser la modification des propriétés des transistors AlGaN/GaN en présence de contrainte mécanique, afin de fabriquer des capteurs de pression. Pour cela un cantilever a été fabriqué avec un transistor HEMT intégré à proximité de l'encastrement. L'application d'une pression sur l'extrémité du cantilever provoque sa déflexion et une modification de la conductivité du transistor due à la génération de porteur dans le canal via l'effet piézoélectrique. Cette première application est assez macroscopique avec un cantilever d'une longueur de 27 mm. Par la suite, cette même équipe a réalisé un capteur de pression à partir de la déformation d'une membrane AlGaN/GaN d'une centaine de micromètres de diamètre [40]. Sur cette membrane, deux contacts ohmiques sous forme de peignes interdigités ont été réalisés. Une différence de pression entre les deux côtés de la membrane crée une déformation et par conséquent une contrainte modifiant la conductivité entre les deux contacts ohmiques (Figure 13).

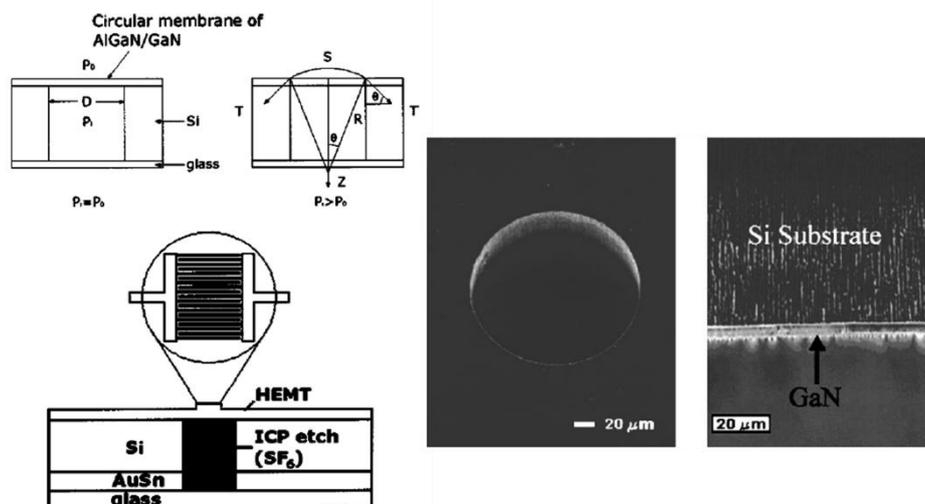


Figure 13 : Capteur de pression réalisé à l'Université de Floride [40]. Les photographies présentent la gravure du substrat silicium, la seconde image est une coupe transversale au niveau du capteur.

En 2006, Zimmermann et al. (Université d'Ulm, Allemagne) réalisent des cantilevers en GaN, avec une piézorésistance ou un HEMT situé à proximité de l'encastrement pour effectuer la détection [41]. Ils démontrent qu'en appliquant une tension négative sur la grille, en se plaçant à un point de polarisation proche du pincement, la variation de courant due au déplacement de la poutre est plus élevée (Figure 14).

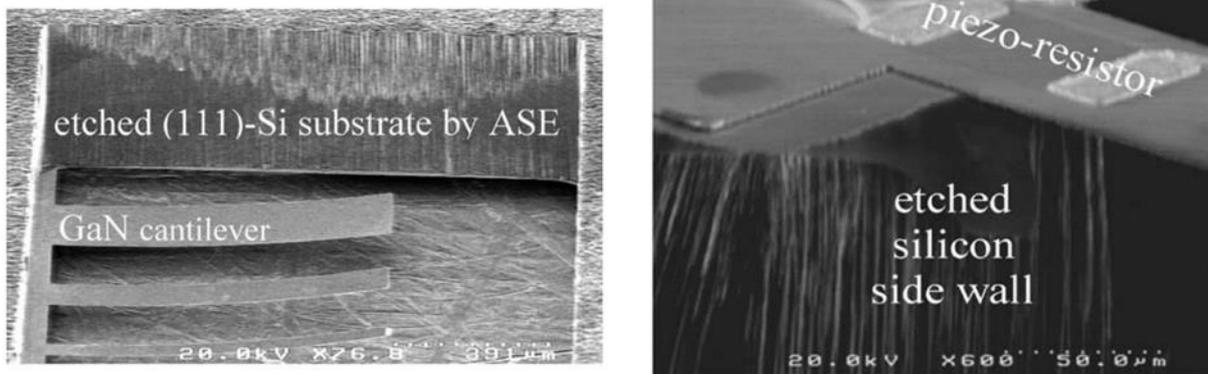


Figure 14 : Image de cantilever en GaN et de transducteur piézorésistif réalisé sur un cantilever par Zimmermann et al. [41].

Ambacher et son équipe (Ilmenau University of Technology, Allemagne) ont réalisé des résonateurs à partir de poutres bi-encastrées en AlGaIn/GaN en 2007 [42]. L'actionnement et la détection sont effectués par l'effet piézoélectrique de l'AlGaIn en utilisant le gaz d'électrons à deux dimensions comme électrode inférieure (Figure 15). Ils ont mis en évidence les nombreux modes de flexion de la poutre. Cependant l'amplitude de vibration mesurée est 50 fois inférieure à la théorie.

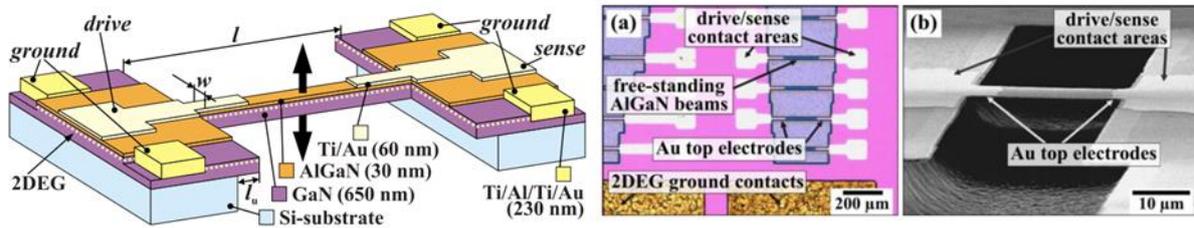


Figure 15 : Schéma et images de résonateurs à poutre bi-encastree à base d'hétérostructure AlGaIn/GaN par Ambacher et son équipe [42].

Faucher et al. présentent en 2009 le premier résonateur en GaN possédant à la fois un actionnement intégré, et une détection amplifiée par l'effet d'un transistor intégré à la structure[43]. Ce sont sur ces travaux que repose le travail de thèse qui est présenté dans la suite du manuscrit. L'actionnement est également effectué par l'effet piézoélectrique de l'AlGaIn utilisant le gaz d'électrons à deux dimensions comme électrode inférieure. Les rendements d'actionnement mesurés mettent en évidence la possibilité d'un actionnement efficace malgré la faible épaisseur de 20 nm du film monocristallin utilisé. Il faudrait une épaisseur minimum de 100 nm en un matériau polycristallin classique pour atteindre un rendement piézoélectrique comparable [44]. L'amplification est assurée par un détecteur actif appelé résonant-HEMT (R-HEMT) servant à la fois de transducteur piézoélectrique et de premier étage d'amplification grâce à l'effet transistor (Figure 16).

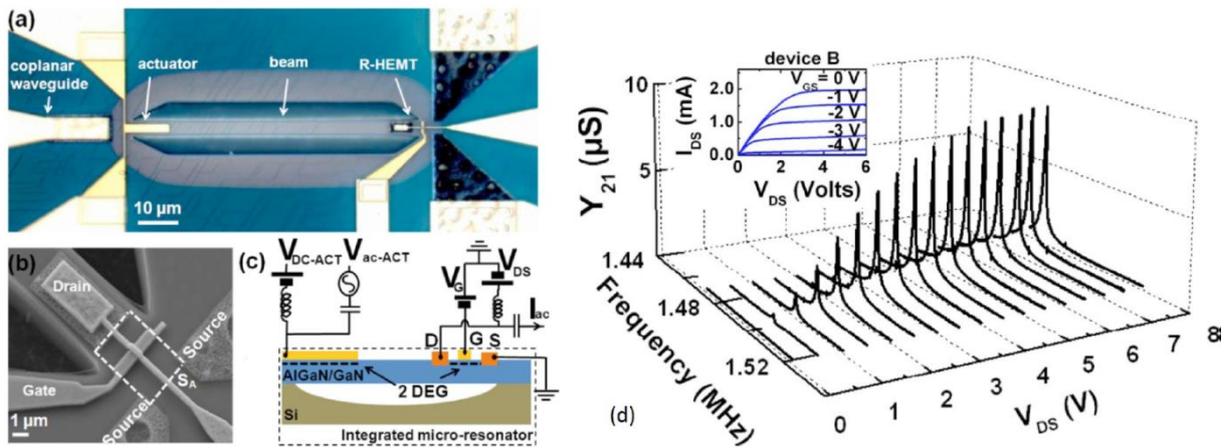


Figure 16 : (a) Image d'un résonateur MEMS en GaN avec transducteur d'actionnement et transducteur de détection actif intégrés. (b) Image du R-HEMT. (c) Schéma de montage de test du résonateur. (d) Variation de la transconductance en fonction de la fréquence d'excitation et de la polarisation du R-HEMT sous vide [43].

La possibilité d'intégration d'un transistor aux MEMS à base d'hétérostructures a dépassé le domaine des applications capteurs. En effet, les composants pour les applications RF-MEMS ont ensuite utilisé le principe d'utiliser des structures AlGaIn/GaN. Popa et Weinstein (Massachusetts Institute of Technology) ont réalisé un résonateur à ondes de surface excité par le gaz 2D d'électrons (Figure 17) [45]. Ils ont ainsi atteint des fréquences de résonance supérieures à 500 MHz. De plus l'absence de métallisation permet de diminuer fortement les dissipations, ce qui donne lieu à des facteurs de qualité plus de trois fois supérieurs à ceux obtenus sur un même résonateur avec métallisation.

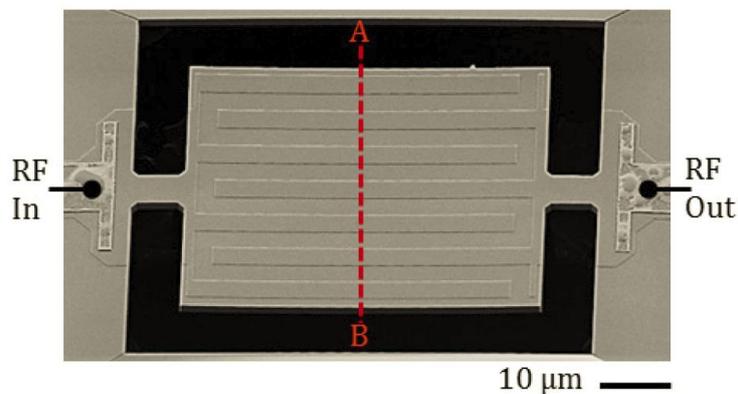


Figure 17 : Photographie d'un MEMS en GaN pour le filtrage RF réalisé au Massachusetts Institute of Technology [45].

La combinaison de MEMS pour applications RF et de HEMT a été présentée par Rais-Zadeh et son équipe (Université du Michigan) [46]. Un résonateur à onde de volume en GaN a été créé en déposant les électriques métallique sur la face avant et sur la face arrière après gravure du silicium. Le transducteur piézoélectrique de détection est relié à la grille d'un HEMT afin d'amplifier le signal (Figure 18). Une amplification de 30 dB est ainsi obtenue.

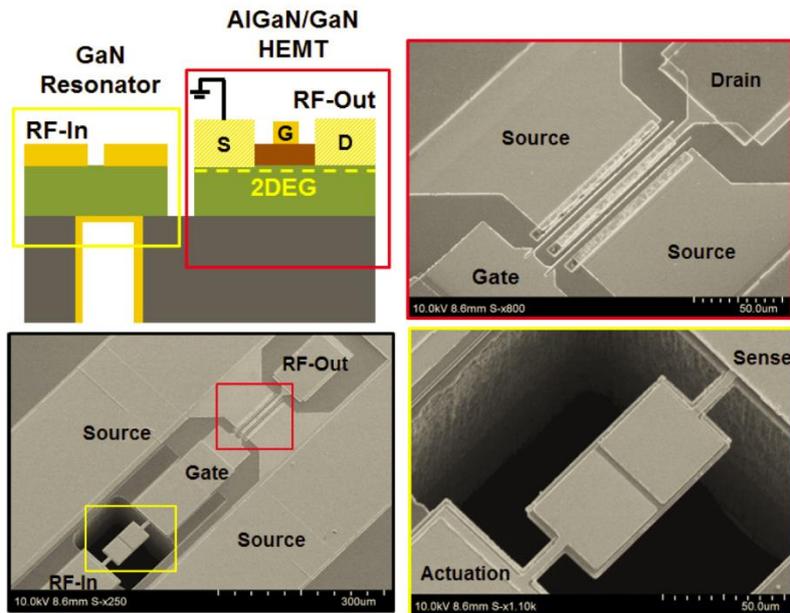


Figure 18 : MEMS réalisé à l'université du Michigan avec une amplification par un HEMT intégré [46].

Plus récemment, des MEMS en GaN ont été réalisés à l'Université de Caroline du Sud pour la spectroscopie photoacoustique [47]. Ces MEMS sont des cantilevers avec HEMT intégré (Figure 19).

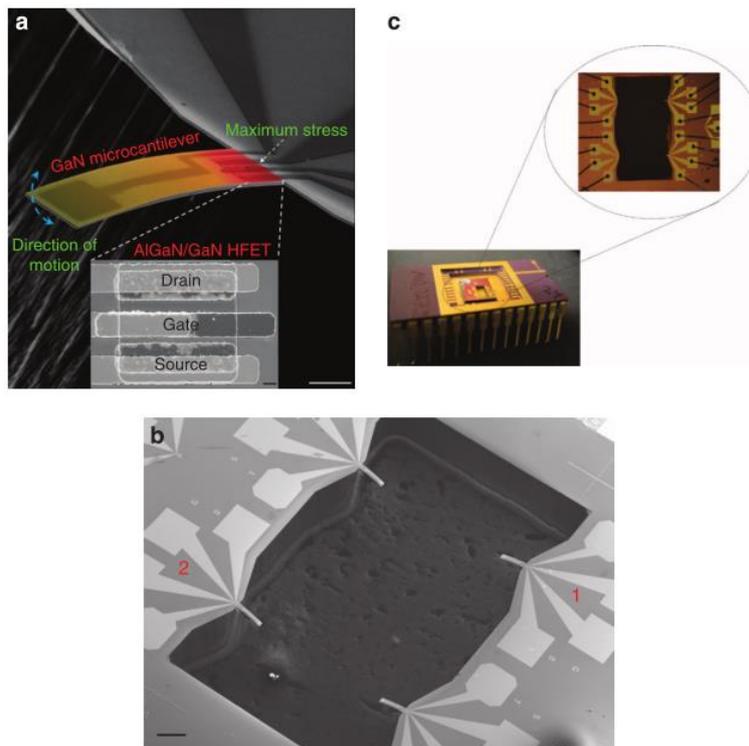


Figure 19 : Cantilevers en GaN réalisés à l'Université de Caroline du Sud [47].

1.4 Conclusion

De nombreux accéléromètres MEMS existent, utilisant des matériaux et des transducteurs variés. Les filières silicium et quartz sont les matériaux les plus courants dans le domaine des MEMS, grâce à leur optimisation depuis plusieurs dizaines d'années. Désormais, l'émergence de nouveaux matériaux en industrie de la microélectronique permet de proposer de nouvelles solutions. Celles-ci pourront répondre à certaines demandes que les filières plus traditionnelles ne peuvent pas adresser aisément, dont par exemple des capteurs avec une électronique intégrée et fonctionnant en environnement sévère.

Dans ce contexte, le GaN est un matériau très intéressant pour la réalisation de MEMS, et en particulier de MEMS résonants pour les applications capteurs. Ses propriétés mécaniques, piézoélectriques et électroniques permettent une transduction efficace pouvant être co-intégrée à un circuit électronique qui pourrait fonctionner à haute température. Ce matériau permet de combiner de manière unique des techniques connues provenant d'autres filières. Par exemple, il est possible de créer une électronique intégrée, des structures mécaniques résonantes mises en mouvement par un actionnement piézoélectrique, et exploiter les techniques de gravure profonde du silicium pour la gravure du substrat. Intégrer ces différents points au sein d'un même échantillon ne serait pas possible avec les autres filières de matériau, ou alors plus complexe avec des performances inférieures.

Cette étude poursuit les travaux effectués par Faucher et son équipe en créant des capteurs à partir du savoir-faire en résonateurs MEMS. Des accéléromètres à poutres vibrantes en GaN ont été modélisés, fabriqués et caractérisés.

Chapitre 2 : Modélisation de résonateurs et accéléromètres à poutre vibrante avec contraintes mécaniques

2.1 Introduction

Ce chapitre porte sur la modélisation analytique de résonateurs à poutre vibrante en GaN et la modélisation des accéléromètres associés. La croissance du GaN sur substrat silicium crée une contrainte résiduelle en tension biaxiale dans la couche de GaN. Cela est principalement dû à la forte différence de coefficient de dilatation thermique entre le GaN et le silicium. On se propose d'étudier l'impact de la contrainte sur les résonateurs et accéléromètres. Cette étude se penche sur l'influence de la contrainte sur les caractéristiques suivantes : les fréquences de résonance, les facteurs de qualité, la transduction piézoélectrique, les facteurs d'échelle, et l'étendue de mesure. Cette étude s'appuie sur les travaux existants de modélisation analytique des résonateurs et accéléromètres à poutre vibrante [1]. De nouveaux modèles sont développés afin de prendre en compte la présence de contrainte initiale, aussi nommée précontrainte. Une liste rappelant les notations utilisées dans ce chapitre est donnée en fin de chapitre.

2.2 Fréquences de résonance de poutres vibrantes : impact de la contrainte

Différentes théories et méthodes de modélisation analytiques peuvent être utilisées afin de déterminer les fréquences de résonance d'une poutre. Deux d'entre elles sont ici détaillées : l'utilisation de la théorie d'Euler-Bernoulli, et la méthode de Rayleigh. La théorie d'Euler-Bernoulli se base sur les équations de mécanique des milieux continus en négligeant le cisaillement. Elle permet de déterminer les fonctions modales, ce qui n'est pas directement permis par la méthode de Rayleigh. En revanche la méthode de Rayleigh est une approche énergétique qui permet d'exprimer la fréquence de résonance de manière analytique, sous réserve de calculer quelques coefficients numériques dépendant de la forme des modes.

2.2.1 La théorie d'Euler-Bernoulli

La théorie d'Euler-Bernoulli est une approche de la théorie des poutres dans laquelle le cisaillement est négligé. Une poutre est ici un objet dont la longueur L est grande devant les dimensions transverses. Dans la théorie d'Euler-Bernoulli, on considère que les sections droites restent perpendiculaires à la courbure moyenne et qu'elles restent planes. Ces hypothèses sont valables dans le cas des faibles déplacements et déformations devant les dimensions du système. De plus les poutres en GaN étudiées possèdent une longueur bien plus grande que leur largeur constante w et épaisseur constante e , négliger le cisaillement n'est donc pas limitant.

Dans l'ensemble du manuscrit, l'axe x correspond à l'axe longitudinal. L'axe z correspond à la direction dans laquelle la poutre vibre. Dans le cas particulier des poutres à section rectangulaire, l'axe z est l'axe correspondant à l'épaisseur, et l'axe y est l'axe correspondant à la largeur (Figure 20). On note $U(x,t)$ le déplacement de la poutre selon la direction z , en fonction de la position et du temps. Il s'agit d'un cas particulier des ondes de Lamb.

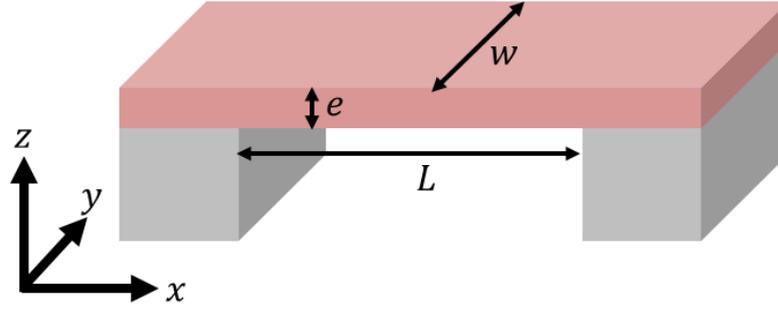


Figure 20 : schéma d'une poutre à section rectangulaire et du système d'axe associé.

L'équation d'Euler-Bernoulli gouverne le déplacement des poutres isotropes selon un modèle en une dimension. Pour les matériaux non isotropes, il est possible de définir des paramètres équivalents afin d'approximer leur mouvement. Dans notre cas de poutres en AlGaIn/GaN, on négligera l'influence de la faible épaisseur d'AlGaIn qui représente seulement quelques pourcents de la poutre. L'équation d'Euler-Bernoulli en présence de contrainte s'écrit [48, 49] :

$$E_{ef}I \frac{\partial^4 U(x,t)}{\partial x^4} - \sigma A \frac{\partial^2 U(x,t)}{\partial x^2} + \rho A \frac{\partial^2 U(x,t)}{\partial t^2} + \alpha \frac{\partial U(x,t)}{\partial t} = p(x,t) \quad \text{Equation 7}$$

où E_{ef} est le module d'Young effectif de la poutre, I est le moment quadratique de la section selon l'axe transverse passant par la courbe moyenne (aussi appelée axe neutre par traduction du terme anglais neutral axis) de la poutre, σ est la contrainte uniaxiale présente dans la poutre, exprimée positivement pour une tension et négativement pour une compression, A est la section de la poutre, ρ est la masse volumique de la poutre, α est le paramètre d'amortissement visqueux, et $p(x,t)$ est la force d'actionnement par unité de longueur. Le paramètre d'amortissement est lié au facteur de qualité, ce qui sera détaillé en partie 2.3. Lors de la libération de la poutre vibrante, la contrainte biaxiale selon la largeur se libère, et la contrainte axiale est égale à la contrainte biaxiale multipliée par $1-\nu$ où ν est le coefficient de Poisson du matériau.

Dans le cas particulier des poutres à section rectangulaire constante, $A = w \cdot e$ et $I = \frac{we^3}{12}$. En négligeant les effets de bord se produisant au niveau des ancrages, le module d'Young effectif d'une poutre libre de se déformer selon les directions y et z est $E_{ef} = E$ avec E le module d'Young du matériau constituant la poutre. Dans le cas d'une plaque, c'est-à-dire lorsque la largeur est grande devant l'épaisseur, la déformation suivant la largeur est limitée, et dans le cas extrême où cette déformation est nulle, $E_{ef} = \frac{E}{1-\nu^2}$, où ν est le coefficient de Poisson du matériau [50]. Le coefficient de Poisson des matériaux utilisés étant généralement faible, cette modification du module d'Young effectif est souvent de l'ordre de quelques pourcents. Il est à noter que cette formule du module d'Young effectif ne doit pas être confondue avec le module d'Young biaxial $\frac{E}{1-\nu}$ qui est utilisé pour exprimer la contrainte dans les films minces déposés sur un substrat. Dans le cas des plaques il existe également des modes 2D qui ne sont pas étudiés dans ce manuscrit.

L'équation d'Euler-Bernoulli est obtenue à partir du principe fondamental de la dynamique. En effet, $E_{ef}I \frac{\partial^4 U(x,t)}{\partial x^4}$ correspond à la force interne par unité de longueur due à la flexion, $-\sigma A \frac{\partial^2 U(x,t)}{\partial x^2}$ correspond à la force interne par unité de longueur due à la contrainte, $\rho A \frac{\partial^2 U(x,t)}{\partial t^2}$ correspond au produit de la masse par l'accélération par unité de longueur, $\alpha \frac{\partial U(x,t)}{\partial t}$ est un terme de

dissipation, équivalent à un amortissement visqueux par unité de longueur, et $p(x,t)$ regroupe l'ensemble des forces extérieures par unité de longueur projeté selon l'axe de la déformation, l'axe z .

Afin de déterminer les fréquences de résonance et les fonctions modales, on cherche une solution en absence d'amortissement en notations complexe de la forme $U(x,t) = \underline{U}(x)e^{i\omega t}$ sous un régime harmonique $p(x,t) = \underline{p}(x)e^{i\omega t}$. On peut remarquer que les forces extérieures constantes se traduisent en une déformation statique de la poutre et ne seront pas pris en compte dans cette étude. En effet, la force de pesanteur sur la poutre est négligée étant donné les faibles dimensions des systèmes étudiés. On notera que l'axe z de la poutre ne correspond pas nécessairement à l'axe de la pesanteur. Les autres forces statiques intervenant sur le système résonant sont généralement dues aux transducteurs qui sont conçus pour avoir une force statique selon l'axe z ayant un impact négligeable devant les forces produites à la fréquence de fonctionnement du résonateur.

La solution en absence d'amortissement peut être exprimée sous la forme d'une somme infinie de fonctions modales sans dimensions $U_n(x)$:

$$U(x,t) = \underline{U}(x)e^{i\omega t} = \sum_{n=1}^{\infty} U_n(x)u_n e^{i\omega t} \quad \text{Équation 8}$$

Les u_n sont des coefficients homogènes à une longueur à déterminer en fonction des conditions d'encastrement et de la force d'actionnement $p(x,t)$. Il apparaît que les fonctions modales sont définies à une constante multiplicative près. Par définition, les fonctions modales forment l'ensemble des solutions harmoniques de l'équation d'Euler-Bernoulli homogène en absence d'amortissement :

$$E_{ef}I \frac{\partial^4 U(x,t)}{\partial x^4} - \sigma A \frac{\partial^2 U(x,t)}{\partial x^2} + \rho A \frac{\partial^2 U(x,t)}{\partial t^2} = 0 \quad \text{Équation 9}$$

On peut montrer que la présence d'amortissement ne modifie pas les fonctions modales mais uniquement les fréquences de résonance, ce qui sera explicité en partie 2.3. On appelle fréquences naturelles les fréquences de résonance en absence d'amortissement.

On pose le réel positif β , ayant la dimension de l'inverse d'une longueur, donné par :

$$\beta^4 = \rho\omega^2 \frac{A}{E_{ef}I} \quad \text{Équation 10}$$

En présence de contrainte, on définit également le paramètre sans dimension b :

$$b = \frac{\sigma A}{2E_{ef}I\beta^2} \quad \text{Équation 11}$$

Ce paramètre est positif pour une contrainte en tension et négatif pour une compression. Il dépend de β , il apparaîtra donc qu'il dépend du mode étudié.

L'Équation 9 peut alors s'écrire sous la forme :

$$\frac{\partial^4 U_n(x)}{\partial x^4} - 2b\beta^2 \frac{\partial^2 U_n(x)}{\partial x^2} - \beta^4 U_n(x) = 0 \quad \text{Équation 12}$$

La solution d'une telle équation différentielle est :

$$U_n(x) = C_{n1} \cosh(\beta_n^+ x) + C_{n2} \cos(\beta_n^- x) + C_{n3} \sinh(\beta_n^+ x) + C_{n4} \sin(\beta_n^- x) \quad \text{Équation 13}$$

$$\text{avec } \beta^- = \beta \sqrt{\sqrt{b^2 + 1} - b} \text{ et } \beta^+ = \beta \sqrt{\sqrt{b^2 + 1} + b}$$

Les coefficients C_{ni} sont à déterminés en fonction des conditions aux limites. Dans le cas d'une poutre bi-encastree de longueur L , en supposant des encastremets parfaits, les conditions aux limites sont :

$$U(0, t) = 0, \quad U(L, t) = 0, \quad \frac{\partial U(0, t)}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial U(L, t)}{\partial x} = 0$$

Afin d'obtenir une solution non triviale ($C_{ni} \neq 0$), il est nécessaire que le déterminant du système correspondant à ces quatre équations soit nul. Cela correspond à l'équation caractéristique :

$$\cosh(\beta^+ L) \cos(\beta^- L) - \frac{1}{2} \left(\frac{\beta^+}{\beta^-} - \frac{\beta^-}{\beta^+} \right) \sinh(\beta^+ L) \sin(\beta^- L) - 1 = 0 \quad \text{Équation 14}$$

Séparons les cas de l'absence et de la présence de contrainte :

Fréquence en absence de contrainte

Dans ce cas ($\sigma = 0$), $b = 0$, et on a simplement $\beta^- = \beta^+ = \beta_0$ et l'Équation 14 se simplifie en :

$$\cosh(\beta_0 L) \cos(\beta_0 L) - 1 = 0 \quad \text{Équation 15}$$

Les solutions de cette équation sont un ensemble de constantes dites valeurs propres calculables numériquement et données par :

$$\beta_{1,0} L = 4,73004 \dots \quad \beta_{2,0} L = 7,85320 \dots \quad \beta_{3,0} L = 10,99561 \dots \text{ etc.}$$

On en déduit alors directement les fréquences de résonance en absence d'amortissement à partir de l'Équation 10 :

$$f_{n,0} = \frac{\omega_{n,0}}{2\pi} = \frac{(\beta_{n,0} L)^2}{2\pi L^2} \sqrt{\frac{E_{ef} I}{\rho A}} = \frac{(\beta_{n,0} L)^2 e}{4\pi \sqrt{3} L^2} \sqrt{\frac{E_{ef}}{\rho}} \quad \text{Équation 16}$$

Cette deuxième forme de la fréquence de résonance en fonction des caractéristiques de la poutre est valable dans le cas d'une section rectangulaire.

On peut remarquer que le terme $\cosh(\beta_0 L)$ de l'Équation 15 devient rapidement grand devant 1. La solution approchée correspondant à $\cos(\beta_0 L) \approx 0$ est donc parfois utilisé : $\beta_{n,0} L \approx (2n + 1) \frac{\pi}{2}$. L'erreur est d'autant plus faible que l'indice correspondant au mode de résonance est élevé. Cela montre que les coefficients $\beta_{n,0} L$ ont approximativement une augmentation linéaire en fonction de l'indice n du mode

Les fonctions modales sont, à une constante multiplicative près :

$$U_{n,0}(x) = \cosh(\beta_{n,0} x) - \cos(\beta_{n,0} x) - c_{n,0} [\sinh(\beta_{n,0} x) - \sin(\beta_{n,0} x)] \quad \text{Équation 17}$$

$$\text{avec } c_{n,0} = \frac{\cosh(\beta_{n,0}L) - \cos(\beta_{n,0}L)}{\sinh(\beta_{n,0}L) - \sin(\beta_{n,0}L)}$$

Ces constantes c_n sont de plus en plus proches de 1 à mesure que l'ordre du mode augmente puisque les termes en cosh et sinh deviennent prédominants. Pour les premiers modes on obtient :

$$c_{1,0} = 0,982502 \dots \quad c_{2,0} = 1,000778 \dots \quad c_{3,0} = 0,999967 \dots \text{ etc.}$$

Fréquence en présence d'une contrainte uniforme

L'Équation 14 dépend à la fois de la fréquence et de la contrainte. Pour une contrainte donnée, on obtient un ensemble de constantes $\beta_n L$ qui correspondent aux différents modes. Cette équation caractéristique est donc l'équation implicite permettant de déterminer les fréquences de résonance des différents modes en fonction de la contrainte. La Figure 21 présente une résolution numérique de cette équation pour les premiers modes. Les axes sont exprimés en grandeur sans dimensions afin que cette résolution soit valable pour toute poutre bi-encastée, quelle que soit son matériau, sa forme (poutre à section rectangulaire, circulaire, ou quelconque ; poutre droite ou courbe, etc.) et ses dimensions. Dans le cas de poutres à section variable la section A et le moment quadratique I sont à définir à partir d'intégrales afin de moyenniser sur la longueur de la poutre. Pour une poutre courbe la longueur L est définie par la longueur de la fibre neutre. Il apparaît qu'une contrainte en tension peut fortement augmenter la fréquence de résonance. Dans le cas de contrainte en tension élevées, les fréquences de résonance des différents modes deviennent les multiples de la fréquence du mode 1, dit mode fondamental.

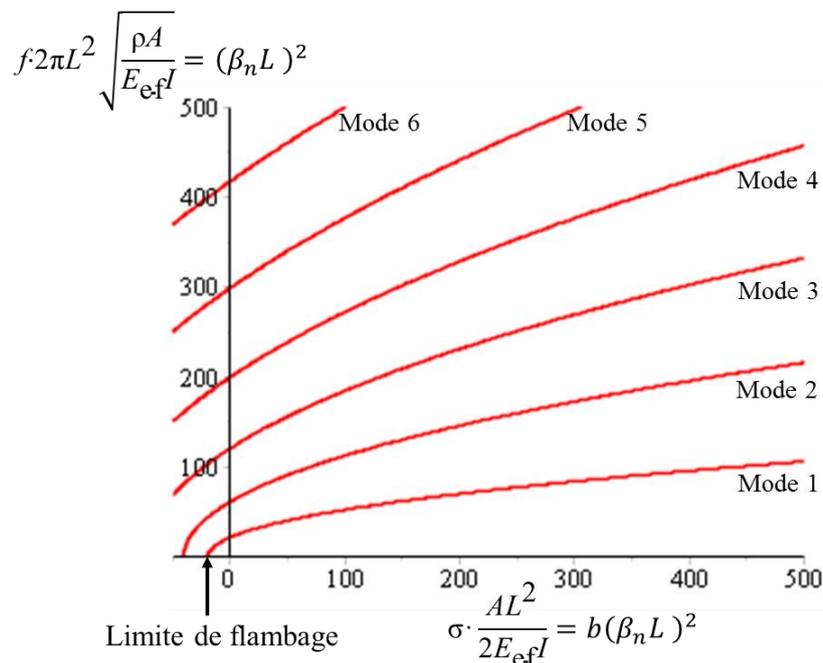


Figure 21 : Solution numérique de la fréquence en fonction de la contrainte pour les six premiers modes. La fréquence et la contrainte sont exprimées sous la forme de grandeurs sans dimensions.

Il apparaît que pour une contrainte en compression trop importante, les premiers modes de résonance ne sont plus définis. Cela est lié au phénomène de flambage (ou flambement) qui est un phénomène d'instabilité apparaissant en cas de compression trop importante. Dans ce régime, la déflexion de la poutre peut devenir très importante, la théorie d'Euler-Bernoulli n'est donc plus applicable. Cette déflexion provoque généralement une rupture de la poutre.

Il n'est pas possible de déduire une solution analytique exacte liant la fréquence de résonance à la contrainte à partir de l'équation caractéristique. Pour cela, la méthode de Rayleigh est utilisée (partie 2.2.2). Par définition, l'Équation 16 reste valable, mais les valeurs propres $\beta_n L$ dépendent désormais de la contrainte. Les fonctions modales sont, à une constante multiplicative près :

$$U_n(x) = \cosh(\beta_n^+ x) - \cos(\beta_n^- x) - c_n \left[\frac{\beta_n^-}{\beta_n^+} \sinh(\beta_n^+ x) - \sin(\beta_n^- x) \right] \quad \text{Équation 18}$$

$$\text{avec } c_n = \frac{\cosh(\beta_n^+ L) - \cos(\beta_n^- L)}{\frac{\beta_n^-}{\beta_n^+} \sinh(\beta_n^+ L) - \sin(\beta_n^- L)}$$

Désormais, ces coefficients c_n ne sont plus nécessairement proches de 1, et peuvent devenir très grands puisque pour une contrainte élevée $\frac{\beta_n^-}{\beta_n^+}$ est proche de 0.

Dans le cas limite où $\frac{\sigma A L^2}{2E_{ef} I} = \frac{6\sigma L^2}{E_{ef} e^2}$ tend vers l'infini, ce qui signifie que la contrainte devient infiniment grande ou bien l'épaisseur devient infiniment mince, l'Équation 14 se simplifie en $\sin(\beta^- L) = 0$ et les fonctions modales deviennent $U_n(x) = \sin(\beta_n^- x) = \sin(n\pi \frac{x}{L})$, ce qui correspond aux modes de résonance d'une corde vibrante. En pratique une tension infinie n'est pas possible puisque cela provoquerait une rupture de la poutre. De plus, les conditions aux limites ne sont alors plus respectées, ce qui provoquerait une rupture au niveau des ancrages si l'on considère un encastrement parfait, en cas d'actionnement de poutre avec contrainte en tension extrêmement mince. Cependant, il reste possible de conclure qu'en présence d'une contrainte en tension, les fonctions modales sont intermédiaires entre les fonctions modales classiques d'une poutre vibrante sans contrainte et une corde vibrante (Figure 22). Les dérivées premières des modes sont également tracées afin de mettre en évidence l'influence de la contrainte et parce qu'elles interviennent dans les calculs d'actionnement (partie 2.4).

Les modifications des fonctions modales dues à la contrainte sont faibles, mais leurs points d'inflexion, qui correspondent aux maxima de leur dérivée se décalent de façon non négligeable en se rapprochant des ancrages à mesure que la contrainte augmente.

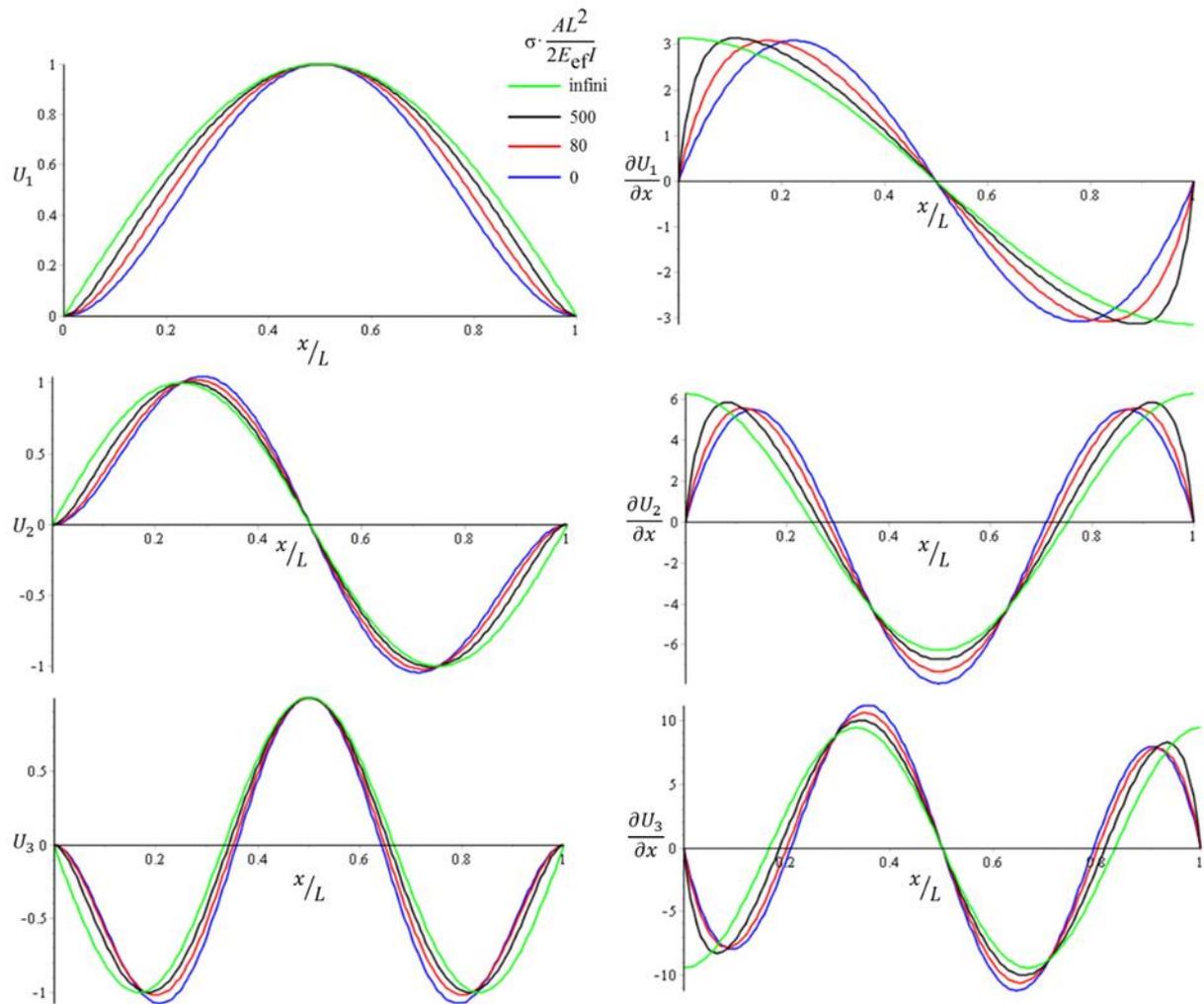


Figure 22 : Fonctions modales et leur dérivée pour les trois premiers modes de flexion d'une poutre bi-encastree pour différentes valeurs de contrainte. Les fonctions modales sont normalisées en amplitude au niveau des maxima des fonctions modales d'une corde vibrante (contrainte infinie).

2.2.2 Approche énergétique : la méthode de Rayleigh

En absence de dissipation, l'énergie se conserve au cours du mouvement de la poutre. Pour de faibles déformations, les énergies présentes sont l'énergie cinétique E_C et l'énergie potentielle E_P dont une partie est liée à la flexion $E_{Pflexion}$ et l'autre partie est due à la force axiale provenant de la contrainte $E_{Paxiale}$. Il y a un transfert entre l'énergie cinétique et l'énergie potentielle au cours du mouvement de telle sorte que $\min(E_P) + \max(E_C) = \max(E_P) + \min(E_C)$.

L'énergie cinétique minimale est nulle : lorsque la poutre parvient au maximum de sa déflexion sa vitesse est nulle. L'énergie potentielle est définie à une constante près. En utilisant une définition astucieuse de l'énergie potentielle, l'énergie potentielle minimale est nulle. Il en découle que les amplitudes maximales des énergies cinétique et potentielle sont égales. Les énergies sont alors [1] :

$$E_C = \frac{\rho A}{2} \int_0^L \left(\frac{\partial U(x, t)}{\partial t} \right)^2 dx \quad \text{Équation 19}$$

$$E_{Pflexion} = \frac{1}{2} E_{ef} I \int_0^L \left(\frac{\partial^2 U(x, t)}{\partial x^2} \right)^2 dx \quad \text{Équation 20}$$

$$E_{Paxiale} = \frac{\sigma A}{2} \int_0^L \left(\frac{\partial U(x, t)}{\partial x} \right)^2 dx \quad \text{Équation 21}$$

Les échanges énergétiques dans le cas d'un mouvement harmonique s'écrivent à l'aide des fonctions modales qui correspondent aux amplitudes à un facteur multiplicatif près :

$$\frac{\omega_n^2 \rho A}{2} \int_0^L U_n^2(x) dx = \frac{1}{2} E_{ef} I \int_0^L \left(\frac{\partial^2 U_n(x)}{\partial x^2} \right)^2 dx + \frac{\sigma A}{2} \int_0^L \left(\frac{\partial U_n(x)}{\partial x} \right)^2 dx \quad \text{Équation 22}$$

On en déduit la formule de la fréquence de résonance :

$$f_n = \frac{\omega_n}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{E_{ef} I \int_0^L \left(\frac{\partial^2 U_n(x)}{\partial x^2} \right)^2 dx + \sigma A \int_0^L \left(\frac{\partial U_n(x)}{\partial x} \right)^2 dx}{\rho A \int_0^L U_n^2(x) dx}} \quad \text{Équation 23}$$

La fréquence de résonance est généralement écrite sous la forme suivante, avec la deuxième expression valable dans le cas des poutres à section rectangulaire :

$$f_n = \frac{a_n}{2\pi L^2} \sqrt{\frac{E_{ef} I}{\rho A}} \sqrt{1 + \frac{\gamma_n \sigma A L^2}{12 E_{ef} I}} = \frac{a_n e}{4\pi \sqrt{3} L^2} \sqrt{\frac{E_{ef}}{\rho}} \sqrt{1 + \frac{\gamma_n \sigma L^2}{E_{ef} e^2}} \quad \text{Équation 24}$$

$$\text{avec } a_n = L^2 \sqrt{\frac{\int_0^L \left(\frac{\partial^2 U_n(x)}{\partial x^2} \right)^2 dx}{\int_0^L U_n^2(x) dx}} \quad \text{et} \quad \gamma_n = \frac{12}{L^2} \frac{\int_0^L \left(\frac{\partial U_n(x)}{\partial x} \right)^2 dx}{\int_0^L \left(\frac{\partial^2 U_n(x)}{\partial x^2} \right)^2 dx} \quad \text{deux coefficients sans}$$

dimension à calculer à partir des fonctions modales.

En absence de contrainte ($\sigma=0$), on retrouve l'expression de l'Équation 16 puisque le calcul des intégrales des fonctions modales mène, dans ce cas, à $a_n = (\beta_{n,0} L)^2$.

En présence de contrainte, il est possible d'exprimer les coefficients a_n et γ_n en fonction de $\beta_n^- L$ et $\beta_n^+ L$, mais ces expressions ne sont pas simples et ces deux paramètres restent à déterminer numériquement en fonction de la contrainte. Afin d'obtenir une formule approchée, dans le cas des faibles contraintes, on suppose que les fonctions modales ne sont pas modifiées par la contrainte. Les calculs des coefficients a_n et γ_n sont donc effectués à partir de l'expression des fonctions modales données par l'Équation 17. On obtient $a_n = (\beta_{n,0} L)^2$ et $\gamma_n = \frac{12(c_n^2 \beta_{n,0}^2 L - 2c_n)}{(\beta_{n,0} L)^3}$, soit pour les premiers modes $\gamma_1 = 0,294930 \dots, \gamma_2 = 0,145286 \dots, \gamma_3 = 0,0811936 \dots$

Il est possible de montrer que lorsque $\frac{\sigma A L^2}{2 E_{ef} I} = \frac{6 \sigma L^2}{E_{ef} e^2}$ augmente, c'est-à-dire lorsque la contrainte augmente pour des dimensions et un matériau donnés, a_n augmente sans limite et γ_n décroît jusqu'à 0 pour une contrainte infinie. Afin d'éviter ces problèmes de très grandes variations des coefficients, il est possible d'écrire la fréquence de résonance sous la forme :

$$f_n = f_{n,0} \sqrt{1 + \frac{\gamma'_n \sigma AL^2}{12E_{ef}I}} = \frac{(\beta_{n,0}L)^2}{2\pi L^2} \sqrt{\frac{E_{ef}I}{\rho A}} \sqrt{1 + \frac{\gamma'_n \sigma AL^2}{12E_{ef}I}} \quad \text{Équation 25}$$

Cette expression permet de ne faire intervenir qu'un coefficient γ'_n dépendant de la contrainte et qui ne tend pas vers 0, et donne le lien existant entre la fréquence de résonance avec ou sans contrainte. Il est possible de montrer que les coefficients γ'_n ou γ_n décroissent approximativement en $1/n^2$ en fonction de l'indice du mode. En absence de contrainte, on a $\gamma'_n = \gamma_n$ et lorsque la contrainte tend vers l'infinie, γ'_n tend vers $\frac{12n^2\pi^2}{(\beta_{n,0}L)^4}$, ce qui se démontre à partir des calculs d'intégrales des modes d'une corde vibrante. Pour les trois premiers modes, ces valeurs limites sont 0,23660... 0,12455... et 0,072920... Cela permet d'obtenir une formule approchée de la fréquence dans le cas des fortes contraintes. L'utilisation de cette expression ne faisant intervenir qu'un seul paramètre variable et borné est très pratique pour l'évaluation des fréquences de résonance. Cependant elle masque le lien existant entre la fréquence de résonance et les rapports d'énergie qui apparaît directement à partir de l'Équation 24. Par exemple, il est facile de montrer que l'énergie stockée dans le résonateur lors de son mouvement est proportionnelle à la fréquence au carré. La Figure 23 présente la solution exacte ainsi que la solution analytique approchée pour les faibles contraintes et les fortes contraintes en tension. Il apparaît que la solution approchée dans le cas des faibles contraintes surévalue la valeur de la fréquence à mesure que la contrainte augmente. La valeur de fréquence obtenue à partir de l'approximation liée aux contraintes en tension importante sous-évalue légèrement la fréquence de résonance, mais la moindre augmentation du coefficient γ'_n entrainerait une surévaluation des fréquences de résonance en présence de forte contrainte.

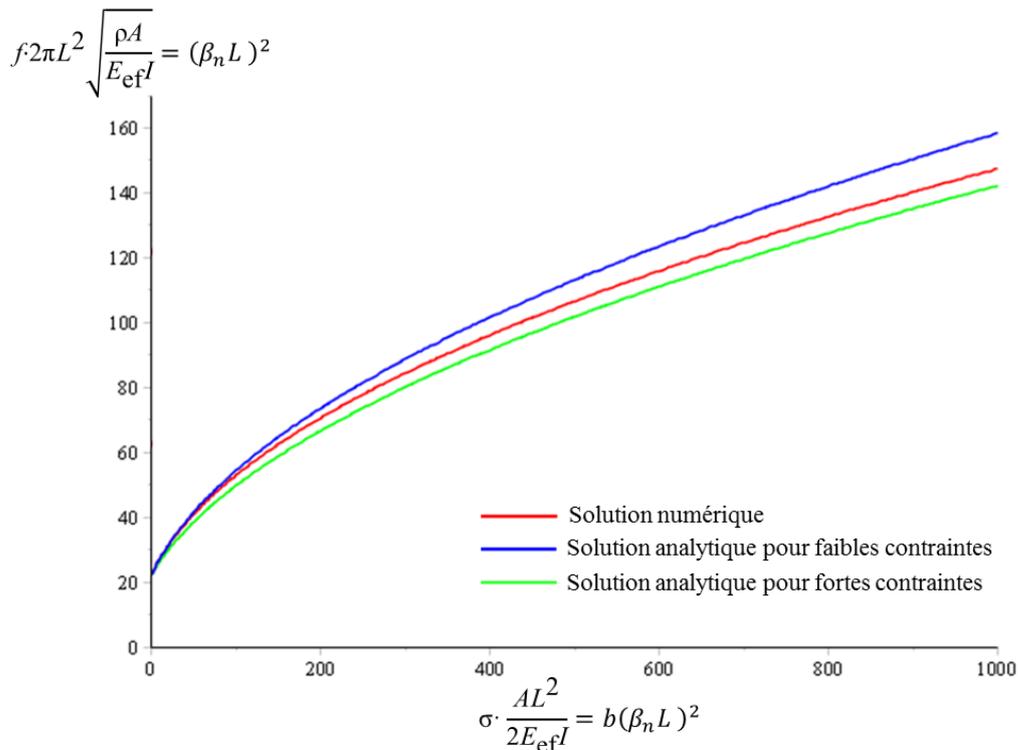


Figure 23 : Fréquence de résonance en fonction de la contrainte pour le mode fondamental (Équation 14). La solution exacte calculée numériquement est donnée en rouge, la solution approchée (Équation 24 ou Équation 25) dans le cas de faibles contraintes est en bleu et la solution approchée dans le cas de fortes contraintes est en vert.

Dans le cas des fortes contraintes en tension ($\frac{\gamma'_n \sigma AL^2}{12E_{ef}I} \gg 1$), l'Équation 25 peut se simplifier et on obtient alors la formule des fréquences de résonance d'une corde vibrante :

$$f_{n,corde} = \frac{n}{2L} \sqrt{\frac{\sigma}{\rho}} \quad \text{Équation 26}$$

En cas de forte contrainte, les fréquences de résonance ne dépendent plus du module d'Young, ni de l'épaisseur de la poutre. Elles deviennent proportionnelles à l'indice du mode, et donc un espacement constant entre chaque fréquence, alors que pour une poutre sans contrainte elles sont liées à l'indice du mode par une loi quadratique. En présence de forte contrainte, ces fréquences suivent une loi en $1/L$ alors que pour une poutre sans contrainte cette loi est en $1/L^2$. Il convient donc de modifier les lois d'échelle suivant les valeurs de contrainte.

Il est à noter que la condition de forte contrainte $\frac{\gamma'_n \sigma AL^2}{12E_{ef}I} \gg 1$ dépend du mode de résonance étudié. En effet, γ'_n décroît approximativement en $1/n^2$. La condition de forte contrainte peut donc être valable pour les premiers modes de résonance, mais ne plus l'être pour les modes de résonance plus élevés. L'expression « forte contrainte » et leurs synonymes seront utilisés dans l'ensemble du manuscrit en faisant référence aux cas où cette inégalité est respectée.

En conclusion, la théorie d'Euler-Bernoulli et la méthode de Rayleigh permettent d'appréhender le comportement des poutres vibrantes en flexion en présence de contrainte résiduelle. L'équation d'Euler-Bernoulli permet de déterminer les fréquences de résonance exactes ainsi que les fonctions modales à l'aide d'une résolution numérique d'équation implicite issue de l'équation différentielle. La méthode de Rayleigh propose une approche énergétique du problème, permettant d'exprimer la fréquence de résonance en fonction de la contrainte de manière analytique à partir des intégrales des fonctions modales et leurs dérivées.

2.3 Le facteur de qualité

2.3.1 Définition

Le facteur de qualité d'une résonance est un paramètre qui définit le taux d'amortissement de cette résonance, et est donc lié à la dissipation du système. Il est important de noter que le facteur de qualité n'est pas valable pour une poutre vibrante dans son ensemble, mais un facteur de qualité Q_n est défini pour chaque mode de résonance séparément, associé à une fréquence de résonance. En effet, les facteurs de qualité des différents modes de résonance n'ont aucune raison d'être identiques. On se permettra de ne pas utiliser les indices de mode lorsqu'il n'y a pas d'ambiguïté afin d'alléger les notations. Il existe de nombreuses définitions et méthodes de mesure du facteur de qualité, qui sont équivalentes dans le cas de résonateurs idéaux lors de faibles déformations et à faible dissipation. En pratique, différentes méthodes de mesure peuvent donner des résultats légèrement différents pour ce qui est du facteur de qualité, à cause des imperfections du système.

Une première définition est la définition énergétique :

$$Q = 2\pi \frac{W_{tot}}{\Delta W} \quad \text{Équation 27}$$

où W_{tot} est l'énergie totale emmagasinée par le résonateur lors de son mouvement harmonique à la fréquence de résonance et ΔW est l'énergie dissipée au cours d'une période de vibration. L'énergie totale emmagasinée peut être exprimé en fonction de l'énergie cinétique et de l'énergie potentielle définies aux Équation 19 à Équation 21. Puisque l'énergie cinétique minimale et l'énergie potentielle minimale au cours du mouvement sont nulles :

$$W_{tot} = E_c + E_p = \max(E_c) = \max(E_p) \quad \text{Équation 28}$$

La dissipation est liée à plusieurs phénomènes donc le terme ΔW peut s'écrire comme la somme de l'énergie dissipée par chaque phénomène :

$$\Delta W = \sum_i \Delta W_i \quad \text{Équation 29}$$

On en déduit alors que l'inverse du facteur de qualité est égal à la somme des inverses des facteurs de qualité relatif à chaque phénomène dissipatif. En notant Q_i le facteur de qualité pour le phénomène d'indice i , on a :

$$\frac{1}{Q} = \sum_i \frac{1}{Q_i} \quad \text{avec } Q_i = 2\pi \frac{W_{tot}}{\Delta W_i} \quad \text{Équation 30}$$

Le facteur de qualité est lié à l'étalement du pic de résonance dans le domaine fréquentielle. Les détails des calculs à ce propos sont donnés en [Annexe B](#). En ne considérant qu'une seule pulsation de résonance naturelle ω_n , le système est équivalent à un oscillateur harmonique amorti, dont l'énergie suit une évolution sous la forme suivante :

$$W(\omega) = \frac{K}{(\omega_n^2 - \omega^2)^2 + \frac{\omega_n^2 \omega^2}{Q_n^2}} \quad \text{Équation 31}$$

où K est une constante. Cela est bien approximé par une fonction lorentzienne pour des pulsations proches de la pulsation de résonance tels que $\frac{|\omega - \omega_n|}{\omega_n} \ll 1$. Le maximum d'énergie est donc à la pulsation de résonance réelle :

$$\omega_r = \omega_n \sqrt{1 - \frac{1}{2Q_n^2}} \quad \text{Équation 32}$$

On considère des systèmes à faible dissipation, donc $Q_n \gg 1$, le décalage de fréquence de résonance réel est donc négligeable. Et on peut montrer, en négligeant les termes en $1/Q^2$ devant les termes en $1/Q$:

$$Q_n = \frac{\omega_n}{\Delta\omega_n} \quad \text{Équation 33}$$

avec $\Delta\omega_n$ la largeur à mi-hauteur, c'est-à-dire la différence entre les deux pulsations correspondant à une énergie égale à la moitié de l'énergie maximale obtenue à la pulsation de résonance réelle. L'énergie étant proportionnelle au carré de l'amplitude de vibration, le spectre de l'amplitude de vibration est une racine carrée d'une fonction lorentzienne, et la « largeur à mi-hauteur » est la largeur de cette fonction à l'amplitude maximale divisée par $\sqrt{2}$.

Le facteur de qualité peut également être exprimé en fonction de la dérivée du spectre fréquentiel de phase à la résonance :

$$Q_n = -\frac{\omega_n}{2} \frac{\partial \varphi}{\partial \omega}(\omega_n) \quad \text{Équation 34}$$

Le facteur de qualité est lié au paramètre d'amortissement visqueux qui apparaît dans l'équation d'Euler-Bernoulli (Équation 7) par la relation :

$$Q_n = \frac{\rho A \omega_n}{\alpha} \quad \text{Équation 35}$$

Les différentes expressions du facteur de qualité sont obtenues à partir de l'équation d'Euler-Bernoulli, qui modélise la dissipation par un amortissement visqueux, c'est-à-dire un terme proportionnel et opposé à la vitesse de déplacement de la poutre. Cependant certains phénomènes dissipatifs ne correspondent pas à un amortissement visqueux. Néanmoins, il peut être montré que quelle que soit la dissipation elle peut être modélisée par un amortissement visqueux équivalent, tant que $Q_n \gg 1$ ([Annexe C](#)).

Il est également possible de définir le facteur de qualité en introduisant un module d'Young complexe. La partie imaginaire permet de modéliser les temps de relaxation de la contrainte et de la déformation, ce qui est mathématiquement équivalent à une dissipation d'énergie [51]. En absence

de contrainte résiduelle, l'énergie du système est liée à l'énergie potentielle de flexion qui est proportionnelle au module d'Young. Le facteur de qualité est égal au rapport des parties réelles et imaginaire du module d'Young :

$$Q_n = \frac{Re(E_{ef})}{Im(E_{ef})} \quad \text{Équation 36}$$

Il est important de noter que cette dernière expression du facteur de qualité n'est pas à utiliser en présence de contrainte résiduelle puisqu'elle ne tient pas compte de l'énergie potentielle axiale. Il reste possible de définir un module d'Young imaginaire afin de rendre cette équation valable, mais la partie imaginaire n'a plus de sens physique simple et dépend de la contrainte.

Les phénomènes dissipatifs peuvent être classés selon deux catégories :

- Les phénomènes extrinsèques qui incluent les mécanismes de dissipation qui ne sont pas propre au résonateur lui-même. Cette catégorie regroupe l'amortissement lié à l'environnement fluide, les pertes aux ancrages, la dissipation due aux matériaux multiples et les pertes liées au circuit électrique permettant la transduction.

- Les phénomènes intrinsèques qui proviennent du matériau du résonateur. Ces phénomènes regroupent la dissipation thermoélastique, la dissipation due à la viscosité intrinsèque du matériau, les pertes par relaxation de phonons, les pertes liées à la présence de défauts mécaniques. Les phénomènes intrinsèques regroupent également des phénomènes de dissipation liés à la physique quantique qui ne pourraient être mis en évidence qu'à très basse température [51], dont un exemple est une dissipation due à un effet tunnel entre deux états du système. Ces phénomènes quantiques ne seront pas traités dans ce manuscrit étant donné que les systèmes sont étudiés à température ambiante, ou supérieure.

L'amortissement dû aux pertes de surface est classé parmi les phénomènes extrinsèques [1, 52] ou bien intrinsèques [51] suivant les publications. Il s'agit d'un choix à effectuer puisqu'il peut regrouper des effets liés à l'environnement extérieur et des effets liés aux défauts du matériau, et il pourrait être préférable de le classer à part, de la même manière que la physique des interfaces ne peut pas être classé dans aucun des domaines des deux milieux en contact. Une nouvelle vision de la classification entre phénomène dissipatif intrinsèque et extrinsèque est présentée à partir de l'impact de la contrainte sur le facteur de qualité. Les phénomènes de surfaces semblent alors plutôt rentrer dans la catégorie des pertes intrinsèques.

2.3.2 Influence de la contrainte sur le facteur de qualité

Depuis 2006, quelques études ont été effectuées sur des résonateurs formés de poutres bi-encastées avec une très forte contrainte en tension. Ces résonateurs se comportent comme des cordes, et une très forte augmentation du facteur de qualité a été démontrée [53-56], atteignant des valeurs bien supérieures à ce qui était attendu. Ces études ont été effectuées avec des poutres en SiN ou en polymère. Il a par exemple été montré que la présence de contrainte en tension permet

d'atteindre des facteurs de qualité supérieurs à la limite thermoélastique qu'aurait le matériau sans contrainte dans le cas de poutres en polymère [54].

Cette augmentation du facteur de qualité est due à l'augmentation de l'énergie stockée due à la contrainte, sans augmentation de la dissipation. L'énergie stockée en absence de contrainte correspond à l'énergie potentielle de flexion, et la présence de contrainte ajoute une énergie potentielle axiale. A partir de la définition du facteur de qualité donné par l'Équation 27, on peut écrire :

$$Q(\sigma) = 2\pi \frac{E_{Pflexion} + E_{Paxiale}(\sigma)}{\Delta W} = Q_0 + \frac{E_{Paxiale}(\sigma)}{E_{Pflexion}} Q_0 \quad \text{Équation 37}$$

où σ est la contrainte, et Q_0 le facteur de qualité que posséderait le résonateur en absence de contrainte. Il est important de noter que plusieurs hypothèses sont utilisées afin d'écrire cette relation. Tout d'abord, on suppose que l'ajout de contrainte ne modifie pas la dissipation, or la contrainte a un effet sur la fréquence de résonance, et la dissipation est très souvent dépendante de la fréquence. De plus, pour les phénomènes dissipatifs extrinsèques, la dissipation est directement liée à l'énergie stockée par le résonateur, de telle sorte que cette augmentation d'énergie par la contrainte augmente de la même manière la dissipation due aux phénomènes extrinsèques. Enfin, en toute rigueur, la présence de contrainte modifie la forme du mode, ce qui modifie la valeur de chacune des énergies. Le terme Q_0 précédent est donc modifié à cause de la contrainte.

A partir des expressions des énergies potentielles (Équation 20 et Équation 21), on en déduit :

$$Q(\sigma) = Q_0 \left(1 + \frac{\sigma A \int_0^L \left(\frac{\partial U_n(x)}{\partial x} \right)^2 dx}{E_{ef} I \int_0^L \left(\frac{\partial^2 U_n(x)}{\partial x^2} \right)^2 dx} \right) \quad \text{Équation 38}$$

Cette relation a été démontrée pour la première fois par Schmid et Hierold [54]. Des hypothèses sur la forme des modes ont été utilisées pour obtenir des valeurs approchées de ces intégrales de fonctions modales [54, 55].

Afin d'établir un modèle en évitant l'ensemble des hypothèses effectuées précédemment, il est possible d'utiliser l'énergie cinétique E_C (Équation 19) et de conserver le terme ΔW dépendant de la contrainte. Pour une étude à la fréquence de résonance $f_n(\sigma)$, en écrivant l'Équation 27 avec $W_{tot} = E_C$, on obtient :

$$Q_n(\sigma) = \frac{2\pi}{\Delta W(\sigma)} \left((u_n(\sigma))^2 \frac{\rho A}{2} (2\pi f_n(\sigma))^2 \int_0^L U_n(\sigma)^2 dx \right) \quad \text{Équation 39}$$

où $u_n(\sigma)$ est le coefficient qui lie l'amplitude de vibration à la fonction modale (Équation 8). Il est nécessaire d'effectuer un choix afin de comparer une poutre avec et sans contrainte parce que les fonctions modales sont différentes. Pour cela on choisit :

$$(u_n(\sigma))^2 \int_0^L U_n(\sigma)^2 dx = (u_n(0))^2 \int_0^L U_n(0)^2 dx \quad \text{Équation 40}$$

Écrit autrement, on a $\frac{E_C(\sigma)}{E_C(0)} = \left(\frac{f_n(\sigma)}{f_{n,0}}\right)^2$. Afin de comprendre ce choix, cette dernière équation peut également se retrouver en étudiant le cas de masses ponctuelles. Dans ce cas, cette équation correspond au fait que deux points de même masse ont la même amplitude de vibration mais pour des fréquences différentes. Il est important de noter que la réduction d'une poutre en présence et en absence de contrainte en de tels points serait différente de la définition utilisée traditionnellement. En effet, cette nouvelle définition ne dépendrait pas d'un choix d'un point le long de la poutre mais à la place la masse du système est fixée. La définition traditionnelle sera détaillée pour les calculs liés à l'actionnement du résonateur, mais ne peut pas être utilisée ici puisque sinon la comparaison entre les poutres avec et sans contrainte dépendrait de l'abscisse du point de réduction choisi.

Une autre méthode pour comprendre ce choix est d'utiliser la force d'actionnement. Il est possible d'imaginer une force ponctuelle sinusoïdale à la fréquence de résonance en un point de la poutre telle que l'amplitude de vibration de la poutre soit égale à celle étudiée. L'équation précédente revient alors à considérer que cette force ponctuelle a la même amplitude en absence et en présence de contrainte et que seule la fréquence est modifiée afin de correspondre à la fréquence de résonance.

On en déduit, en notant avec un indice 0 le cas où il n'y a pas de contrainte, l'expression suivante du facteur de qualité :

$$Q_n(\sigma) = Q_{n,0} \left(\frac{\Delta W_0}{\Delta W(\sigma)}\right) \left(\frac{f_n(\sigma)}{f_{n,0}}\right)^2 = Q_{n,0} \left(\frac{\Delta W_0}{\Delta W(\sigma)}\right) \left(1 + \frac{\gamma'_n \sigma A L^2}{12 E_{ef} I}\right) \quad \text{Équation 41}$$

Cette expression met en évidence la forte augmentation du facteur de qualité qui peut être obtenue, et qui est directement liée à l'augmentation de la fréquence de résonance. Le coefficient γ'_n ayant une décroissance quadratique en fonction de l'indice du mode de résonance, l'augmentation de facteur de qualité par la contrainte est donc d'autant plus importante que l'indice du mode de résonance est faible. Cela complète les articles cités précédemment en apportant un lien direct entre le facteur de qualité et les fréquences de résonance, qui sont mesurables expérimentalement.

Cette équation est vraie quelle que soit le phénomène dissipatif, mais il faut faire attention si l'on souhaite utiliser les modèles de dissipation existants en présence de contrainte. En effet, afin de lier cette expression aux modèles de dissipation, il est nécessaire de revenir aux hypothèses initiales utilisées pour créer ces modèles. Pour les phénomènes extrinsèques, les modèles reposent sur un échange de l'énergie totale du système et donc ces modèles donnent directement $Q_n(\sigma)$. Il devrait alors suffire d'utiliser ces modèles en utilisant la nouvelle fréquence de résonance en présence de contrainte. Il faut rester prudent puisque parfois la fréquence de résonance n'apparaît pas explicitement car elle peut être remplacée par son expression dans le cas d'absence de contrainte qui n'est plus valable (Équation 16). De plus, la présence de contrainte peut modifier le phénomène dissipatif, ce qui est par exemple discuté dans le cas des pertes aux ancrages.

Pour les phénomènes dissipatifs intrinsèques, les modèles reposent sur des pertes liées à la flexion de la poutre. Par conséquent, ces modèles permettent de déterminer $Q_{n,0} \left(\frac{\Delta W_0}{\Delta W(\sigma)}\right)$. Le terme $\frac{\Delta W_0}{\Delta W(\sigma)}$ correspond au fait que la plupart des modèles de dissipation intrinsèque dépendent de la fréquence de résonance, et que les fonctions modales sont modifiées. Pour les phénomènes intrinsèques, le facteur de qualité est donc obtenu à partir des modèles puis à multiplier par le

rapport des fréquences au carrées, ce qui permet une augmentation très importante du facteur de qualité.

La séparation entre phénomènes dissipatifs extrinsèques et intrinsèques peut donc être effectuée en séparant les phénomènes liés à l'ensemble de l'énergie du système et ceux liés uniquement à sa flexion. Les phénomènes dissipatifs extrinsèques sont donc plutôt liés à l'énergie cinétique du système qui est proportionnelle à la vitesse au carrée de la poutre, alors que les phénomènes dissipatifs intrinsèques sont plutôt liés à l'énergie potentielle de flexion qui est proportionnelle au module d'Young. Dans chacun des cas, la présence de contrainte peut affecter légèrement les modèles existants, ce qui nécessite de traiter chacun des phénomènes au cas par cas. On notera que cette définition associée aux mesures expérimentales, permettent de classer les pertes liées aux surfaces parmi les phénomènes intrinsèques.

2.3.3 Les phénomènes dissipatifs extrinsèques

2.3.3.1 Amortissement de l'environnement fluide

Cet amortissement est dû la présence d'un fluide, qui est le plus souvent l'air, ou un liquide. Dans le cas d'un gaz, il existe trois principaux régimes en fonction de la pression P . Ils sont : la région visqueuse ($P > 1$ mbar), dans laquelle le gaz agit comme un fluide visqueux, ce qui est généralement le cas de l'air à pression atmosphérique ; la région moléculaire (10^{-2} mbar $< P < 1$ mbar) dans laquelle la dissipation est due aux collisions des molécules du gaz avec la structure ; et la région intrinsèque ($P < 10^{-2}$ mbar) dans laquelle l'amortissement gazeux est négligeable car l'amortissement est alors principalement dû à d'autres phénomènes. Les intervalles de pression sont des ordres de grandeur donnés à titre indicatif pour des dimensions classiques de MEMS dans l'air : ces pressions dépendent des dimensions du système, des propriétés du gaz et du facteur de qualité en absence d'amortissement dû au fluide. Chaque phénomène est toujours présent quelle que soit la pression mais ces régions correspondent aux pressions typiques auxquelles un mécanisme de dissipation est prédominant. Le cas d'un liquide est équivalent à la région visqueuse d'un gaz, mais la viscosité dynamique d'un fluide est beaucoup plus élevée que celle d'un gaz ($1,00 \cdot 10^{-3}$ Pa.s pour l'eau liquide contre $1,8 \cdot 10^{-5}$ Pa.s pour l'air sec), et la pression a peu d'effet sur la dissipation d'un liquide.

2.3.3.1.1 Région visqueuse

Les calculs effectués afin de déterminer la dissipation due au fluide utilisent les équations de la mécanique des fluides, c'est-à-dire les équations de Navier-Stokes. Seuls des géométries simples, tels que des sphères, permettent d'effectuer un calcul analytique exact. Dans le cas des poutres, une étude a été effectuée par Blom et al. [57] en assimilant la poutre à un ensemble de sphères de rayon R vibrant indépendamment. L'expression suivante a ainsi été obtenue :

$$Q_{visqueux} = \frac{f_n \rho_w L e}{3 \mu R (1 + R/\delta)} \quad \text{Équation 42}$$

$$\text{avec } \delta = \sqrt{\frac{\mu}{\rho_{fluide} \pi f_n}} = \sqrt{\frac{\mu R_0 T}{M_{fluide} P \pi f_n}}$$

μ est la viscosité dynamique du fluide et δ représente l'épaisseur d'une couche limite en surface du résonateur, homogène à une longueur. ρ_{fluide} est la masse volumique du fluide. La seconde expression de l'épaisseur de la couche limite est obtenu en assimilant le fluide à un gaz

parfait, avec T la température (en K), R_0 la constante des gaz parfait ($8,3145 \text{ J.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}$), et M_{fluide} la masse molaire du gaz.

De nombreuses autres études ont été effectuées afin d'exprimer le facteur de qualité en présence d'un fluide visqueux, ne faisant pas intervenir de paramètre d'ajustement [58-62]. L'ensemble de ces études sont effectuées en absence de contrainte. Il peut être montré que la contrainte ne modifie pas le facteur de qualité autrement que par le décalage en fréquence, puisque la dissipation est ici proportionnelle à l'énergie stockée car directement liée à la vitesse de la poutre. Certaines études ne font pas apparaître la fréquence de résonance mais le module d'Young. Ces formules ne sont pas valables en présence de contrainte et il faut se ramener à une formule en fonction de fréquence à l'aide de l'équation de la fréquence en fonction du module d'Young en absence de contrainte (Équation 16), afin de recalculer le facteur de qualité en présence de contrainte.

L'ensemble des études démontrent une évolution du facteur de qualité proportionnel à la fréquence, pour les faibles fréquences et forte pression (l'épaisseur de la couche limite est grande devant les dimensions du système). Pour les fréquences plus élevées et les pressions plus faibles, le facteur de qualité devient proportionnel à la racine carrée de la fréquence et à la racine carrée de la pression (l'épaisseur de la couche limite est faible devant les dimensions du système).

Certaines expressions du facteur de qualité parmi ces études sont reliées entre elles par un facteur multiplicatif faisant intervenir les dimensions de la poutre. Pour les systèmes étudiés dans ce manuscrit, la longueur est bien plus grande que la largeur, qui est bien plus grande que l'épaisseur. L'application des différentes formules peut alors donner des variations allant jusqu'à un facteur 10.

Le fluide peut également modifier la fréquence de résonance à cause d'une augmentation virtuelle de la masse du résonateur par son effet.

L'amortissement dû à l'air est généralement le phénomène limitant le facteur de qualité des résonateurs MEMS étudiés à pression atmosphérique, avec des facteurs de qualité de l'ordre de la centaine au millier. Il est nécessaire de placer ces résonateurs sous vide afin de profiter de facteurs de qualité bien plus élevés. C'est pourquoi de nombreux MEMS ayant pour application la création de capteurs sont encapsulés et testés sous vide, ce qui est le cas d'une grande majorité d'accéléromètres MEMS.

2.3.3.1.2 Région moléculaire

Sous ce régime, également dit de gaz raréfié, le libre parcours moyen des molécules du gaz est supérieur aux dimensions du système. Les calculs se font à partir de la statistique de Maxwell-Boltzmann afin de déterminer la quantité de mouvement perdue par le résonateur lors des différents chocs.

En 1966, Christian établit l'équation suivante [63] :

$$Q_{\text{moléculaire}} = \left(\frac{\pi}{2}\right)^{3/2} \frac{f_n \rho e}{P} \sqrt{\frac{k_b T}{m_{\text{gaz}}}} = \left(\frac{\pi}{2}\right)^{3/2} \frac{f_n \rho e}{P} \sqrt{\frac{R_0 T}{M_{\text{gaz}}}} \quad \text{Équation 43}$$

où k_b est la constante de Boltzmann, m_{gaz} est la masse effective d'une molécule du gaz et T est la température du système, qui ne tient pas compte de l'agitation à proximité du résonateur. La constante des gaz parfait R_0 étant égale au produit du nombre d'Avogadro et de la constante de

Boltzmann, la deuxième expression qui fait intervenir la masse molaire du gaz M_{gaz} est égale à la première.

D'autres formules ont été obtenues en modifiant les hypothèses de calcul, ce qui modifie simplement la valeur de la constante multiplicative, donnant des formules comprises entre trois fois l'expression précédente, et l'expression précédente divisée par $3\pi/2$ [57, 64, 65]. Le facteur de qualité dû à cet effet est inversement proportionnel à la pression, et proportionnel à la fréquence de résonance. Utiliser des fréquences de résonance plus élevées permet donc d'atteindre des facteurs de qualité plus élevés pour une pression identique. Autrement dit, pour atteindre un facteur de qualité donné, travailler avec des fréquences de résonance plus élevées diminue les exigences sur la pression. En effet, le facteur de qualité des composants en boîtier est souvent limité par le niveau de vide qui peut être atteint lors de l'encapsulation. Par ailleurs, utiliser un niveau de vide fixé limitant volontairement le facteur de qualité peut être utilisé afin de limiter les variations de facteur de qualité des composants qui pourraient provenir d'inhomogénéité lors du processus de fabrication.

2.3.3.1.3 Cas particulier des faibles espacements

Les expressions du facteur de qualité obtenues en région visqueuse et région moléculaire précédemment supposent que l'élément vibrant est suffisamment éloigné de toute surface. Dans le cas contraire, il apparaît un amortissement nommé « squeeze-film damping ». Ce phénomène apparaît lorsque l'espacement, aussi nommé gap, entre l'élément vibrant et une autre surface, est inférieur au libre parcours moyen des molécules. Le nombre de chocs devient plus élevé, ce qui est équivalent à une augmentation locale de la pression. Ce phénomène est notamment à prendre en compte lors de transduction capacitive ou lors de libération de membrane ou poutre à l'aide d'une couche sacrificielle de faible épaisseur.

Cet effet a été traité par Bao et Yang [66] en exprimant le facteur de qualité sous la forme :

$$Q_{squeeze} = (2\pi)^{5/2} \frac{f_n \rho e}{P} \frac{g}{2(L+w)} \sqrt{\frac{R_0 T}{M_{gaz}}} = \frac{8\pi g}{L+w} Q_{moléculaire} \quad \text{Équation 44}$$

où g désigne le gap entre l'élément vibrant et une surface proche.

2.3.3.1.4 Région intrinsèque

Pour une pression suffisamment faible, l'amortissement dû au gaz devient négligeable devant les autres phénomènes dissipatifs, et une variation de pression n'aura alors plus d'impact sur le facteur de qualité. La pression limite, dite pression intrinsèque, peut être calculée en déterminant la pression donnant un facteur de qualité égale au facteur de qualité obtenu à très faible pression à l'aide des expressions du facteur de qualité en région moléculaire, ou en présence de faibles espacements le cas échéant.

2.3.3.1.5 Conclusion sur l'amortissement de l'environnement fluide

L'air, ou la présence d'un liquide, est donc un élément limitant le facteur de qualité et les performances des composants. Il est nécessaire d'utiliser les techniques du vide afin d'évaluer les caractéristiques des composants. Afin de calculer le facteur de qualité en présence de contrainte, il suffit d'utiliser la fréquence de résonance en présence de contrainte dans les différentes équations. On notera que ces équations ne sont pas toujours exprimées en fonction de la fréquence dans les publications originales citées précédemment, car elle peut être remplacée par l'Équation 16 qui n'est pas valable en présence de contrainte. Il est alors nécessaire de se ramener aux équations écrites en fonction de la fréquence, ce qui a été fait dans ce manuscrit. La contrainte en tension créant une augmentation de fréquence (Équation 25), elle permet une augmentation du facteur de qualité au moins en dehors de la région intrinsèque. Afin de connaître l'influence de la contrainte sur le facteur de qualité en région intrinsèque il est nécessaire de connaître le ou les phénomènes dissipatifs qui deviennent alors limitant. Cela signifie également que pour atteindre un facteur de qualité donné, la pression requise sera plus élevée en présence de contrainte en tension, ce qui signifie une réduction des exigences sur le niveau de vide.

2.3.3.2 Pertes aux ancrages

Une partie de l'énergie du résonateur se dissipe via la propagation d'ondes acoustiques vers le bâti au niveau des ancrages. Cette dissipation est fortement dépendante de la qualité des encastremets, formant idéalement un angle droit par rapport à la base. Les formules présentées dans la suite supposent un encastrement idéal, on pourra donc s'attendre à des facteurs de qualité plus faible en pratique. Il a été montré que le facteur de qualité lié aux pertes aux ancrages est proportionnel à L^3/w^3 pour les modes de vibration dans le plan, et proportionnel à L/w pour les modes hors plan [67, 68]. De plus, le bi-encastrement implique une perte environ deux fois plus importante que pour un encastrement à une seule extrémité. Le facteur de qualité augmente pour les modes de résonance plus élevés. En effet, pour ces modes il y a plus de nœuds de vibration, en plus des nœuds présents au niveau des encastremets, il y a donc moins d'énergie proche de l'encastrement.

Il a été montré que dans le cas d'un cantilever encasté au sommet d'une base d'épaisseur e_b , c'est-à-dire lorsque le substrat a été gravé sur la totalité de son épaisseur au niveau de la poutre, on peut écrire [68] :

$$Q_{\text{ancrage}} \sim \frac{L}{3w} \left(\frac{e_b}{e}\right)^2 \quad \text{Équation 45}$$

Dans le cas où la base est beaucoup plus épaisse que l'épaisseur du cantilever, le facteur de qualité est limité par le rapport entre son épaisseur et sa longueur suivant :

$$Q_{\text{ancrage}} \sim \frac{L}{3w} \left(\frac{L}{e}\right)^4 \quad \text{Équation 46}$$

Une autre formule exprimant le facteur de qualité dû aux pertes ancrages est donnée par Cross et Lifshitz [69] :

$$Q_{ancrage}^{-1} \sim \frac{v_g}{\omega L} T_n \quad \text{Équation 47}$$

v_g est la vitesse de groupe des ondes dans la matériau, et T_n est le coefficient de transmission de l'énergie du mode n vers l'extérieur de la poutre par les ancrages. A partir de cette formule, il est possible de déterminer l'influence de la contrainte résiduelle sur les pertes aux ancrages, via la modification de la vitesse de groupe.

La vitesse de groupe est donnée par $v_g = \frac{d\omega}{dk}$ où ω est la pulsation de la résonance et k est le nombre d'onde (il s'agit du nombre d'onde angulaire généralement utilisé en physique) [70]. La vitesse de groupe est obtenue en cherchant une solution générale à l'équation d'Euler-Bernoulli, en absence de dissipation et d'actionnement, sous la forme d'une onde progressive $U(x,t) = \text{constante} \cdot e^{i(kx-\omega t)}$. On obtient :

$$\omega = k^2 \sqrt{\frac{E_{ef}I}{\rho A}} \sqrt{1 + \frac{\sigma A}{k^2 E_{ef}I}} \quad \text{Équation 48}$$

On en déduit la vitesse de groupe :

$$v_g = k \sqrt{\frac{E_{ef}I}{\rho A}} \sqrt{1 + \frac{\sigma A}{k^2 E_{ef}I}} \left(1 + \frac{1}{1 + \frac{\sigma A}{k^2 E_{ef}I}}\right) \quad \text{Équation 49}$$

On retrouve les deux cas connus en absence de contrainte et en cas de très forte contrainte :

$$\lim_{\sigma \rightarrow 0} v_g = 2k \sqrt{\frac{E_{ef}I}{\rho A}} = \frac{2\omega}{k} \text{ avec } k = \beta_{n,0} \approx (2n + 1) \frac{\pi}{2L}$$

$$\lim_{\sigma \rightarrow \infty} v_g = \sqrt{\frac{\sigma A}{\rho A}} = \frac{\omega}{k} \text{ avec } k = n \frac{\pi}{L}$$

Quelle que soit la valeur de la contrainte résiduelle en tension, on peut écrire :

$$Q_{ancrage}^{-1} \sim \alpha \frac{T_n}{n\pi} \quad \text{Équation 50}$$

$$\text{avec } \alpha = \left(1 + \frac{1}{1 + \frac{\sigma A}{k^2 E_{ef}I}}\right) \frac{kL}{n\pi}$$

On peut remarquer que $\frac{kL}{n\pi}$ est compris entre 1, pour des grandes valeurs de $\frac{\sigma A}{E_{ef}I}$ et $1 + \frac{1}{2n}$ pour une absence de contrainte. Ainsi α est compris entre 1 et $2 + \frac{1}{n}$, donc l'ajout de contrainte en tension entraine une augmentation du facteur de qualité d'au maximum un facteur 3 pour le fondamental, et d'au maximum un facteur 2 pour des modes élevés. Cela suppose que le terme T_n soit indépendant de la contrainte, ce qui n'est pas nécessairement le cas à cause des modifications des fonctions modales. Toutefois ces modifications sont probablement négligeables devant les dépendances de α en fonction de la contrainte. De plus, lorsque $\frac{\sigma A}{k^2 E_{ef}I} \gg 1$, ce qui signifie que la poutre possède un comportement proche d'une corde vibrante, la variation de contrainte n'entraine qu'une très légère variation de facteur de qualité. Cela explique l'absence de variation de facteur de

qualité lors de la variation de contrainte des poutres bi-encastées dans la publication de Schmid et Hierold [54] tant que la contrainte reste élevée.

Afin de limiter la dissipation due au niveau des ancrages, deux principales techniques peuvent être utilisées. Une première solution est l'utilisation de système symétrique sous la forme de diapason résonant en opposition de phase, afin de supprimer le moment apparaissant au niveau de l'ancrage.

La seconde solution est de découpler le résonateur au bâti à l'aide de structures intermédiaires, comme par exemple pour le VBA de l'ONERA (Figure 7) [8]. Cependant l'utilisation d'une telle structure ne permet pas nécessairement de conserver la contrainte résiduelle en tension présente dans la poutre, ce qui diminue fortement le facteur de qualité dû aux phénomènes dissipatifs intrinsèques.

2.3.3.3 *Dissipation due aux matériaux multiples*

Afin de prendre en compte la présence de plusieurs matériaux, on suppose que l'énergie dissipée et l'énergie stockée peuvent être réparties linéairement suivant les différentes couches de matériaux. On considère que l'ensemble de l'énergie est égal à une intégrale des énergies calculées séparément pour chaque matériau. En absence de contrainte, l'énergie stockée est proportionnelle au module d'Young. Il est alors possible d'écrire [51] :

$$\frac{1}{Q_{total}} = \frac{1}{(\sum_i e_i E_i)} \sum_i e_i E_i \frac{1}{Q_i} \quad \text{Équation 51}$$

où e_i est l'épaisseur de la couche de matériau i , E_i son module d'Young, et Q_i le facteur de qualité qui représente l'inverse de la dissipation ayant lieu dans la couche de matériau i . Cette formule suppose que chaque matériau est présent sur l'ensemble de la longueur et de la largeur de la poutre. Dans le cas contraire il faut également prendre en compte ces dimensions en plus de l'épaisseur de chaque matériau.

Cette formule permet d'évaluer l'impact de chaque matériau sur la dissipation à condition de pouvoir modéliser correctement la dissipation ayant lieu dans chaque matériau. Par exemple, elle peut être utilisée pour évaluer l'impact d'un dépôt métallique sur le résonateur à l'aide du facteur de qualité propre à un métal dû aux effets de frictions et de viscosité [71].

En présence de contrainte, l'énergie n'est plus proportionnelle au module d'Young, mais à une somme du module d'Young et de la contrainte. Si l'ensemble des matériaux subit une même contrainte importante telle que l'impact du module d'Young devient négligeable, il doit être possible d'écrire :

$$\frac{1}{Q_{total}} = \frac{1}{(\sum_i e_i)} \sum_i e_i \frac{1}{Q_i} \quad \text{Équation 52}$$

Dans le cas d'un métal déposé sur une poutre en tension, le métal ne possède pas de contrainte, mais une plus grande énergie est stockée dans la poutre par rapport au cas sans

contrainte en tension. Le métal déposé aura donc un impact plus faible, qui peut être estimé en comparant l'énergie potentielle de flexion de la couche de métal et la somme des énergies potentielles de flexion et axiale pour le matériau constituant la poutre. Cela entraîne donc une augmentation du facteur de qualité.

2.3.3.4 Dissipation due au circuit électrique

Pour toute application d'un résonateur mécanique, il est couplé à un circuit électrique via des transducteurs. Ce circuit électrique fait apparaître une dissipation supplémentaire. En effet, la présence d'une charge en sortie du système modifie la réponse du système. Il est donc important de vérifier que cette charge est faible devant la résistance motionnelle du résonateur[51]. La résistance motionnelle est la résistance apparaissant en modélisant le résonateur sous la forme d'un circuit RLC équivalent. Pour les systèmes étudiés dans ce manuscrit, les résistances motionnelles sont bien supérieures au kiloohm, le circuit électrique ne devrait donc pas avoir d'impact sur le facteur de qualité.

2.3.4 Les phénomènes dissipatifs intrinsèques

2.3.4.1 Dissipation thermoélastique

Les contraintes mécaniques induisent une variation de température locale. Lors de la vibration du résonateur cela provoque un flux de chaleur contribuant à la dissipation.

Zener a étudié cette dissipation en caractérisant ce flux par un temps de relaxation thermique [72] :

$$\tau_{th} = \frac{e^2 \rho C_p}{\pi^2 k_{th}} \quad \text{Équation 53}$$

où C_p est la capacité thermique massique à pression constante du matériau (ρC_p est donc la capacité thermique volumique) et k_{th} est sa conductivité thermique. Le facteur de qualité à la pulsation de résonance est donné par :

$$Q_{thermoélastique}^{Zener} = \frac{\rho C_p}{\alpha_{th}^2 T E_{ef}} \frac{1 + (\omega_n \tau_{th})^2}{\omega_n \tau_{th}} \quad \text{Équation 54}$$

avec α_{th} le coefficient de dilatation thermique du matériau. T est la température de travail qui est fixe de telle sorte que la température de la poutre va varier autour de cette valeur lors des vibrations.

Pour de très faibles pulsations devant le temps de relaxation thermique, la vibration est isotherme, ce qui signifie que la température a le temps de fluctuer au cours du mouvement avec une faible dissipation. A l'inverse, pour des pulsations élevées, la vibration est adiabatique : la température n'a pas le temps de fluctuer au cours de la vibration et les échanges thermiques sont donc faibles, ce qui donne également une faible dissipation. Le facteur de qualité est minimal lors d'un mouvement à la fréquence de transition définie par $f_t = \frac{1}{2\pi\tau_{th}}$.

L'expression obtenue par Zener suppose que l'ensemble de la dissipation se fait à un unique temps de relaxation. Afin d'obtenir une expression plus proche de la réalité Lifshitz et Roukes ont démontré une autre formule en tenant compte de l'ensemble des temps de relaxation [73] :

$$Q_{thermoélastique}^{Lifshitz Roukes} = \frac{\rho C_p}{E \alpha^2 T} \left(\frac{6}{\xi^2} - \frac{6}{\xi^3} \frac{\sinh(\xi) + \sin(\xi)}{\cosh(\xi) + \cos(\xi)} \right)^{-1} \quad \text{Équation 55}$$

$$\text{avec } \xi = e \sqrt{\frac{\pi f_n}{\chi}}$$

où $\chi = \frac{k}{\rho C_p}$ est la diffusivité du matériau. Cette expression tend vers celle de Zener dans le cas des faibles fréquences, et diffère de moins de 2% dans le cas des fréquences élevées. Le facteur de qualité minimal est obtenu pour $\xi \approx 2,225$. La fréquence de transition définie par Zener donnerait $\xi = \pi/\sqrt{2} \approx 2,221$.

Il a été montré que la dissipation thermoélastique diminue dans le cas des nanofils ayant des effets de contraintes en surface [74]. Dans le cas des d'une contrainte résiduelle axiale, les calculs sont plus simples puisque l'ajout d'énergie par la contrainte peut directement se déduire de l'expression de la fréquence. Il suffit d'utiliser l'Équation 41 après avoir calculé le facteur de qualité théorique par effet thermoélastique sans contrainte à la nouvelle fréquence de résonance :

$$Q_{thermoélastique}(\sigma, f_n(\sigma)) = Q_{thermoélastique}(0, f_n(\sigma)) \left(\frac{f_n(\sigma)}{f_{n0}} \right)^2 \quad \text{Équation 56}$$

2.3.4.2 Viscosité intrinsèque du matériau

Tous les matériaux possèdent une viscosité, ce qui contribue à la dissipation. Cette viscosité est liée à l'atténuation des ondes acoustiques dans le matériau et correspond donc à la viscosité des phonons. Le facteur de qualité lié à cette dissipation est [1] :

$$Q_{viscosité} = \frac{E_{ef}}{\eta 2\pi f_n} \quad \text{Équation 57}$$

où η est la viscosité du matériau. Dans le cas des semi-conducteurs qui sont des solides céramiques cette viscosité est faible. La viscosité est de l'ordre de 10^{-3} Pa.s pour le silicium le germanium et l'arséniure de gallium [75, 76]. Cet effet dissipatif est donc généralement négligeable tant que les fréquences sont inférieures au gigahertz.

En présence de contrainte le facteur de qualité dû à cet effet devrait augmenter suivant :

$$Q_{viscosité}(\sigma) = \frac{E_{ef}}{\eta 2\pi f_n(\sigma)} \left(\frac{f_n(\sigma)}{f_{n0}} \right)^2 \quad \text{Équation 58}$$

Schmid and Hierold ont montré qu'en présence de contrainte il est possible d'obtenir des facteurs de qualité supérieurs à la limite théorique de la dissipation du matériau [54]. On notera que pour les matériaux polymères le facteur de qualité ne suit pas l'expression précédente, mais on obtient le même facteur d'augmentation lié à la contrainte.

2.3.4.3 Dissipation par relaxation de phonons

Une autre représentation de la dissipation par la viscosité intrinsèque du matériau correspond à la relaxation de phonons. Lors de la vibration du résonateur, une interaction se produit entre le champ de déformation et les vibrations thermiques du cristal, qui sont traités par la notion de phonons thermiques. Cette forme de dissipation est également nommée effet Akhiezer [77, 78]. De la même manière que pour l'effet thermoélastique, la relaxation des phonons est caractérisée par un temps :

$$\tau_{ph} = \frac{v_D^2 \rho C_p}{3k_{th}} \quad \text{Équation 59}$$

où v_D est la vitesse moyenne de Debye de propagation de l'onde acoustique, qui est liée à la vitesse des ondes longitudinales et transversales [1]. Le facteur de qualité est donné par :

$$Q_{phonon} = \frac{v_D^2}{C_p T \hat{\gamma}^2} \frac{1 + (\omega_n \tau_{ph})^2}{\omega_n \tau_{ph}} \quad \text{Équation 60}$$

$\hat{\gamma}$ est le paramètre de Grüneisen qui caractérise les anharmonicités dans le réseau cristallin en vibration.

Le temps de relaxation des phonons est généralement de l'ordre de 10^{-12} s dans les MEMS, ce mécanisme de dissipation n'est donc important que dans le cas de fréquences supérieures au gigahertz ou à très faible température.

De plus, en présence de contrainte en tension, la vitesse des ondes sonores augmente, par un effet proportionnel à la fréquence. On retrouve donc une augmentation du facteur de qualité proportionnel au rapport des fréquences de résonance en présence de contrainte et en absence de contrainte au carré, mais qui est déjà prise en compte de manière implicite dans l'Équation 60.

2.3.4.4 Défauts mécaniques

Le matériau étudié est un cristal qui peut posséder de nombreux défauts tels que des impuretés ou des dislocations. Ces défauts peuvent conduire à une dissipation du fait de leur passage d'un équilibre à des états métastables lors de la vibration du résonateur [51]. L'énergie d'activation E_A et le temps de relaxation $\tau_{défaut}$ permettent de caractériser ce type de dissipation d'une manière semblable à celle de la dissipation thermoélastique ou la dissipation par relaxation de phonons :

$$Q_{défaut} = \frac{1}{\sigma_{défaut}} \frac{1 + (\omega_n \tau_{défaut})^2}{\omega_n \tau_{défaut}} \quad \text{Équation 61}$$

$$\text{avec } \tau_{défaut} = \tau_{défaut0} \exp\left(\frac{E_A}{k_b T}\right)$$

$\sigma_{défaut}$ est une constante sans unité lié à la densité de défauts mécaniques. $\tau_{défaut0}$ est typiquement de l'ordre de 10^{-13} s et E_A de l'ordre de 0,01 à 3 eV. Cette dissipation est à ajouter pour chaque défaut pouvant avoir des énergies d'activation et des temps de relaxation différents. Expérimentalement, cet effet a induit une dépendance du facteur de qualité en une fonction inversement proportionnelle à une puissance de la température. Cette puissance a été rapporté ayant des valeurs comprises entre 0,2 et 0,3 pour différents matériaux et différentes fréquences de résonance [51].

En présence de contrainte le facteur de qualité devrait augmenter par un effet proportionnel au carré de la fréquence (Équation 41). Cependant, cela suppose que la densité de défauts, les

énergies d'activation et les temps de relaxation sont indépendants de la contrainte, ce qui n'a pas été démontré.

2.3.4.5 *Pertes de surface*

L'état de surface des résonateurs n'est pas parfait et peut contribuer fortement à la dissipation. Lors des procédés de fabrication, de nombreuses étapes peuvent endommager la surface. Cela peut se traduire par une oxydation, une pollution par un produit, une rugosité [1, 51]. La présence d'électrodes métalliques peut également être considérée comme une source de dissipation considérée comme un effet de surface. Une partie de ces effets sont liés à l'interaction physique ou chimique entre la surface et l'environnement extérieur, ce qui peut être limité en utilisant les composants sous vide. De ce fait, les pertes de surface se situent entre les effets réellement intrinsèques et les effets extrinsèques, et seraient à classer séparément.

Les dissipations liées aux effets de surface ont été mises en évidence par une mesure du facteur de qualité inversement proportionnel au rapport surface sur volume. En effet, à mesure que les dimensions des résonateurs diminuent, ce rapport augmente et les effets de surface deviennent prépondérants. Ainsi, ce phénomène devient limitant pour les résonateurs de faible épaisseur, y compris lors de mesures sous vide. Ces phénomènes étant directement liés à l'état de surface des éléments vibrants, qui est une caractéristique dépendant fortement des conditions de fabrication, il n'existe pas de formule générale permettant d'évaluer le facteur de qualité dû à cet effet.

En présence de contrainte, la dissipation due aux effets de surface ne semble pas être fortement modifiée, et le facteur de qualité devrait donc augmenter proportionnellement au carré de l'augmentation de la fréquence due à la contrainte (Équation 41). C'est pour cela que ces pertes sont classées dans les pertes intrinsèques dans ce manuscrit. Cela semble être confirmé pour les cordes en SiN présentés par Unterreithmeier et al. [56], ainsi que par les résultats expérimentaux présentés au chapitre 4.

2.3.5 Conclusion sur le facteur de qualité

Le facteur de qualité est un paramètre important des capteurs résonants, puisqu'il est directement lié à la sensibilité du capteur. En effet, plus le pic de résonance est étroit, plus un décalage de fréquence de résonance faible est détectable. En pratique, le décalage en phase est utilisé pour déterminer le décalage de fréquence de résonance, et ce décalage est directement proportionnel au facteur de qualité.

Le facteur de qualité est inversement proportionnel à la dissipation. Chaque phénomène dissipatif s'additionne afin de déterminer le facteur de qualité de l'ensemble du système. Les MEMS étudiés dans ce manuscrit possèdent des dimensions de l'ordre du micromètre pour l'épaisseur et de plusieurs centaines de micromètres pour la longueur, et sont étudiés à température ambiante, ou supérieure. De manière générale, le phénomène dissipatif dominant pour les poutres vibrantes est l'effet de l'air. Il est donc nécessaire de se placer sous vide afin de profiter de facteurs de qualité plus élevés. Dans ce cas le facteur de qualité peut être limité par différents effets extrinsèques ou intrinsèques. Les phénomènes dissipatifs extrinsèques majoritaires deviennent la présence de multiples matériaux à cause des électrodes métalliques ; et les pertes aux ancrages qui peuvent être diminuées par le dessin du résonateur. Les phénomènes dissipatifs intrinsèques majoritaires pour ce type de MEMS sont la dissipation thermoélastique et les pertes dues aux surfaces.

La présence d'une contrainte résiduelle en tension dans les résonateurs permet une augmentation du facteur de qualité dans le cas de dissipation intrinsèque, rendant négligeable la dissipation thermoélastique.

2.4 Actionnement du résonateur

Les résonateurs étudiés sont constitués d'une poutre en hétérostructure AlGaN/GaN et reposent sur le même fonctionnement que les résonateurs présentés dans l'article [43]. Une électrode métallique est déposée en surface à une extrémité de la poutre et le gaz d'électrons à deux dimensions présent à l'interface entre les couches d'AlGaN et de GaN est utilisé comme seconde électrode, afin d'utiliser l'AlGaN comme transducteur piézoélectrique. A l'autre extrémité de la poutre, un R-HEMT est réalisé afin d'obtenir une détection amplifiée. Le schéma du résonateur est donné par la Figure 24.

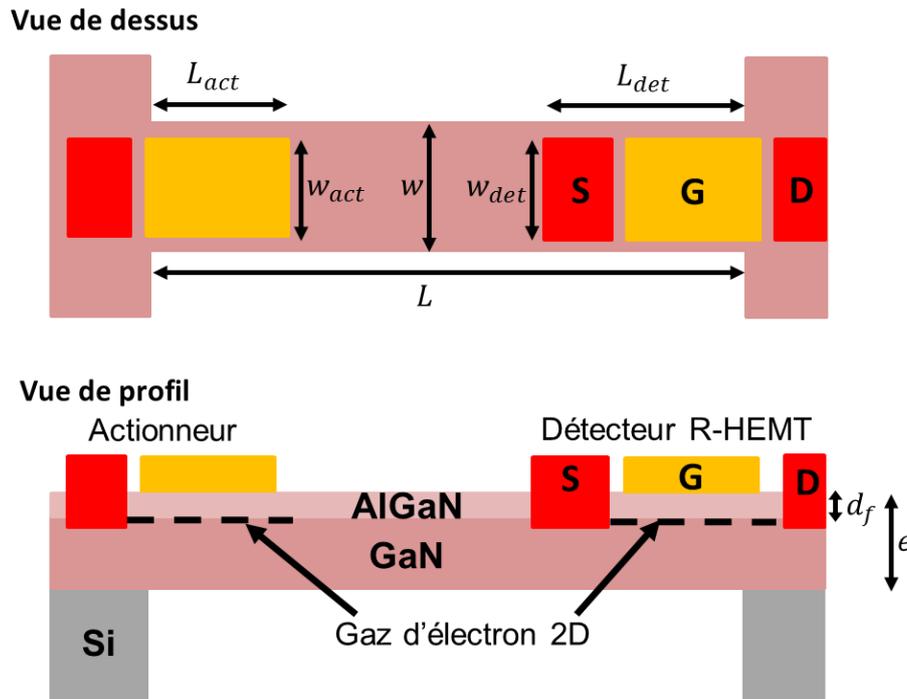


Figure 24 : Schéma du résonateur. Les dépôts métalliques formant un contact Schottky ou MIS sont représentés en jaune. Les contacts ohmiques sont représentés en rouge. Les échelles ne sont pas respectées.

Des résonateurs de dimensions différentes ont été étudiés, mais les hypothèses de calcul sont valables pour l'ensemble des résonateurs étudiés. L'épaisseur du film d'AlGaN d_f est inférieure ou égale à 20 nm, alors que l'épaisseur de GaN est d'environ 2 μm , l'épaisseur e de l'ensemble de la poutre est donc très grande devant l'épaisseur de la couche d'AlGaN servant à l'actionnement. La largeur w est comprise entre 10 et 40 μm suivant les résonateurs et la longueur L est toujours supérieure à 100 μm . La longueur des électrodes d'actionnement L_{act} est de l'ordre de quelques dizaines de μm , et leur largeur w_{act} est légèrement inférieure à la largeur de la poutre. On a donc toujours :

$$L \gg w \gg e ; d_f \ll L_{act} ; d_f \ll w \text{ et } d_f \ll w_{act}$$

La poutre est assimilée à un système à une dimension ayant un mouvement harmonique selon l'axe z . Les déformations et déplacements sont supposés faibles devant l'épaisseur de l'AlGaN. On suppose également que le système reste linéaire mécaniquement ainsi qu'au niveau piézoélectrique.

Suivant les résonateurs étudiés, le contact entre l'électrode métallique et l'AlGaN en surface de la poutre est un contact Schottky (contact direct entre le métal et le semi-conducteur) ou bien un

contact MIS (metal-insulator-semiconductor) où le diélectrique utilisé est le nitrure de silicium (de formule Si_3N_4 , et noté par la suite SiN). Etudions dans un premier temps le fonctionnement de l'actionnement en cas de contact Schottky.

L'application d'une tension électrique V entre l'électrode métallique en surface et le gaz d'électrons crée un champ électrique, au sein de la fine couche d'AlGaN. En supposant que cette structure est équivalente à une capacité parfaite, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de fuite de courant au sein de l'AlGaN, et en négligeant les effets de bord ainsi que les résistances d'accès et du gaz d'électrons, le champ électrique est uniforme suivant l'axe z et égale à V/d_f . Par effet piézoélectrique, cela crée une variation de contrainte axiale $\Delta\sigma$ dans la couche d'AlGaN. Le système correspond à un film mince de matériau piézoélectrique sur une structure bien plus épaisse de GaN. En supposant cette couche de GaN empêche la déformation latérale du film d'AlGaN, il convient d'utiliser les expressions de la piézoélectricité effective données par l'Équation 5. Cela est d'autant plus vrai que l'actionnement est situé à proximité de l'ancrage, qui empêche la déformation latérale de la poutre. La variation de contrainte axiale est :

$$\Delta\sigma = -e_{31,eff} \frac{V}{d_f} \quad \text{Équation 62}$$

La poutre possédant une contrainte axiale résiduelle, il est nécessaire de considérer les variations de contrainte. Cependant, cela ne change pas les relations piézoélectriques car il s'agit d'une variation de contrainte due à un champ électrique par rapport à un état d'équilibre initial, qu'il y ait une contrainte résiduelle existante ou non.

La poutre en GaN est désormais considérée comme un système mécanique où la contrainte appliquée par la couche d'AlGaN agit comme une force extérieure. Cette contrainte localisée à la surface de la poutre, en négligeant l'épaisseur de l'AlGaN devant celle du GaN, applique un moment M à la poutre :

$$M(x) = \Delta\sigma d_f w_{act}(x) \frac{e}{2} = -e_{31,eff} V \frac{e}{2} w_{act}(x) \quad \text{Équation 63}$$

où $w_{act}(x)$ est la largeur de l'actionneur en fonction de la position sur la poutre, définie pour x compris entre 0 et L . On a donc $w_{act}(x) = w_{act} H(L_{act} - x)$ où $H(x)$ est la fonction de Heaviside, ou fonction échelon, qui vaut 1 pour $x \geq 0$ et 0 partout ailleurs. Ce moment résulte en une force par unité de longueur :

$$l(x) = \frac{d^2 M(x)}{dx^2} = -e_{31,eff} V \frac{e}{2} w_{act} \frac{d^2 H(L_{act} - x)}{dx^2} \quad \text{Équation 64}$$

On considère désormais que la poutre vibre suivant son nième mode de résonance à la pulsation ω_n . La force d'actionnement réduite $F_{n,r}$ pour ce mode est défini dans le cadre de la réduction de la poutre vibrante à un point de masse équivalente à une position $x_{n,r}$. La réduction du résonateur à une masse ponctuelle se fait en posant que l'amplitude de vibration du point est égale à l'amplitude de vibration de la poutre à la position de réduction $x_{n,r}$, et que l'énergie cinétique de la masse ponctuelle est égale à l'énergie cinétique de l'ensemble de la poutre. Dans le cas d'une poutre de section constante A , la masse réduite $m_{n,r}$ s'obtient par la formule suivante :

$$m_{n,r} = \rho A \frac{\int_0^L U_n^2(x) dx}{U_n^2(x_{n,r})} \quad \text{Équation 65}$$

La fonction modale U_n est définie à une constante près, mais la masse réduite est indépendante de cette constante. On peut toutefois remarquer que la masse réduite du système dépend de la contrainte présente dans la poutre. La force d'actionnement réduite s'écrit en fonction de la force par unité de longueur :

$$F_{n,r} = \frac{1}{U_n(x_{n,r})} \int_0^L l(x) U_n(x) dx \quad \text{Équation 66}$$

A partir de l'Équation 64, et puisque la dérivée de la fonction de Heaviside est égale à la distribution de Dirac, on en déduit :

$$F_{n,r} = -e_{31,eff} V \frac{e}{2} w_{act} \frac{1}{U_n(x_{n,r})} \frac{dU_n}{dx} (L_{act}) \quad \text{Équation 67}$$

En appliquant une tension sinusoïdale à la pulsation ω , soit en notations complexe $V(t) = V \exp(i\omega t)$, la relation liant l'amplitude de vibration du résonateur réduit $U_{n,r}$ à la force réduite $F_{n,r}$ est ([Annexe B](#)) :

$$U_{n,r}(\omega) = \frac{F_{n,r}/m_{n,r}}{\omega_n^2 - \omega^2 + i \frac{\omega \omega_n}{Q_n}} \quad \text{Équation 68}$$

A la pulsation de résonance, $U_{n,r}(\omega_n) = \frac{i F_{n,r} Q_n}{m_{n,r} \omega_n^2}$. L'amplitude de vibration est proportionnelle à i , ce qui signifie que la vibration est en quadrature de phase par rapport à la tension d'excitation. L'amplitude d'actionnement de la poutre à la position $x_{n,r}$ pour une tension d'actionnement à la fréquence de résonance est telle que :

$$\frac{U_{n,r}}{V} = -\frac{i}{2} \frac{w_{act}}{w} e_{31,eff} \frac{Q_n}{\rho \omega_n^2} \frac{U_n(x_{n,r})}{\int_0^L U_n^2(x) dx} \left(\frac{dU_n}{dx} (L_{act}) \right) \quad \text{Équation 69}$$

Cette formule est identique à celle démontré par DeVoe [79] dans le cas particulier de poutres sans contrainte mécanique résiduelle. L'amplitude de vibration est proportionnelle au facteur de qualité, il faut donc maximiser le facteur de qualité afin d'améliorer le facteur de transmission du transducteur d'actionnement. Les amplitudes de vibrations lors de mesures sous vide sont donc plus élevées que lors de mesures à l'air pour une même tension d'actionnement.

Il apparait que l'amplitude de vibration est indépendante de l'épaisseur de la couche d'AlGaN car le champ électrique est inversement proportionnel à cette épaisseur alors que la force générée par cette couche est proportionnelle à la force générée localement multiplié par son volume. Il est donc possible d'obtenir une forte amplitude de vibration même pour une couche de matériau piézoélectrique très fine, à condition que la qualité de cette couche, et donc ses coefficients piézoélectriques soient comparables à celles d'un matériau massif. Dans notre cas cette couche est obtenue par croissance par épitaxie, afin de créer un monocristal, et une qualité semblable à celle du matériau massif est donc visée. Pour les fines couches de matériaux piézoélectriques plus classiques, ils sont déposés par pulvérisation, et donc désordonnés à faible épaisseur, ce qui diminue les coefficients piézoélectrique pour de faibles épaisseurs.

Si l'électrode d'actionnement recouvre toute la largeur de la poutre, l'amplitude de vibration est indépendante de la largeur. En effet, l'amplitude est proportionnelle au volume de matériau piézoélectrique et inversement proportionnelle à la masse du résonateur.

L'intégrale suivant la longueur est proportionnelle à la longueur, et la dérivée par rapport à la position est inversement proportionnelle à la longueur. Pour un facteur de qualité donné, et dans le cas où l'électrode d'actionnement est aussi large que la poutre, l'amplitude de vibration dépend des dimensions du résonateur suivant $1/(L^2\omega_n^2)$. En absence de contrainte, l'amplitude de vibration est donc proportionnelle au rapport des longueurs et d'épaisseur au carré : évolution en $(L/e)^2$. En cas de forte contrainte, lorsque le résonateur se comporte comme une corde vibrante, l'amplitude de vibration devient indépendante de la longueur et de l'épaisseur : l'amplitude de vibration est indépendante des dimensions du résonateur.

Le coefficient piézoélectrique effectif $e_{31,eff}$ est environ 1,6 fois plus élevé que le coefficient piézoélectrique e_{31} pour l'AlGaN et le coefficient piézoélectrique de l'AlGaN est plus élevé que celui du GaN. Cela qui devrait augmenter l'efficacité d'actionnement par rapport à un actionnement qui appliquerait un champ électrique sur l'ensemble de l'épaisseur de la poutre. De plus, l'actionnement en utilisant le gaz d'électrons comme deuxième électrode facilite le procédé de fabrication puisqu'il n'y a pas besoin de déposer d'électrode métallique en face arrière : il suffit d'un contact ohmique en face avant pour contacter le gaz d'électrons.

L'amplitude de vibration est proportionnelle à la dérivée de la fonction modale à l'extrémité du transducteur d'actionnement. Or le maximum de la dérivée de la fonction modale est de plus proche de l'encastrement pour une contrainte en tension plus élevée (Figure 22). La longueur optimale de l'électrode est donc plus courte en présence de contrainte [80]. La valeur de contrainte résiduelle est connue et peut être contrôlé lors des procédés de croissance, et est donc à prendre en compte lors de la conception des résonateurs. Cette réduction de l'actionneur permet de déposer moins de métal sur la poutre, ce qui diminue la perturbation des modes de résonance due aux électrodes.

Dans le cas d'un contact MIS, le champ électrique présent dans la couche d'AlGaN est réduit. Afin de déterminer le champ électrique présent dans cette couche, il faut écrire la continuité de l'induction électrique à l'interface. Le champ électrique se concentre dans le matériau de plus faible permittivité électrique. En notant d_d l'épaisseur du diélectrique, la contrainte générée devient :

$$\Delta\sigma = -e_{31,eff} \frac{V}{d_f \left(1 + \frac{\epsilon_f d_d}{\epsilon_d d_f}\right)} \quad \text{Équation 70}$$

où ϵ_f et ϵ_d sont les permittivités relatives (ou constantes diélectriques) du film d'AlGaN et du matériau diélectrique respectivement. La permittivité de l'AlGaN est d'environ 9 [81], et celle du SiN est d'environ 5,5[82], il faut donc utiliser une épaisseur de diélectrique plus fine que celle de l'AlGaN pour ne pas diviser l'efficacité d'actionnement par plus d'un facteur 2. Le diélectrique permet de réduire les fuites de courant jusqu'à plusieurs ordres de grandeur par rapport à un contact Schottky. La présence de fuites de courant peut diminuer la valeur du champ électrique dans le matériau piézoélectrique et son homogénéité et donc dégrader l'actionnement. L'ajout d'une fine couche de diélectrique est donc parfois un moyen d'augmenter l'efficacité d'actionnement, malgré une valeur théorique plus faible à cause des hypothèses de matériau piézoélectrique idéal.

2.5 Transducteur de détection

2.5.1 Détection piézoélectrique passive

Un premier mode de détection est l'utilisation de la capacité formée par la couche d'AlGaN comme détecteur de charge. Le mouvement de la poutre crée une contrainte dans cette couche qui crée un champ électrique par effet piézoélectrique et donc l'apparition de charges aux bornes de la capacité. Dans ce cas, la charge collectée q s'obtient de manière similaire aux calculs effectués pour l'actionnement :

$$\frac{q}{U_{n,r}} = w_{det} e_{31,eff} \frac{e}{2} \frac{1}{U_n(x_{n,r})} \left(\frac{dU_n}{dx} (L - L_{det}) \right) \quad \text{Équation 71}$$

Le courant généré est la dérivée de la charge en fonction du temps. Cela correspond dans le cas d'un mouvement harmonique à la pulsation ω par la multiplication par $-i\omega$.

2.5.2 Détection piézoélectrique active

Un intérêt de l'hétérostructure AlGaN/GaN est la possibilité de détecter la vibration de la poutre activement, en augmentant le courant généré par effet transistor. Une modélisation de ce principe de détection est détaillée dans l'article de Faucher et al. [83].

Lors du mouvement de la poutre, la poutre se déforme sur l'ensemble de son épaisseur. Cela modifie la polarisation du matériau par effet piézoélectrique de l'AlGaN et du GaN. Le gradient de la polarisation donne la valeur de la charge en volume induite par la déformation. Cela crée une modification de la densité de porteurs présente dans le gaz d'électrons à deux dimensions. De plus, une seconde contribution à la modulation de la densité de porteurs provient du fait que les coefficients piézoélectriques du GaN et de l'AlGaN sont différents. Ce second effet est proportionnel à la différence des coefficients piézoélectriques et à la déformation.

Pour une tension de grille donnée, cela crée un courant à la fréquence de résonance proportionnel à la caractéristique du transistor en fonction de la tension drain-source. Le courant détecté augmente donc proportionnellement à la tension drain-source jusqu'à la saturation. La polarisation de la grille permet un effet transistor qui multiplie l'efficacité de la transduction par la transconductance.

La détection active permet une transduction bien plus efficace que la détection passive. Un inconvénient de cette méthode est la puissance consommée, mais le maximum de transconductance des HEMT est obtenu pour des tensions de grille proches du pincement, ce qui limite fortement le courant continu débité. Cette puissance du transistor est dissipée sous forme de chaleur au niveau du transistor. Cela crée une augmentation de température locale de la poutre, qui crée une dilatation du matériau. Cette dilatation est équivalente à l'apparition d'une contrainte mécanique en compression, ce qui diminue la fréquence de résonance et généralement le facteur de qualité. Il est donc nécessaire de limiter cette puissance dissipée afin d'optimiser la transduction totale par l'actionnement piézoélectrique et la détection active. Ainsi, même en dehors des contraintes de consommation de puissance pouvant être imposé pour certaines applications, il est nécessaire d'effectuer un compromis sur la puissance dissipée : une forte puissance permet une détection plus efficace mais entraîne une diminution du facteur de qualité qui diminue l'efficacité d'actionnement ainsi que la sensibilité des capteurs. Une solution pour limiter l'impact du transistor sur l'actionnement pourrait être de déporter le transistor de la poutre afin d'effectuer une détection piézoélectrique ou piézorésistive puis de l'amplifier.

2.6 L'accéléromètre résonant en présence de contrainte résiduelle

2.6.1 Facteur d'échelle

Les accéléromètres étudiés sont composés d'une poutre vibrante encastrée à un support fixe et à une masse d'épreuve (Figure 25). Pour les accéléromètres réalisés lors de cette étude, la masse d'épreuve est présente autour du résonateur afin d'optimiser la surface utile.

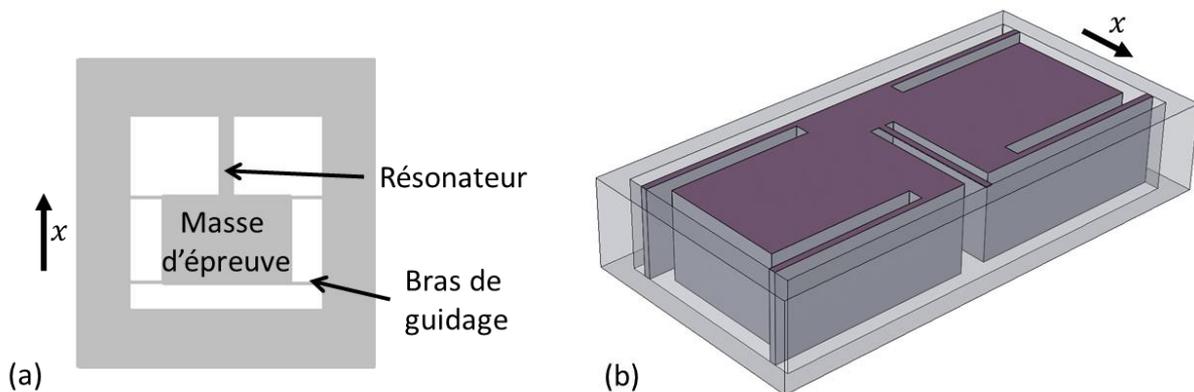


Figure 25 : (a) Schéma simplifié d'un accéléromètre à poutre vibrante d'axe sensible x en vue de haut. (b) Modèle 3D à l'échelle d'un accéléromètre réalisé. Le support est affiché en transparence. Il apparaît sur cette vue que l'épaisseur de la masse d'épreuve est beaucoup plus grande que celle du résonateur.

Lorsqu'une accélération selon l'axe sensible du capteur est appliquée, la masse d'épreuve subit une force inertielle qui applique une contrainte en tension ($\sigma_a > 0$) ou en compression ($\sigma_a < 0$) sur la poutre suivant le sens de l'accélération :

$$\sigma_a = c \frac{Ma}{A} \quad \text{Équation 72}$$

où M est la masse de la masse d'épreuve, a est la valeur de l'accélération et A est la section de la poutre vibrante, et c est un coefficient compris entre 0 et 1 qui permet de tenir compte de la présence des bras de guidage. Ce coefficient c correspond au fait qu'une partie de la force inertielle s'applique sur les bras de guidage au lieu de la poutre vibrante. En absence de bras de guidage on aurait $c=1$. Sa valeur sera discutée dans la sous-section suivante. En utilisant l'orientation de l'axe sensible lié à la Figure 25.a, une accélération vers le haut est positive et crée une force orientée vers le bas et donc une contrainte en tension.

Il est important de noter que les accéléromètres mesurent les accélérations propres. Par définition, ce sont les accélérations qui ne sont pas dues à l'effet de la pesanteur. Cela signifie également que les accéléromètres mesurent en réalité la force spécifique. Il s'agit de la somme des forces extérieures autre que gravitationnelles divisée par la masse. Ainsi si l'accéléromètre est en chute libre, la valeur mesurée est nulle. Au repos et à l'équilibre dans un champ de pesanteur, la masse subit une force de rappel par la poutre qui est opposée à son poids, et c'est cette force qui est mesurée. En absence de champ de pesanteur et en présence d'accélération, une force apparente d'inertie apparaît sur la masse d'épreuve si le calcul est effectué dans le référentiel de l'accéléromètre et c'est la force de rappel qui est mesurée (Figure 26). Ainsi, bien que les accéléromètres mesurent des accélérations qui ne sont pas dues à la pesanteur, ils permettent de

détecter la pesanteur par l'intermédiaire de la force de rappel exercée sur la poutre, ce qui revient à créer une accélération s'opposant à la gravité et mesurée par le capteur. L'effet de la pesanteur est donc opposé à celui de l'accélération du capteur.

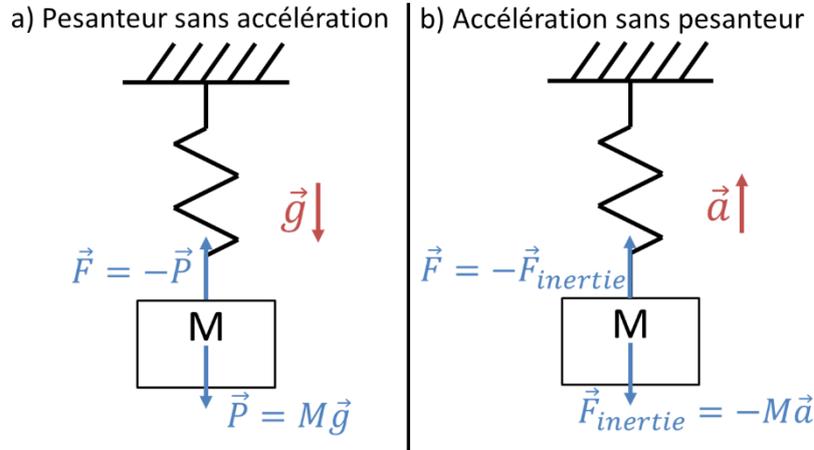


Figure 26 : Schéma du bilan des forces qui s'appliquent à la masse d'épreuve d'un accéléromètre. a) Champ de pesanteur \vec{g} orienté selon l'axe sensible de l'accéléromètre et en absence d'accélération. b) Accélération \vec{a} de l'accéléromètre en absence de champ de pesanteur. Dans les deux cas, seule la force de rappel \vec{F} est directement mesurée par l'accéléromètre.

La contrainte mécanique due à l'accélération crée un décalage de la fréquence de résonance de la poutre vibrante. En appliquant l'Équation 25 la nouvelle fréquence de résonance pour une poutre possédant une contrainte résiduelle σ , en présence d'une accélération a est :

$$f_n(a) = \frac{(\beta_{n,0}L)^2}{2\pi L^2} \sqrt{\frac{E_{ef}I}{\rho A}} \sqrt{1 + \frac{\gamma'_n \left(\sigma + c \frac{Ma}{A} \right) AL^2}{12E_{ef}I}} \quad \text{Équation 73}$$

En effectuant un développement limité de la racine carrée, en notant $f_{n,r}$ la fréquence de résonance en absence d'accélération et en présence de contrainte résiduelle, on a :

$$f_n(a) = f_{n,r} \left[1 + \frac{1}{2} \frac{\gamma'_n c M a L^2}{12E_{ef}I \left(1 + \frac{\gamma'_n \sigma AL^2}{12E_{ef}I} \right)} - \frac{1}{8} \left(\frac{\gamma'_n c M a L^2}{12E_{ef}I \left(1 + \frac{\gamma'_n \sigma AL^2}{12E_{ef}I} \right)} \right)^2 + \dots \right] \quad \text{Équation 74}$$

La fréquence de résonance s'écrit sous la forme $f_n(a) = f_n(0) + K_{n,1}a + K_{n,2}a^2 + \dots$ où $K_{n,1}$ est le facteur d'échelle, qui sera noté K_n dans la suite du manuscrit, et les coefficients $K_{n,i}$ pour $i \geq 2$ sont les facteurs de non linéarité d'ordre i . L'expression du facteur d'échelle est :

$$K_n = f_{n,r} \frac{cM}{2\sigma A \left(1 + \frac{12E_{ef}I}{\gamma'_n \sigma AL^2} \right)} = \frac{(\beta_{n,0}L)^2 \gamma'_n c M}{48\pi \sqrt{E_{ef}I \rho A \left(1 + \frac{\gamma'_n \sigma AL^2}{12E_{ef}I} \right)}} \quad \text{Équation 75}$$

Une non-linéarité est directement due au fait que la variation de fréquence en fonction de l'accélération fait intervenir une racine carrée et associée à $K_{n,2} = -\frac{K_n^2}{2f_{n,r}}$ et des termes d'ordres supérieurs.

Le facteur d'échelle correspond à la sensibilité du capteur. Il est proportionnel à la masse d'épreuve, ce qui constitue une limite à la miniaturisation de ce type d'accéléromètre. Dans le cas d'une masse d'épreuve réalisée par la gravure de couches sacrificielles, la structure est de faible épaisseur. Cela nécessite donc des surfaces importantes pour obtenir des masses d'épreuve suffisamment lourdes afin d'obtenir des sensibilités élevées. Dans notre cas, la masse d'épreuve est créée en utilisant l'épaisseur du substrat silicium, la masse d'épreuve a donc une masse importante pour une surface utilisée faible. Afin d'augmenter la valeur de la force inertielle transmise au résonateur, il est possible d'utiliser des systèmes de leviers mécaniques pouvant tourner autour d'une charnière.

La contrainte générée dans la poutre vibrante par l'accélération est inversement proportionnelle à la section de la poutre. Afin d'augmenter le facteur d'échelle, il faut donc utiliser des poutres aussi fines et étroites que possible. La fabrication d'accéléromètre MEMS à poutre vibrante fait donc apparaître des dimensions pouvant être différentes de plusieurs ordres de grandeur pour la masse d'épreuve dont le volume est souhaité le plus élevé possible, et la poutre vibrante dont la section est souhaitée la plus faible possible.

La présence de contrainte résiduelle dans la poutre modifie les caractéristiques de l'accéléromètre. Cela diminue le facteur d'échelle d'un facteur $\sqrt{\left(1 + \frac{\gamma'_n \sigma AL^2}{12E_e f l}\right)}$ par rapport au cas où la précontrainte est nulle. Ainsi plus la valeur de la contrainte résiduelle est élevée, plus le facteur d'échelle est faible, mais sa résolution peut augmenter en compensant par l'augmentation du facteur de qualité. De plus, cela augmente la fréquence de résonance, ce qui augmente la bande passante du capteur. Les facteurs de non-linéarité sont également fortement diminués en présence de précontrainte en tension. Par exemple, $K_{n,2}(\sigma) = \frac{K_{n,2}(0)}{\left(1 + \frac{\gamma'_n \sigma AL^2}{12E_e f l}\right)^{\frac{3}{2}}}$.

Une différence importante par rapport au capteur en absence de contrainte est l'évolution du facteur d'échelle en fonction du mode. Pour un capteur comportant une poutre initialement sans contrainte, le facteur d'échelle est proportionnel au produit $(\beta_{n,0}L)^2 \gamma'_n$ qui varie peu pour les différents modes, car dans ce cas $\gamma'_n \approx \frac{12(\beta_{n,0}L-2)}{(\beta_{n,0}L)^3}$. Dans le cas des fortes contraintes, le facteur d'échelle est directement proportionnel à la fréquence de résonance, qui est proportionnelle à $(\beta_{n,0}L)^2 \sqrt{\gamma'_n}$. Le facteur d'échelle devient environ proportionnel à l'indice n du mode de résonance, puisque $\beta_{n,0}L$ est approximativement linéaire en fonction de l'indice du mode et γ'_n a approximativement une variation en $1/n^2$.

De plus les dépendances de la fréquence de résonance en fonction des dimensions et des caractéristiques du matériau étant différentes, en fonction des valeurs de contrainte, le facteur d'échelle évolue également différemment. Ainsi, en absence de contrainte le facteur d'échelle est indépendant de la longueur de la poutre, alors qu'il est inversement proportionnel à la longueur en cas de fortes contraintes en tension. Puisque la fréquence de résonance est indépendante du module d'Young dans le cas de fortes contraintes, le facteur d'échelle est également indépendant du module d'Young dans cette situation.

2.6.2 Impact des bras de guidage

Des bras de guidage permettent de fixer la masse d'épreuve afin qu'elle ne puisse se déplacer que selon la direction de l'axe sensible. Cela est nécessaire pour limiter le cross-axis, c'est-à-dire la mesure d'accélération provenant des deux directions orthogonales à celle de l'axe sensible. Les bras de guidage permettent également de conserver une contrainte résiduelle en tension dans la poutre vibrante. En effet, sans cela la masse d'épreuve serait libre de se déplacer ce qui relaxerait la contrainte de la poutre. Un faible déplacement de la masse d'épreuve reste possible, ce qui diminue la valeur de la contrainte en tension présente dans les résonateurs fixés à une masse d'épreuve par rapport à un résonateur bi-encasté fixé au support de part et d'autre. Cette force générée par la contrainte en tension présente initialement dans la poutre vibrante se répartit entre la poutre et les bras de guidage proportionnellement à leur raideur selon l'axe sensible. De la même manière, la force d'inertie appliquée à la masse d'épreuve se répartit entre le résonateur et les bras de guidage, ce qui entraîne une diminution du facteur d'échelle qui n'a pas été pris en compte dans les calculs précédents.

La raideur d'une poutre soumise à une force dans le sens de la longueur est :

$$k_r = \frac{AE_{ef}}{L} \quad \text{Équation 76}$$

Pour les bras de guidage, si on utilise la formule d'un cantilever soumis à une force à son extrémité :

$$k_{b,cantilever} = \frac{3E_b I_b}{L_b^3} = \frac{E_b w_b^3 e_b}{4L_b^3} \quad \text{Équation 77}$$

où E_b est le module d'Young du bras de guidage, I_b est le moment quadratique de sa section transversale, L_b , w_b et e_b sont sa longueur, sa largeur et son épaisseur respectivement. La seconde expression est valable pour un cantilever à section rectangulaire. En utilisant ces définitions de largeur et épaisseur dans notre cas, les bras sont beaucoup plus épais que large. L'avantage de cette notation est que l'épaisseur d'un bras de guidage est égale à l'épaisseur de la masse d'épreuve, qui est donnée par l'épaisseur de la plaquette formée du substrat silicium (111) et de l'hétérostructure AlGaIn/GaN.

En réalité la raideur d'un bras de guidage est plus élevée car la modélisation par un cantilever implique que l'extrémité du bras de guidage en contact avec la masse d'épreuve peut se tordre alors que ce n'est pas le cas. En réalité, chaque bras de guidage est équivalent à deux cantilevers de longueur $L_b/2$ tête bêche en série. Cela résulte en une raideur quatre fois plus grande, qui semble en accord avec les mesures expérimentales :

$$k_b = \frac{12E_b I_b}{L_b^3} = \frac{E_b w_b^3 e_b}{L_b^3} \quad \text{Équation 78}$$

Dans notre situation de quatre bras de guidage, on en déduit que le coefficient c présent dans les équations de la sous-section précédente vaut :

$$c = \frac{k_r}{k_r + 4k_b} \quad \text{Équation 79}$$

Cela crée une diminution de la force appliquée sur la poutre vibrante et donc du facteur d'échelle. Pour les dimensions utilisées, c est proche de 0,65 ce qui correspond à une diminution d'environ 35% du facteur d'échelle.

Toutefois cette diminution du facteur d'échelle est nécessaire si l'on souhaite conserver une contrainte dans la poutre vibrante. En effet, en notant σ_0 la contrainte qui serait présente dans une poutre bi-encastree classique, et σ la contrainte présente dans la poutre vibrante encastree à la masse d'épreuve qui s'est déplacée afin d'atteindre son état d'équilibre, on peut montrer que :

$$\sigma = (1 - c)\sigma_0 \quad \text{Équation 80}$$

Une solution pour maintenir la précontrainte tout en gardant une sensibilité élevée pourrait être d'utiliser uniquement deux poutres identiques, chacune fixée de part et d'autre de la masse d'épreuve. Cela donnerait $c = 0,5$. De plus, chacune des poutres pourrait constituer un résonateur permettant une mesure différentielle. En effet, les deux résonateurs auraient une variation de fréquence opposée pour une accélération dans une direction de l'axe sensible. Cela permettrait également de doubler la sensibilité du système par rapport au cas d'un seul résonateur avec $c = 0,5$.

Une autre limitation de l'expression du facteur d'échelle théorique est que nos poutres vibrantes sont réalisées au niveau de la surface des masses d'épreuve, et non dans le plan de leur centre d'inertie. La force d'inertie appliquée par la masse d'épreuve sur la poutre vibrante crée un moment qui n'est pas pris en compte. Etant donné la présence de bras de guidage d'épaisseur importante, le déplacement de la masse d'épreuve en dehors du plan de la poutre que ce moment pourrait créer devrait être négligeable. Ainsi l'impact sur le facteur d'échelle devrait également être négligeable.

2.6.3 Etendue de mesure

L'étendue de mesure d'un dispositif mécanique à base de poutre vibrante est limitée par la limite de rupture de cette poutre. La limite de rupture en tension des matériaux semi-conducteurs est de l'ordre du gigapascal, ce qui correspond dans notre cas à une accélération de l'ordre de 100 000 g. Cependant, en cas de compression la rupture peut se produire pour des accélérations bien plus faibles à cause du phénomène de flambage (ou flambement) [1]. La charge critique créant un flambage est donnée par la formule d'Euler :

$$T_{flambage} = \frac{\pi^2 E_{ef} w e^3}{3L^2} \quad \text{Équation 81}$$

A cette force correspond une contrainte en compression :

$$\sigma_{flambage} = -\frac{T_{flambage}}{A} = -\frac{\pi^2 E_{ef} w e^3}{3AL^2} \quad \text{Équation 82}$$

Cela correspond également à la contrainte en compression à laquelle la fréquence de résonance du mode fondamental de vibration en flexion devient nulle.

Dans le cas d'un accéléromètre dont la poutre vibrante possède une contrainte résiduelle en tension σ , l'accélération limite est (si on ne tient pas compte de l'impact des bras de guidage) :

$$|a_{flambage}| = \frac{(\sigma - \sigma_{flambage})A}{M} = \frac{\sigma A}{M} + \frac{\pi^2 E_{ef} w e^3}{3ML^2} \quad \text{Équation 83}$$

Il s'agit de d'une accélération créant une contrainte en compression, qui est donc négative dans le système de coordonnées donné par la Figure 25. La présence de la contrainte résiduelle en tension augmente l'étendue de mesure, et modifie les limites de miniaturisation qui apparaissent en son absence. Pour des poutres de très faible épaisseur par rapport à leur longueur, la contrainte résiduelle peut augmenter l'étendue de mesure de plus d'un ordre de grandeur.

Il faut ensuite s'assurer que le packaging ne limite pas l'étendue de mesure.

En présence d'accélération proche de la limite de flambage, le décalage en fréquence n'est plus linéaire. Il devient nécessaire d'utiliser la formule liant la fréquence à l'accélération par une racine carrée afin de déterminer précisément l'accélération.

2.6.4 Résolution et bande passante

Il existe plusieurs méthodes de mesure afin de détecter l'influence de l'accélération sur le résonateur. Dans la plupart des cas il est nécessaire de connaître la valeur expérimentale de la fréquence de résonance, et la valeur de sa phase. Cela est obtenu en mesurant la réponse du résonateur en fonction de la fréquence d'excitation.

Une première méthode simple consiste à exciter le résonateur à une de ses fréquences de résonance, et de mesurer le décalage en phase produit par une accélération. Pour des accélérations suffisamment faibles, on peut approcher le décalage en phase par une droite de pente égale à la dérivée de la phase en fonction de la fréquence à la résonance (Figure 27).

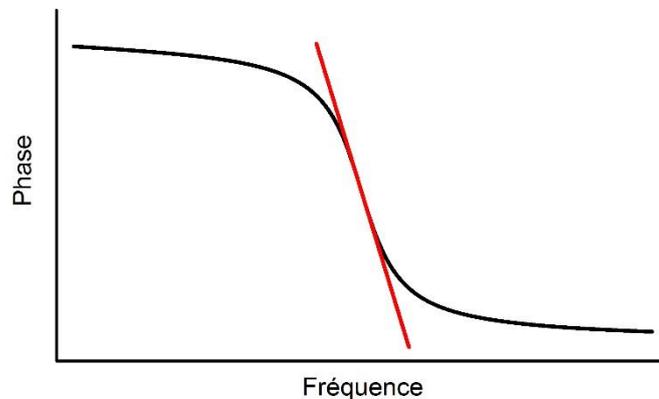


Figure 27 : Courbe de la phase en fonction de la fréquence pour une résonance. Cette courbe est approchée par la droite rouge de pente égale à la dérivée de la phase à la fréquence de résonance.

La dérivée de la phase à la résonance est donnée par l'Équation 34. On en déduit la valeur de l'accélération en fonction de la variation de phase mesurée $\Delta\varphi$ à partir de l'expression :

$$a = -\frac{\Delta\varphi f_n}{2Q_n K_n} \quad \text{Équation 84}$$

Lors d'une mesure à partir d'une détection de phase, la résolution est proportionnelle à la fréquence de résonance et inversement proportionnelle au facteur de qualité et au facteur d'échelle. Afin de détecter de faibles accélérations, il faut donc utiliser de faibles fréquences de résonance, cependant cela limite la bande passante de mesure. La bande passante de mesure pour ce système de détection en boucle ouverte est donné par :

$$B = \frac{f_n}{2Q_n}$$

Équation 85

Pour les accéléromètres à base de poutre vibrante sans contrainte mécanique, le rapport $\frac{f_n}{K_n}$ est environ proportionnel à l'ordre du mode de résonance au carré soit n^2 . Le mode fondamental est donc le seul mode à utiliser, puisque utiliser un autre mode donnerait une résolution bien plus faible si le facteur de qualité est identique. Dans le cas d'une poutre avec une forte contrainte en tension, ce rapport est quasi-constant en fonction de l'ordre de la résonance et donc le mode de résonance à favoriser est celui possédant le meilleur facteur de qualité, en supposant que le plus faible décalage en phase mesurable est identique pour les différents modes.

Etant donné les facteurs de qualité élevés intervenant dans les accéléromètres encapsulés sous vide, ce système de détection à boucle ouverte limite fortement la bande passante. De plus, lors de fortes accélérations, le décalage en phase n'est plus proportionnel au décalage en fréquence, ce qui limite sa résolution. Afin d'éliminer ces problèmes, le résonateur est utilisé comme oscillateur à sa fréquence de résonance. Pour cela, le signal détecté est amplifié et déphasé afin de satisfaire le critère de Barkhausen : le gain de l'ensemble du système bouclé doit être unitaire et son déphasage doit être nul, ou un multiple de 2π à la fréquence de résonance. Cela peut être effectué à partir d'un amplificateur et d'un déphaseur ou d'une boucle à verrouillage de phase. Des filtres sont généralement ajoutés afin d'empêcher la mise en oscillation à une fréquence de résonance correspondant à un autre mode que celui désiré. De cette manière et contrairement au système de détection précédent, la phase est fixe et la fréquence de l'oscillateur suit la fréquence de résonance de la poutre vibrante en présence d'accélération [84]. Il suffit alors de mesurer les variations de fréquence pour en déduire la valeur de l'accélération à partir du facteur d'échelle. Ainsi la bande passante n'est plus limitée par le facteur de qualité, mais par la bande passante de l'électronique utilisée pour l'amplification et le déphase ou de la boucle à verrouillage de phase. La bande passante peut également être limitée par la présence de résonances non souhaitées de l'ensemble du système mécanique. Les fréquences de résonance mécanique étant inversement proportionnelles à la masse des objets étudiés, la bande passante est limitée par les résonances mécaniques de la masse d'épreuve (ou bien de l'ensemble de la structure du capteur si le packaging n'est pas optimisé). Il est important de noter qu'en pratique un accéléromètre est fixé à un élément dont on souhaite mesurer l'accélération. Il faut alors s'assurer que le système de fixation ne limite pas la bande passante, ce qui peut être le cas pour une fixation par une colle ou bien une fixation présentant du jeu.

2.6.5 Bruit et variance d'Allan

Quel que soit le système de mesure utilisé, la résolution du capteur est limitée par la résolution en phase ou en fréquence, qui est liée au bruit de phase ou de fréquence de l'ensemble du système composé du capteur mécanique et de l'électronique de détection. Les instabilités de biais de l'accéléromètre dépendent de ces bruits. Une étude détaillée des bruits de phase et des stabilités de fréquences est présentée par Rubiola [85] et une synthèse des bruits limitant les performances d'un accéléromètre est présentée par Le Foulgoc [1]. Cette sous-section du manuscrit repose sur ces deux documents.

Le bruit est exprimé par une densité spectrale de puissance, afin de caractériser les fluctuations de phase ou de fréquence. Les densités spectrales de bruit de phase, de fréquence et d'accélération ont pour unité respective rad^2/Hz , Hz^2/Hz et g^2/Hz . Ces grandeurs sont généralement représentés en échelle logarithmique, il est alors courant de noter la densité spectrale de bruit en

dBc/Hz où $S_{\varphi \log} = 10\log(S_{\varphi})$, avec $S_{\varphi \log}$ la densité spectrale de bruit de phase en dBc/Hz et S_{φ} la densité spectrale de bruit de phase en rad²/Hz. Il est également courant de représenter la racine carrée de la densité spectrale de bruit d'accélération, en g/ $\sqrt{\text{Hz}}$, afin d'obtenir une grandeur liée à l'accélération que l'on souhaite mesurer plutôt que son carré.

Dans le cadre des études de bruit, la fréquence f est définie à partir de la dérivée de la phase φ en fonction du temps :

$$f = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial \varphi}{\partial t} \quad \text{Équation 86}$$

La phase utilisée dans ce contexte n'a pas la même définition que celle utilisée dans les sections précédentes. En effet, précédemment la phase étudiée correspond à la phase d'un signal démodulé à une fréquence donnée, qui serait constante en absence de bruit et de variation de fréquence : les signaux s'écrivaient de la forme $A \cdot \cos(2\pi f + \phi)$. Dans le contexte de l'étude du bruit de phase, la phase est proportionnelle au temps, de telle sorte que les signaux étudiés s'écrivent de la forme $A \cdot \cos(\varphi(t))$.

Il existe différents types de bruits pouvant être mis en évidence par leur spectre fréquentiel. Le bruit de phase des amplificateurs est caractérisé par un bruit en $1/f$ correspondant au bruit de scintillation, également nommé bruit flicker en utilisant le terme anglais. Pour une fréquence plus élevée, c'est-à-dire plus loin de la porteuse, le bruit de phase atteint un palier qui correspond au bruit thermique égal à Fk_bT/P_0 où F est le facteur de bruit de l'amplificateur et P_0 est la puissance de la porteuse en entrée de l'amplificateur. Loin de la porteuse, le bruit est donc plus faible pour des puissances plus élevées, il est donc nécessaire d'utiliser des transducteurs ayant une efficacité importante pour limiter ce type de bruit. Proche de la porteuse, le bruit de scintillation est caractérisé par la fréquence de coin f_c , qui correspond à la fréquence à laquelle le bruit de scintillation est égal au bruit thermique. Le bruit de scintillation étant indépendant de la puissance de la porteuse, la fréquence de coin dépend de cette puissance. Le bruit de phase d'un amplificateur est illustré par la Figure 28.

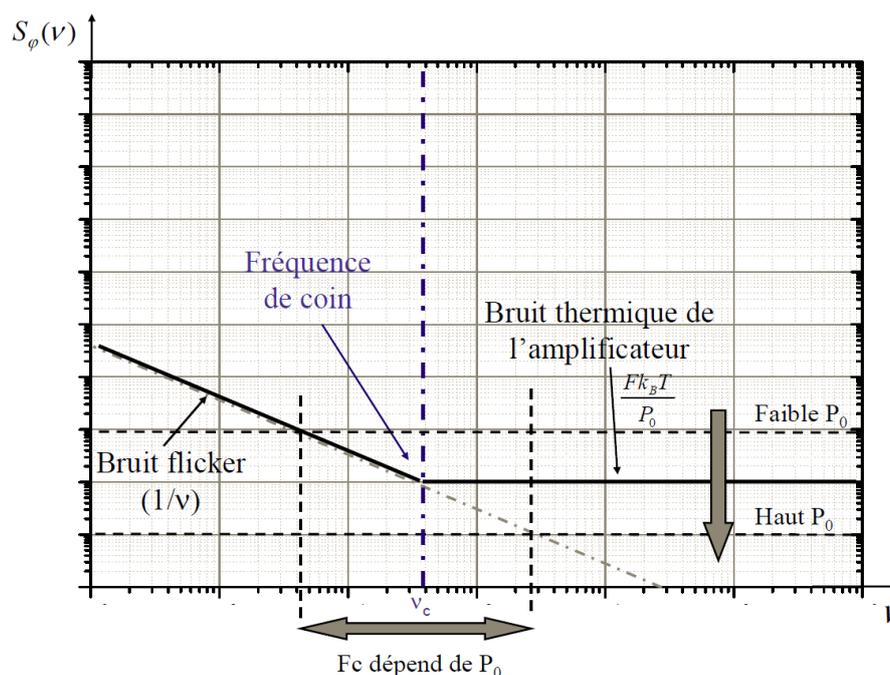


Figure 28 : Densité spectrale de bruit de phase d'un amplificateur. Image reprise de [1].

Pour un oscillateur, une variation de phase lente, c'est-à-dire à une fréquence plus faible que la bande passante du résonateur à boucle ouverte $\frac{f_n}{2Q_n}$, crée une variation de fréquence égale à $\frac{f_n}{2Q_n}$ multiplié par la variation de phase. Pour des fluctuations rapides, ces fluctuations sont filtrées par le résonateur. Le bruit de phase du système est alors donné par la formule de Leeson :

$$S_\varphi = \frac{Fk_bT}{P_0} \left(1 + \frac{f_c}{f}\right) \left(1 + \left(\frac{f_L}{f}\right)^2\right) \quad \text{Équation 87}$$

où $f_L = \frac{f_n}{2Q_n}$ est la fréquence de Leeson.

Le bruit de phase peut se représenter sous la forme de spectre fréquentiel, pouvant être traduit en accélération à partir de la relation liant la phase et l'accélération (Équation 84). Ce bruit peut également être représenté en fonction du temps d'intégration utilisé pour effectuer la mesure. Pour cela on utilise la variance d'Allan, qui permet de déterminer les résolutions en accélération. Afin d'écrire cette variance, on définit la suite des variations relative de fréquence :

$$y_k(\tau) = \frac{\langle f_k \rangle_\tau - \langle f \rangle_\tau}{\langle f \rangle_\tau} \quad \text{Équation 88}$$

où $\langle f_k \rangle_\tau$ est la suite formée des fréquences moyennes pendant les intervalles de temps τ successifs et $\langle f \rangle_\tau$ est la moyenne de cette suite. La variance d'Allan $\sigma_y^2(\tau)$ est alors défini par [86] :

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2} \langle (y_{k+1}(\tau) - y_k(\tau))^2 \rangle = \frac{1}{2(N-1)} \sum_{k=1}^{N-1} (y_{k+1}(\tau) - y_k(\tau))^2 \quad \text{Équation 89}$$

On note $\sigma_y(\tau) = \sqrt{\sigma_y^2(\tau)}$ la déviation d'Allan. Dans la formule précédente, les N valeurs de $\langle f_k \rangle_\tau$ sont indicés de 1 à N , et correspond à un temps de mesure total de $N \cdot \tau$. Les relations reliant les densités spectrales de bruit de phase, densité spectrale de bruit de fréquence et la variance d'Allan sont données par la Figure 29.

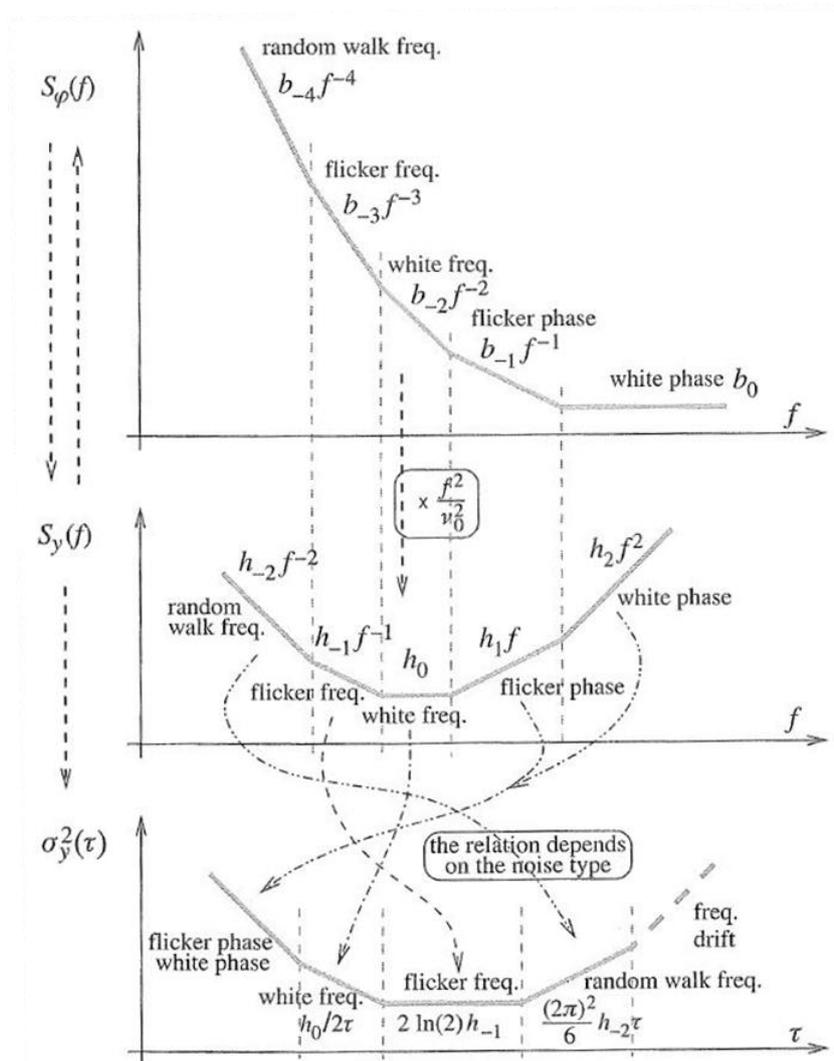


Figure 29 : Liens entre les densités spectrales de bruit de phase $S_\phi(f)$, les densités spectrales de bruit de fréquence réduite $S_y(f)$ et la variance d'Allan $\sigma_y^2(\tau)$. ν_0 est la fréquence de la porteuse, qui dans notre cas est une fréquence de résonance. Image reproduite du livre de Rubiola [85].

La déviation d'Allan est une grandeur sans unité, mais pour les accéléromètres, cette déviation est généralement exprimée en sous la forme d'une accélération. Pour cela il suffit de multiplier $y_k(\tau)$ par f_n/K_n , ce qui revient à multiplier $\sigma_y(\tau)$ par le même rapport. La variance d'Allan est ainsi exprimée en g^2 et la déviation d'Allan en g .

A partir de la déviation d'Allan il est possible de déterminer plusieurs résolutions, chacune correspondant à une pente différente de la courbe tracée dans un repère log-log en fonction du temps d'intégration τ . La pente en $1/f$ du bruit de phase devient un palier correspondant au minimum de variance. Cela correspond au palier flicker donnant la résolution correspondant à l'accélération minimale qu'il est possible de détecter. Cette résolution s'exprime en g et est inversement proportionnelle au facteur de qualité et correspond à l'instabilité de biais. Le palier de bruit thermique du bruit de phase donne une déviation d'Allan sous la forme une droite de pente $-1/2$ en échelle log-log. Cela donne une résolution exprimée en g/\sqrt{Hz} .

Des résolutions en g et en $g/\sqrt{\text{Hz}}$ de valeurs les plus faibles possibles sont souhaitées afin de mesurer les accélérations les plus faibles possible en un minimum de temps. Il apparait qu'utiliser un temps d'intégration plus élevé n'améliore plus nécessairement la sensibilité de la mesure au-delà d'une certaine valeur. De plus, pour des temps d'intégration plus longs, la fréquence de résonance peut dériver sous l'effet de l'environnement avec par exemple une évolution due aux fluctuations thermiques. Dans ce cas, utiliser des temps d'intégration longs diminue la sensibilité de l'accéléromètre. Pour limiter l'impact de l'environnement, il est possible d'utiliser un second résonateur de référence semblable à celui de l'accéléromètre qui ne sera pas sensible à l'accélération (doublement encastré dans le support), ou bien sensible à une accélération de direction opposée. Cette seconde possibilité permet alors de doubler la sensibilité de l'accéléromètre par une mesure différentielle et supprime les effets parasites ayant le même impact sur les deux résonateurs. On notera que dans le cas où on ajoute une deuxième poutre résonante de telle sorte que les deux résonateurs soient situés de part et d'autre d'une même masse d'épreuve, la force qu'exerce la masse d'épreuve sous l'effet d'une accélération se répartit entre les deux résonateurs. Il est alors nécessaire de recalculer l'impact des bras de guidage et la répartition de la précontrainte dans la structure afin de le comparer au cas d'une masse d'épreuve fixée par une poutre résonante et des bras de guidage.

2.6.6 Non-linéarités mécaniques

Afin de pouvoir réduire le temps d'intégration à utiliser pour détecter une accélération donnée, et afin d'augmenter le rapport signal sur bruit, il faut une puissance détectée la plus élevée possible. Pour cela il faut maximiser l'amplitude de vibration de la poutre. Cependant, pour des amplitudes trop élevées, des non-linéarités apparaissent, ce qui crée des instabilités et une hystérésis. En effet, la dérivée de la phase ou de l'amplitude en fonction de la fréquence devient infinie et la réponse n'est plus la même dans le cas d'un balayage en fréquence croissante ou décroissante.

La non-linéarité est due à la déformation qui crée une contrainte axiale dans la poutre, puisqu'il y a un léger allongement de la poutre lors de la flexion. Cela correspond à une énergie potentielle [1] :

$$E_{p \text{ non-lin}} = \int_0^L A \sigma_{xx} \varepsilon_{xx} dx = \frac{1}{2} \int_0^L \frac{E_{ef} A}{4} \left(\frac{\partial U(x, t)}{\partial x} \right)^4 dx \quad \text{Équation 90}$$

Cette énergie potentielle vient s'ajouter aux énergies potentielles de flexion et axiale.

En notant f_n la fréquence de résonance en présence de contrainte et en absence de non-linéarités géométriques, l'expression de la fréquence de résonance (Équation 23) devient :

$$\begin{aligned} f_{n \text{ non-lin}} &= \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{E_{ef} I \int_0^L \left(\frac{\partial^2 U_n(x)}{\partial x^2} \right)^2 dx + \sigma A \int_0^L \left(\frac{\partial U_n(x)}{\partial x} \right)^2 dx + \int_0^L \frac{E_{ef} A}{4} u_n^2 \left(\frac{\partial U_n(x)}{\partial x} \right)^4 dx}{\rho A \int_0^L U_n^2(x) dx}} \\ &= f_n \sqrt{1 + \frac{A u_n^2 \int_0^L \left(\frac{\partial U_n(x)}{\partial x} \right)^4 dx}{4 I \int_0^L \left(\frac{\partial^2 U_n(x)}{\partial x^2} \right)^2 dx \left(1 + \frac{\gamma_n \sigma A L^2}{12 E_{ef} I} \right)}} \end{aligned} \quad \text{Équation 91}$$

Désormais, l'amplitude du nième mode de vibration u_n ne se simplifie pas et le rapport des intégrales apparaissant dans la dernière expression est dépendant de la constante multiplicative choisie pour exprimer les fonctions modales, puisqu'elles sont définies à une constante près. La fréquence de résonance dépend de l'amplitude de vibration. En notant u_{nmax} le déplacement maximal de la poutre pour le nième mode, la fréquence de résonance s'écrit sous la forme :

$$f_{n \text{ non-lin}} = f_n \sqrt{1 + \frac{\delta_{n \text{ non-lin}} A u_{nmax}^2}{12I \left(1 + \frac{\gamma_n \sigma A L^2}{12E_{ef} I}\right)}}$$

Équation 92

$$\text{avec } \delta_{n \text{ non-lin}} = \frac{3u_n^2 \int_0^L \left(\frac{\partial U_n(x)}{\partial x}\right)^4 dx}{u_{nmax}^2 \int_0^L \left(\frac{\partial^2 U_n(x)}{\partial x^2}\right)^2 dx}$$

Le coefficient $\delta_{n \text{ non-lin}}$ est ainsi indépendant des dimensions du système, de l'amplitude de vibration et de la constante choisie pour exprimer le mode de résonance : il ne dépend que de la forme du mode de résonance. Le coefficient 12 apparait afin de simplifier l'expression dans le cas d'une poutre à section rectangulaire, car dans ce cas $I/A=e^2/12$. En absence de contrainte résiduelle, ce coefficient augmente pour les premiers modes puis devient quasi-constant. Ses valeurs pour les premiers modes sont :

$$\delta_{1 \text{ non-lin}} = 0,5285 \dots \quad \delta_{2 \text{ non-lin}} = 1,2284 \dots \quad \delta_{3 \text{ non-lin}} = 1,4300 \dots$$

En présence d'une contrainte en tension, les effets non-linéaires sont plus faibles. En effet, la non-linéarité apparait lorsque l'énergie potentielle non-linéaire devient importante devant les autres formes d'énergie potentielle, et ces autres formes augmentent avec la contrainte en tension.

Au-delà d'une certaine amplitude, appelée amplitude critique u_{cn} , l'oscillation devient instable. Cette amplitude critique correspond à l'amplitude à laquelle un point d'inflexion apparait sur la courbe de l'amplitude de vibration en fonction de la fréquence. Il est possible de faire le calcul analytique afin de déterminer cette amplitude critique. On parvient alors au résultat suivant dans le cas d'une poutre à section rectangulaire :

$$u_{cn} = \frac{2\sqrt{2}e \sqrt{1 + \frac{\gamma_n \sigma L^2}{E_{ef} e^2}}}{\sqrt{3\sqrt{3}\delta_{n \text{ non-lin}} Q_n}}$$

Équation 93

L'amplitude critique est donc proportionnelle à l'épaisseur de la poutre en absence de contrainte. De plus, plus le facteur de qualité est élevé plus l'amplitude critique sera faible. Ainsi lors de mesures sous vide il est nécessaire de limiter la tension d'excitation. Le coefficient $\delta_{n \text{ non-lin}}$ augmente pour les premiers modes, il faut donc privilégier le mode fondamental en absence de contrainte.

En présence de forte contrainte en tension, l'amplitude critique devient indépendante de l'épaisseur, et proportionnelle à la longueur de la poutre. Le coefficient γ_n diminue de manière quadratique avec l'ordre n du mode de résonance, les modes de résonance plus élevés ont donc, dans ce cas de forte contrainte, une amplitude critique plus faible avec une diminution en $1/n$.

Toutefois la notion de forte contrainte implique que ces amplitudes restent plus élevées qu'en absence de contrainte.

2.6.7 Effets thermiques

Lors d'un changement de température les matériaux se déforment. Pour une poutre bi-encastree dans un matériau support, la longueur de la poutre est fixée par le matériau support. Ainsi, un décalage en température crée une modification de la longueur de la poutre à cause de la dilatation du matériau support. Dans notre cas, le matériau support est le silicium, alors que la poutre est principalement constituée de GaN. Si la poutre était libre de se dilater, la longueur de la poutre devrait être modifiée proportionnellement au coefficient de dilatation du GaN α_a au lieu d'un effet proportionnel au coefficient de dilatation du silicium α_{Si} . Cela crée une variation de contrainte :

$$\Delta\sigma = E_{ef}(\alpha_{Si} - \alpha_a)\Delta T \quad \text{Équation 94}$$

Cela crée une compression d'environ -840kPa pour une augmentation d'un degré kelvin. Cet effet est prédominant par rapport aux modifications des caractéristiques de la poutre due au changement de température.

Une augmentation de température crée une compression qui ne peut être discernée de l'effet que produirait une accélération. L'impact de la température suit donc des évolutions semblables à celle du facteur d'échelle : celui-ci est plus faible pour une poutre en présence de forte contrainte en tension. Pour une poutre à très haute température, cette compression due à la dilatation thermique peut provoquer le flambage et la rupture de la poutre. La présence d'une contrainte en tension permet de limiter cet effet et donc de fonctionner jusqu'à une température plus élevée.

Pour un accéléromètre, le résonateur est encastree d'un côté au support et de l'autre à la masse d'épreuve. La masse d'épreuve pouvant se déplacer légèrement, l'impact de la température est plus limité. Il est possible de réaliser un dessin d'accéléromètre de telle sorte qu'une modification de température ne crée pas de contrainte au sein du résonateur : pour cela il faut que la distance séparant le support au niveau de l'ancrage du résonateur et le support au niveau des fixations de la masse d'épreuve augmente de manière identique à celle du résonateur s'il était libre de se dilater. Pour cela il faut complexifier la structure du support, par exemple en séparant les deux parties du support et en le fixant sur un matériau dont le coefficient de dilatation est plus proche de celui du matériau constituant la poutre.

Un autre effet thermique est lié à la chaleur dégagée par le transistor de détection. Cela crée une compression localisée au niveau du transistor $\Delta\sigma = -E_{ef}\alpha_a\Delta T$, où l'augmentation de température est environ proportionnelle à la consommation de puissance. Cette compression localisée se répartie en réalité sur l'ensemble de la poutre et diminue la fréquence de résonance et le facteur de qualité. Il pourrait également provoquer une modification de la forme des modes puisque la poutre vibrante n'est plus symétrique car la déformation axiale n'est plus constante sur toute sa longueur. Lors de mesures sous vide, l'absence de convection entraîne une élévation de température plus importante pour une même puissance dissipée. Il est donc nécessaire de limiter la puissance du transistor en dépit du gain qui pourrait être généré.

2.7 Conclusion

La présence d'une contrainte résiduelle dans les structures modifie le comportement des résonateurs et les caractéristiques de l'accéléromètre. On notera que l'étude réalisée ne se restreint pas au cas du GaN mais peut être appliquée à n'importe quel matériau [87]. Cette contrainte en tension augmente la fréquence de résonance et diminue le facteur de qualité. Une synthèse des phénomènes dissipatifs afin d'évaluer le facteur de qualité en présence de contrainte est également présentée. La présence de contrainte en tension augmente le facteur de qualité dans le cas de phénomènes dissipatifs intrinsèques. Cela peut compenser la diminution du facteur de qualité, la résolution de l'accéléromètre résonant n'est donc pas nécessairement diminuée par rapport à une structure sans contrainte résiduelle.

Un avantage majeur de la contrainte en tension est l'augmentation de l'étendue de mesure qui peut être obtenue, en s'éloignant du phénomène de flambage. Cela permet de changer l'ordre de grandeur de l'étendue de mesure en conservant la résolution du capteur. La précontrainte en tension améliore également la linéarité du capteur pour des accélérations identiques. Cette contrainte peut permettre d'utiliser la poutre vibrante selon des modes de résonance plus élevés sans détérioration de la résolution : le mode optimal n'est plus nécessairement le fondamental, mais celui dont le facteur de qualité est le plus élevé tant que l'on reste dans les conditions de forte contrainte. Cela ne tient pas compte de la diminution de l'efficacité d'actionnement pour une fréquence plus élevée car il suffit de générer une tension plus importante pour compenser cet effet. Cependant, dans le cas particulier d'oscillateur intégré, il faudra utiliser une amplification de gain supérieur pour ces modes plus élevés qui peut induire un bruit plus élevé et donc une diminution de la résolution. La contrainte en tension diminue l'impact des non-linéarités géométriques, et augmente donc l'amplitude maximale de vibration utilisable, ce qui permet de générer des puissances détectées plus élevées, et améliore ainsi la résolution exprimée en $g/\sqrt{\text{Hz}}$ du capteur.

Enfin, les effets thermiques ont un impact important sur l'accéléromètre. L'utilisation d'un matériau différent pour la poutre vibrante et le support modifie la contrainte présente dans la poutre pouvant être confondu avec une accélération détectée. Néanmoins, cet effet pourra être limité lors de la conception de futurs accéléromètres en adaptant le support et le packaging.

Liste des notations

Les équivalents en unité de base sont donnés afin de faciliter la vérification de l'homogénéité des équations.

Cette liste est ordonnée par ordre d'apparition dans le manuscrit.

Symbole	Paramètre	Unité SI (équivalent unité de base)
L	Longueur	m
w	Largeur	m
e	Epaisseur	m
A	Section	m ²
f_n	Fréquence de résonance du mode n	Hz (s ⁻¹)
ω	Pulsation ou fréquence angulaire	s ⁻¹
t	Temps	s
U	Amplitude de vibration	m
$U_n(x)$	Fonction modale du nième mode de résonance	-
u_n	Amplitude du nième mode de vibration	m
E_{ef}	Module d'Young effectif	Pa (kg.m ⁻¹ .s ⁻²)
ν	Coefficient de Poisson	-
I	Moment quadratique	m ⁴
σ	Contrainte mécanique, positif pour une tension	Pa (kg.m ⁻¹ .s ⁻²)
ρ	Masse volumique de la poutre	kg.m ⁻³
α	Paramètre d'amortissement visqueux	Pa.s (kg.m ⁻¹ .s ⁻¹)
Q	Facteur de qualité	-
P	Pression	Pa (kg.m ⁻¹ .s ⁻²)
μ	Viscosité dynamique d'un fluide	Pa.s (kg.m ⁻¹ .s ⁻¹)
δ	Epaisseur d'une couche limite d'un fluide	m
ρ_{fluide}	Masse volumique d'un fluide	kg.m ⁻³
T	Température	K
R_0	Constante des gaz parfait	J.mol ⁻¹ .K ⁻¹ (kg.m ² .s ⁻² .mol ⁻¹ .K ⁻¹)
M_{fluide}	Masse molaire d'un fluide	kg.mol ⁻¹
k_b	Constante de Boltzmann	J.K ⁻¹ (kg.m ² .s ⁻² .K ⁻¹)
m_{gaz}	Masse effective d'une molécule de gaz	kg
g	Gap séparant un élément vibrant d'une surface proche	m
v_g	Vitesse de groupe d'une onde acoustique	m.s ⁻¹
T_n	Coefficient de transmission de l'énergie par une onde acoustique de mode n à l'ancrage	-
τ_{th}	Temps de relaxation thermique	s
k	nombre d'onde	rad.m ⁻¹ (m ⁻¹)
C_p	Capacité thermique massique à pression constante	J.kg ⁻¹ .K ⁻¹ (m ² .s ⁻² .K ⁻¹)
k_{th}	Conductivité thermique	W.m ⁻¹ .K ⁻¹ (kg.m.s ⁻³ .K ⁻¹)
α_{th}	Coefficient de dilatation thermique	K ⁻¹
χ	Diffusivité thermique	m ² .s ⁻¹
τ_{ph}	Temps de relaxation des phonons	s
v_D	Vitesse de propagation moyenne des ondes acoustiques	m.s ⁻¹

$\hat{\gamma}$	Paramètre de Grüneisen	-
$\tau_{défaut}$	Temps de relaxation d'un défaut mécanique	s
E_A	Energie d'activation d'un défaut mécanique	J ($\text{kg.m}^2.\text{s}^{-2}$) unité usuelle eV $\approx 1,6.10^{-19}$ J
V	Tension électrique	V ($\text{kg.m}^2.\text{A}^{-1}.\text{s}^{-3}$)
e_{ij}	Coefficient piézoélectrique	C.m^{-2} (A.s.m^{-2})
d_i	Epaisseur d'une couche i	m
ϵ_i	Permittivité relative d'une couche i	-
q	Charge générée par effet piézoélectrique	C (A.s)
a	Accélération propre	m.s^{-2} , unité usuelle g
M	Masse de la masse d'épreuve	kg
K_n	Facteur d'échelle	$\text{Hz.m}^{-1}.\text{s}^2$ (m.s) unité usuelle Hz/g
k_r	Raideur du résonateur	N.m^{-1} (kg.s^{-2})
B	Bande passante de mesure	Hz (s^{-1})
S_ϕ	Bruit de phase, densité spectrale de fluctuation de phase	$\text{rad}^2.\text{Hz}^{-1}$ (s) unité logarithmique dBc/Hz
F	Facteur de bruit d'un amplificateur	-

Chapitre 3 : Procédé de fabrication de résonateurs, accéléromètre et transistors en GaN

Ce chapitre porte sur l'ensemble des procédés technologiques pour la fabrication de résonateurs, d'accéléromètres et de transistors en GaN. Le packaging correspondant à la mise en boîtier des composants est également décrit.

3.1 Présentation générale du procédé technologique

L'ensemble du procédé de fabrication a été réalisé au sein de la centrale de technologie de l'IEMN. L'enjeu du procédé technologique utilisé est de réaliser un système électromécanique et qui soit compatible avec la réalisation de composants et circuits électroniques en parallèle. L'ensemble des échantillons utilisés pour la fabrication sont issues de différentes plaquettes de quatre pouces de la société EpiGaN, composées d'une hétérostructure AlGaN/GaN d'une épaisseur de 1,8 μm sur un substrat silicium (111) d'une épaisseur de 575 μm . La croissance est effectuée par épitaxie en phase vapeur aux organométalliques (EPVOM, MOCVD en anglais). L'hétérostructure est composée de couches de nucléations en AlN, AlGaN et/ou GaN, d'un « buffer » en GaN servant également de canal qui constitue la grande majorité de la structure, et d'une couche d'AlGaN de 30 nm servant de barrière pour les transistors HEMT qui est également utilisé pour l'actionnement piézoélectrique. Une couche de 10 nm de SiN est présente en surface des échantillons (Figure 30). On considère que les couches de nucléations sont d'épaisseur négligeable et elles n'apparaîtront pas sur les schémas par la suite. Ces plaquettes sont découpées en quarts, ainsi un échantillon correspond à un quart de plaquette quatre pouces qui sert de point de départ pour l'ensemble des étapes de fabrication.

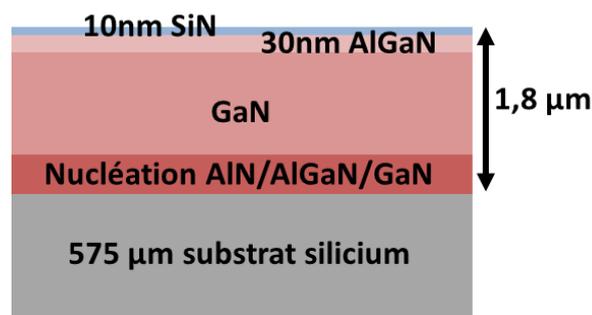


Figure 30 : Schéma de la structure des couches EpiGaN utilisées.

Certaines étapes du procédé de fabrication ont évolué et quelques solutions alternatives ont été testées. Le Tableau 4 présente le procédé de fabrication de résonateurs mis au point avant mon arrivée dans l'équipe. A chaque étape correspond une lithographie électronique ou optique, à l'exception de la passivation, ce qui correspond à un total de huit niveaux de masque. Chacune de ces lithographies nécessite un dépôt de résine, une insolation et une révélation avant chacune de ces étapes, puis un nettoyage de la résine à la fin de celles-ci. Un tel découpage des procédés ferait apparaître un total de plus de 40 étapes élémentaires pour la réalisation des composants. Les étapes de gravure du GaN, d'isolation et de gravure du silicium sont réalisées par lithographie optique, et les quatre autres lithographies sont réalisées par lithographie électronique. Ce procédé de fabrication a

été utilisé pour la fabrication réalisée par l'équipe des échantillons nommés Zeus4-1, Zeus4-2, Zeus4-3 et Zeus5-1 étudiés dans le chapitre 4. Le mot Zeus correspond au jeu de masques utilisés. Ses versions 4 et 5 ont servi pour la réalisation de ces échantillons. Le jeu de masque que j'ai utilisé par la suite correspond au Zeus6. Le travail de dessin des niveaux de masque a été effectué par Marc Faucher. Deux exemples de résonateurs sont données Figure 32.

Tableau 4 : Description des étapes technologiques pour la réalisation de résonateurs par le procédé existant

Intitulé des étapes	Description	Figure
Marques d'alignement	- Définition des réticules et des marques d'alignement pour les lithographies électroniques et optiques par dépôt* de Mo/Ni/Mo	
Contacts ohmiques	- Gravure RIE du SiN par plasma SF ₆ - Dépôt* de Ti/Al/Ni/Au et recuit à 850°C pendant 30 s dans un four RTA (Rapid Thermal Annealing)	a
Grille et électrode d'actionnement	- Facultatif** : gravure RIE du SiN par plasma SF ₆ - Dépôt de Ni/Al/Ni	
Passivation	- Dépôt d'une couche de passivation de SiN par PECVD	b
Isolation	- Gravure RIE du SiN par plasma SF ₆ - Implantation d'ions N ₂ afin de rendre isolant le gaz bidimensionnel d'électrons	c
Ouverture de passivation	- Gravure RIE du SiN par plasma SF ₆ pour accéder aux métaux	d
Epaississement métallique	- Dépôt* de Ti/Au pour les lignes d'accès et plots de contacts	e
Gravure GaN	- Gravure RIE du SiN par plasma SF ₆ - Gravure de l'intégralité de l'hétérostructure jusqu'au silicium par plasma ICP Cl ₂ /Ar	f
Gravure silicium	- Gravure chimique isotrope du substrat Si en phase gazeuse XeF ₂ en face avant, pour la libération des structures mécaniques	g

RIE : Reactive Ion Etching

PECVD : Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition

ICP : Inductive Coupled Plasma

*Tous les dépôts de métaux ont été réalisés par évaporation sous vide.

**La gravure facultative du SiN permet de créer des contacts Schottky (avec gravure) ou bien des contacts MIS (sans gravure).

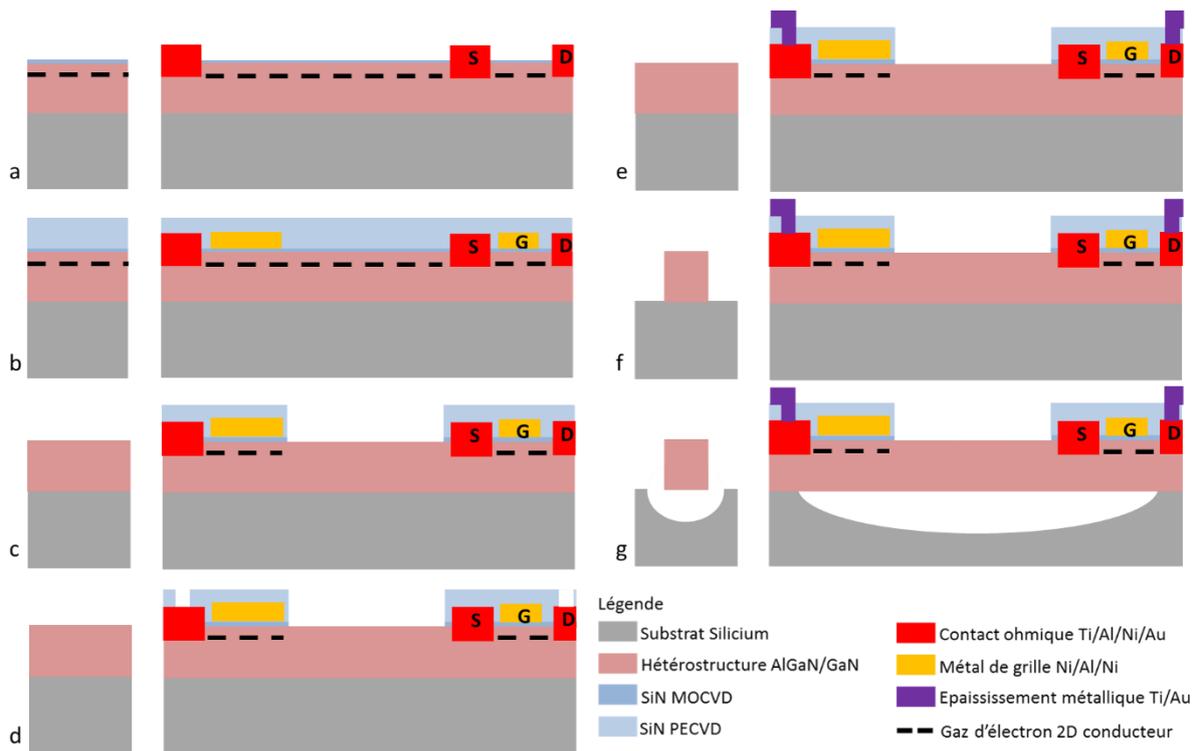


Figure 31 : Schéma des étapes du procédé technologique d'un résonateur. La coupe transversale au centre de la poutre ainsi que la coupe longitudinale sont représentés. Sur ce schéma, la gravure facultative du SiN n'est pas effectuée, donnant des structures MIS. L'orientation drain-grille-source du transistor est représentée dans la direction de la longueur de la poutre.

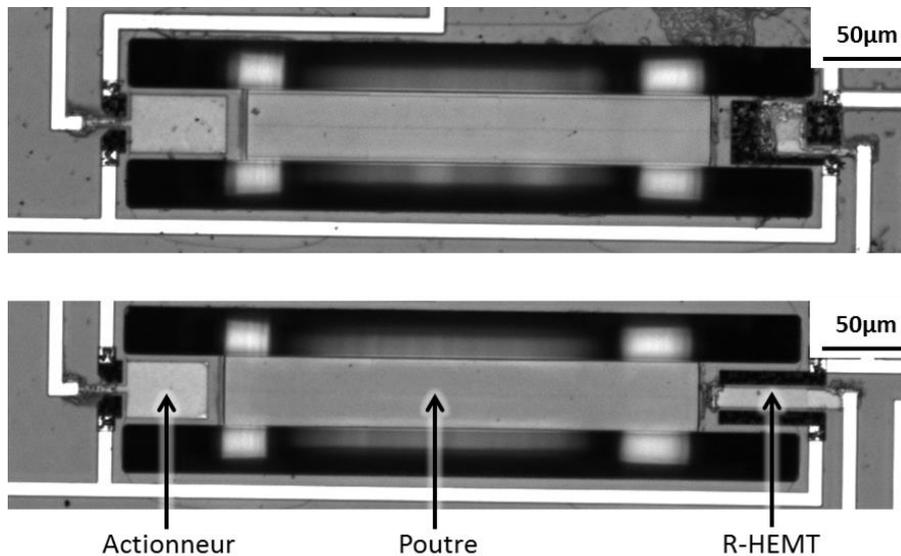


Figure 32 : Photographies au microscope optique de deux résonateurs de dimensions $400 \mu\text{m} \times 40 \mu\text{m}$ de l'échantillon Zeus4-1, avec un transistor selon chaque orientation. Les zones blanches au niveau des gravures sont dues à la réflexion de la lampe utilisée pour éclairer l'échantillon.

Afin de réaliser des structures d'accéléromètre possédant une masse d'épreuve libérée de volume important, il a été décidé de remplacer la gravure isotrope du silicium en face avant par une gravure anisotrope et profonde en face arrière. Pour cela, le substrat silicium est aminci jusqu'à une épaisseur d'environ $265 \mu\text{m}$ afin de réduire le rapport d'aspect de la gravure à effectuer. Cet

amincissement est effectué après l'ensemble des autres étapes de fabrication puisque l'échantillon devient alors très fragile à manipuler. Il est ensuite poli afin de réaliser la lithographie en face arrière ainsi que l'amorce de la gravure sur une surface ne présentant pas trop de rugosité. La gravure profonde est effectuée par DRIE (Deep Reactive Ion Etching) en utilisant le processus Bosch. Ce processus correspond à une alternance entre des phases de gravure par plasma SF_6 et des phases de passivation par plasma C_4F_8 .

Ce procédé de fabrication a été utilisé pour les échantillons Zeus4-M1 et Zeus4-M2 étudiés dans le chapitre 4 (Figure 33). J'ai été formé aux techniques de fabrication en participant aux trois dernières étapes de fabrication de deux échantillons nommés Zeus6-3611-1 et Zeus6-3621-1. J'ai ensuite participé à la réalisation et effectué le suivi de l'intégralité des étapes de l'échantillon Zeus6-3621-3. Les dépôts de métaux et recuits RTA, le dépôt de SiN PECVD, l'implantation et la gravure DRIE du silicium en face arrière font l'objet de demandes et sont effectuées par les ingénieurs de la salle blanche.

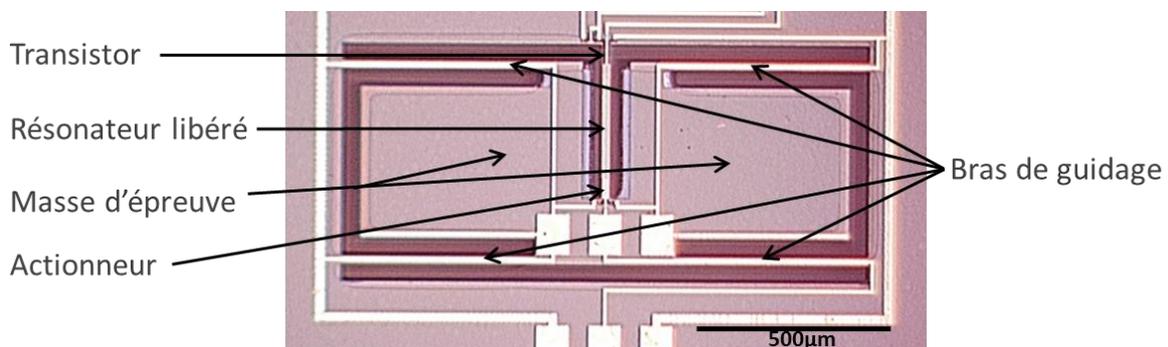


Figure 33 : Photographies au microscope optique d'un accéléromètre provenant de l'échantillon Zeus4-M2

La réalisation des composants comprend également le contrôle du procédé à chaque étape. Pour cela des dispositifs de tests sont réalisés en même temps que les résonateurs, accéléromètres et transistors. Par exemple, des motifs pour mesures TLM (Transmission Line Method) permettent de mesurer les résistances de contact ohmique et les résistances de feuille. La résistance de feuille est liée à la résistivité du gaz d'électrons 2D. Les résistances de contacts sont généralement d'environ $0,5 \Omega \cdot mm$ et les résistances de feuilles sont d'environ $300 \Omega / carré$. Quelques transistors pouvant être testés sans métal d'accès sont également réalisés afin de vérifier leur bon fonctionnement dès les premières étapes. Des motifs permettent également de vérifier l'isolation. Le contrôle se fait également par l'observation de l'échantillon au microscope optique et/ou au microscope électronique à balayage (MEB).

J'ai utilisé deux échantillons pour la fabrication de transistors destinés à l'amplification des petits signaux détectés en sortie des résonateurs. Sur ces échantillons, uniquement des transistors ont été fabriquées, et il n'y a donc pas d'étape de gravure du GaN ni de gravure du silicium. La fabrication de ces transistors une isolation par méssa a été choisie, qui consiste à graver l'hétérostructure d'une centaine de nanomètres afin de détruire le gaz d'électrons 2D. Il est nécessaire de conserver une profondeur de gravure faible puisque l'objectif est toujours de pouvoir réaliser ces transistors en parallèle des résonateurs dans le futur. Il est donc nécessaire de ne pas trop graver l'hétérostructure puisque cela diminuera l'épaisseur des poutres vibrantes en dehors de

sa zone d'actionnement et de détection, ce qui pourrait perturber son fonctionnement. De plus, plus la profondeur de gravure est faible, plus la qualité de la surface obtenue après gravure est élevée, ce qui permettrait de diminuer d'éventuelles pertes par effets de surface. De premiers tests ont permis d'obtenir un gain en tension de plus d'un rapport 10 en utilisant un transistor en configuration source commune avec une résistance de charge et en limitant les tensions d'alimentation à 10 V.

3.2 La gravure du GaN

Une des étapes les plus critiques, voire l'étape la plus critique du procédé de fabrication est la gravure du GaN. Celle-ci permet de définir les dimensions des résonateurs et une gravure parfaitement verticale et lisse devrait permettre d'atteindre des facteurs de qualité élevés. De plus, cette étape a une influence importante sur la libération des structures lors de la gravure par face arrière. En effet, il est nécessaire d'atteindre en tout point de l'échantillon le substrat silicium afin de procéder à la libération en face arrière, puisque la gravure DRIE du silicium ne permet pas de graver le GaN, ni les couches de nucléation.

La gravure est effectuée en utilisant un plasma Cl_2/Ar dans un bâti de gravure ICP de modèle SENTECH SI500. La vitesse de gravure est d'environ 100 nm/min avec une sélectivité 1:1 entre la résine et le GaN. Un système de détection de fin d'attaque par laser est utilisé afin de vérifier la progression de la gravure.

Une ancienne version du procédé de gravure pouvait créer des cônes à cause d'effet de micro-masquage (Figure 34). Cela a résulté en une libération imparfaite des échantillons Zeus6-3611-1 et Zeus6-3621-1 après la gravure DRIE du silicium par face arrière. En effet, le trop grand nombre de cônes a créé une fine couche empêchant la libération.

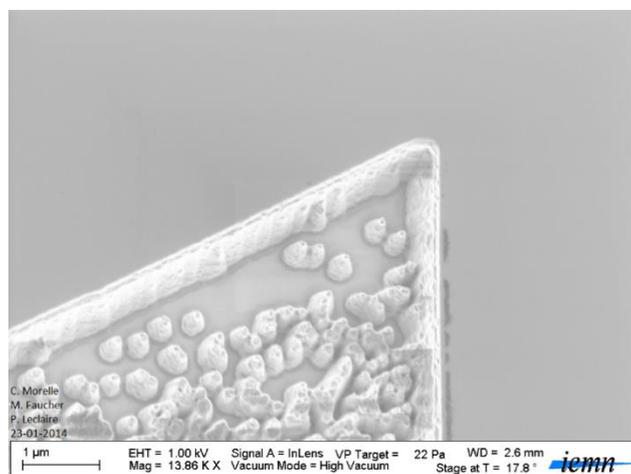


Figure 34 : Photographie au MEB d'un test de gravure de GaN sur une épaisseur d'environ 800 nm. Apparition de nombreux cônes.

Afin de garantir une libération des structures lors de la gravure du silicium par la face arrière, il a été décidé de poursuivre les gravures du GaN en face avant en gravant également une épaisseur de silicium pouvant aller jusqu'à plusieurs microns. La gravure réalisée sur l'échantillon Zeus6-3621-3 a mis en évidence un effet étrange concernant le système de détection de fin d'attaque. Celui-ci permet de visualiser la progression de la gravure par des oscillations de l'amplitude du laser réfléchi. Dans notre cas, cette oscillation est due à une interférence entre le faisceau réfléchi à la surface de l'hétérostructure composée principalement de GaN en train d'être gravée et le faisceau réfléchi au

niveau du substrat silicium. Il a été remarqué qu'après avoir fini de graver l'hétérostructure, des oscillations du signal réfléchi continuaient à avoir lieu. En théorie, une fois le substrat silicium atteint, la puissance réfléchie devrait être constante. Il a donc été décidé de poursuivre la gravure sur une épaisseur de presque 4 μm dans le silicium sans modification de ces oscillations. Ces oscillations sont probablement dues à la gravure et au dépôt simultané d'une couche d'un matériau qui semble être un polymère complexe. Ce matériau semble créé par une réaction chimique de l'ensemble des particules présentes en suspension dans le bâti de gravure : plasma chloré, résine optique gravée, GaN (et AlGaIn, AlN) gravé ainsi que le silicium gravé. Ce matériau se dépose sur les flancs de gravure ainsi que le fond de gravure, ce qui est visible sur la Figure 35.

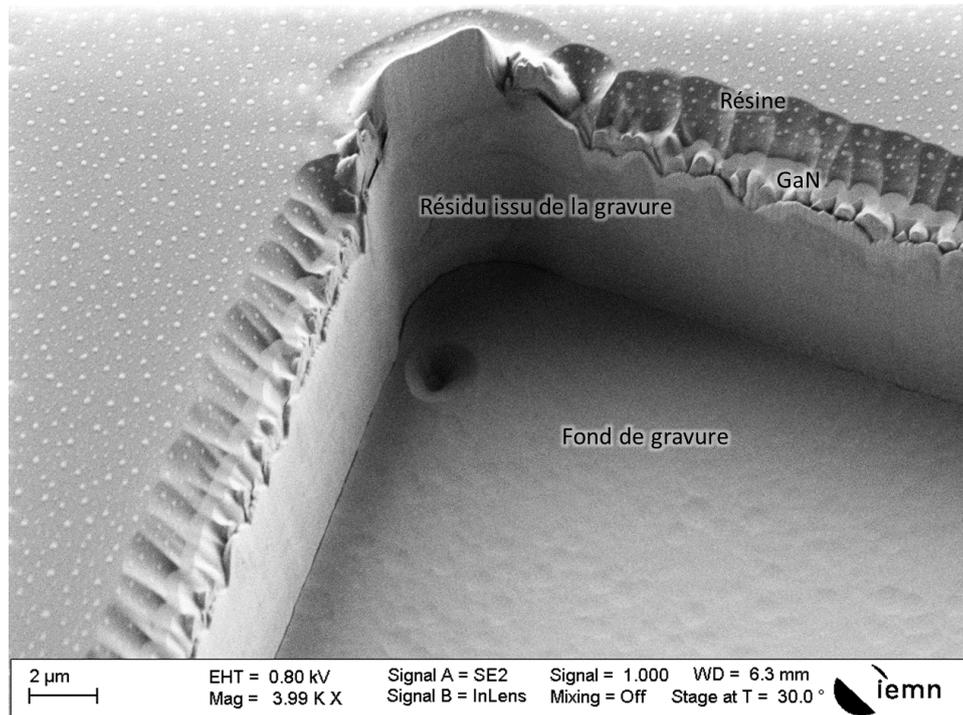


Figure 35 : Photographie au MEB de l'échantillon Zeus6-3621-3 après gravure de l'hétérostructure et d'une partie du substrat silicium. Un résidu est déposé sur l'ensemble des flancs de gravure et est probablement également présent sur le fond de gravure.

Ce résidu ne se dissout pas dans les solvants couramment utilisés pour dissoudre la résine après la réalisation d'une étape. Afin de l'éliminer, une solution d'EKC 265 à 70°C est utilisée. Il s'agit d'une base puissante permettant de nettoyer ces résidus. Toutefois, ce bain dans l'EKC 265 ne suffit pas toujours à éliminer l'intégralité des résidus, notamment au niveau du fond de gravure. La Figure 36 présente un flanc de gravure après nettoyage.

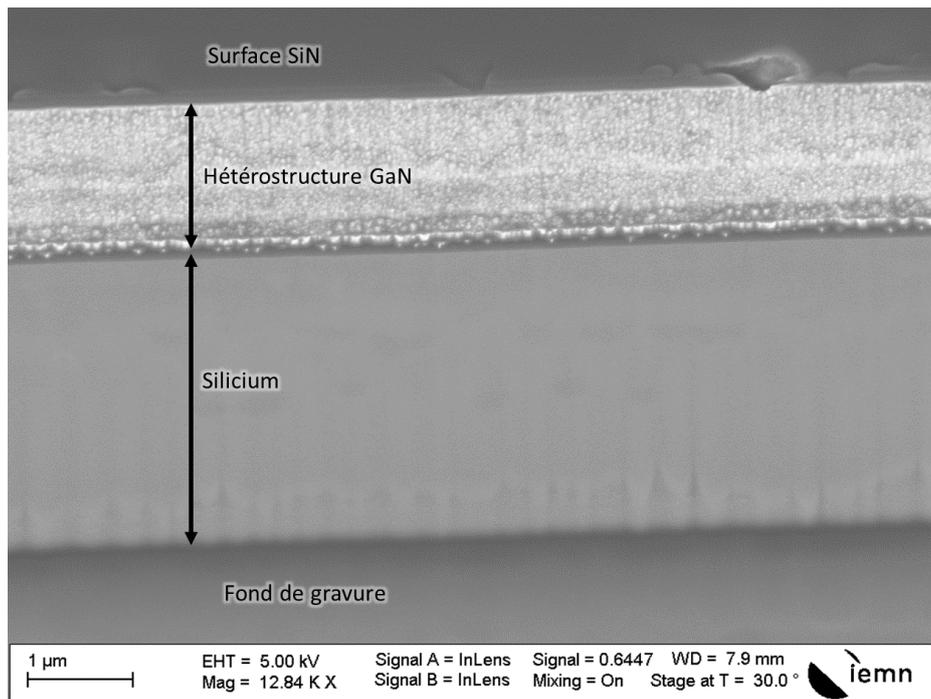


Figure 36 : Photographie au MEB de l'échantillon Zeus6-3621-3 après nettoyage dans un bain d'EKC 265. Une couche d'une centaine de nanomètre de SiN de passivation est présente en surface sur cette image.

Le fait que ce résidu soit toujours présent sur le fond de gravure n'est pas facilement repérable. Cependant cette couche ne peut pas être gravé par le procédé de gravure DRIE réalisé en face à arrière lors de la dernière étape de fabrication, ce qui Figure 37.

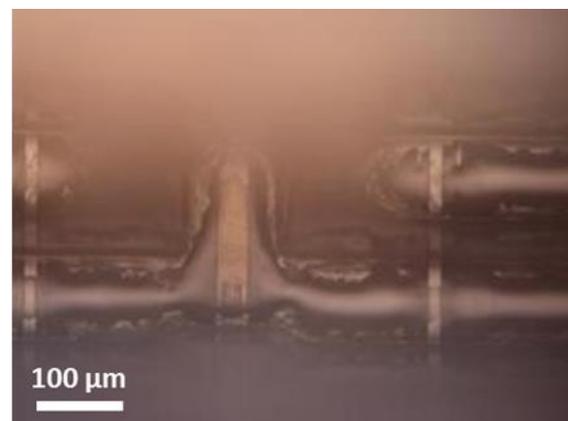
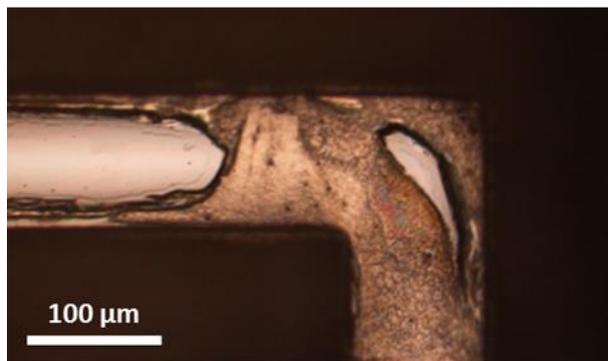


Figure 37 : Photographies au microscope optique réalisées après la gravure DRIE en face arrière. Une fine couche non gravée est visible sur l'image de gauche : seules les zones blanches ont été percées. Ce même matériau est visible à proximité des flancs de gravure sur la figure de droite.

Afin de détruire ce matériau pour rendre les résonateurs et accéléromètre utilisables, une gravure ICP par plasma Cl_2/Ar a été effectuée en face arrière. Cela permet de supprimer une majeure partie de ce résidu qui était issu de la gravure du GaN en face avant (Figure 38), mais entraîne également une légère gravure des poutres sur leur face arrière de 100 à 200 nm. Une partie de ce matériau indésirable reste présent au niveau des ancrages des résonateurs ce qui diminue de plus d'un rapport 10 l'amplitude de vibration détectée expérimentalement par rapport à la théorie pour certains résonateurs.

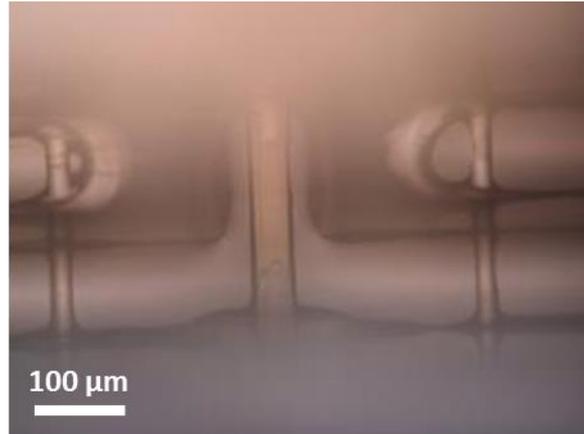


Figure 38 : Photographie au microscope optique réalisée après gravure ICP par plasma chloré en face arrière.

Sur l'échantillon Zeus6-3621-3, d'autres modèles d'accéléromètre ont été testés en utilisant un système de levier avec une charnière (Figure 39). La force appliquée sur le résonateur, lors de l'application d'une accélération sur la masse d'épreuve selon l'axe sensible, est amplifiée par effet levier. Quelques mesures ont montré que ce dispositif a multiplié le facteur d'échelle de l'accéléromètre d'un facteur d'environ 3 par rapport au cas où la masse appliquerait directement la force d'inertie sur le résonateur. Ce type d'accéléromètre est encore en cours d'étude et de caractérisation au sein de l'équipe de recherche, et ne sera pas mentionné dans le chapitre 4.

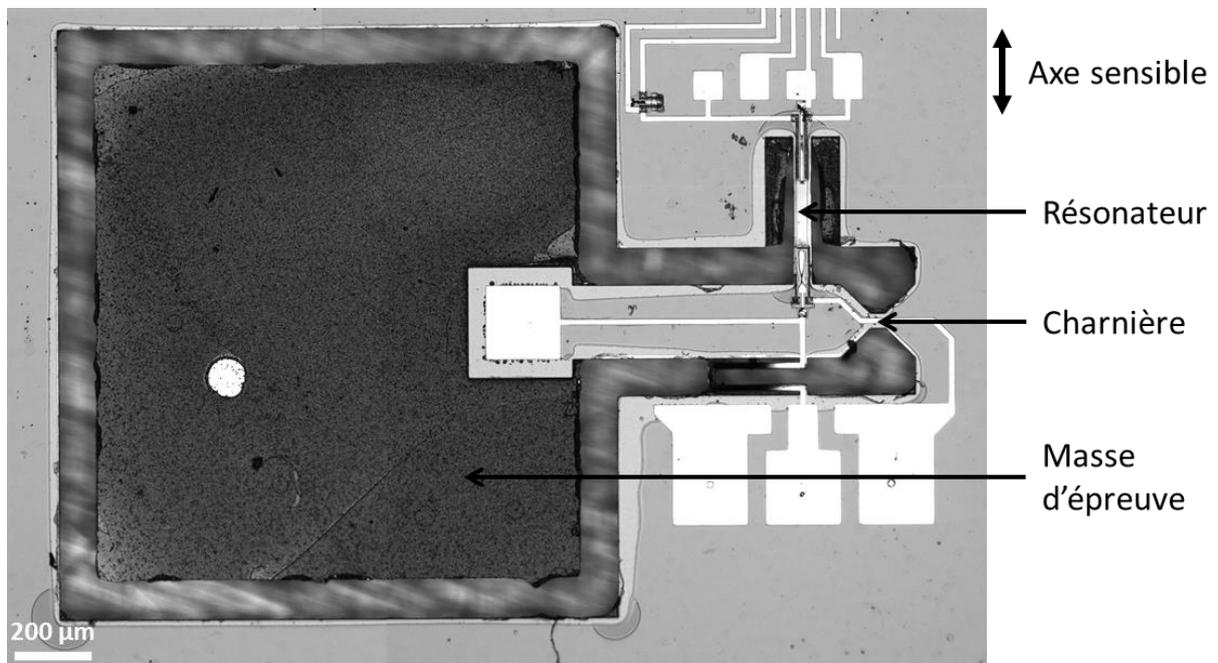


Figure 39 : Photographie au microscope optique d'un accéléromètre avec charnière de l'échantillon Zeus6-3621-3.

La gravure du GaN est une étape critique qui influence toutes les étapes de fabrication qui la suivent. Une optimisation du procédé a permis d'obtenir des flancs de gravure propres avec un fond de gravure lisse mais revêtu d'un matériau polymère difficile à éliminer. Une solution envisagée pour

éviter la formation de ce matériau serait d'effectuer la gravure du GaN en utilisant un masque physique en SiO₂. Ainsi il n'y aurait plus de résine lors de la gravure et donc l'absence de réaction chimique entre le plasma chloré et la résine devrait empêcher la formation de ce résidu. Cependant, cette méthode a l'inconvénient de nécessiter ensuite un autre enchaînement d'étapes pour enlever le reste de masque SiO₂ sans dégrader les composants présents en surface.

3.3 Packaging des accéléromètres

3.3.1 Collage sur boîtier

Afin de tester les composants il est possible d'utiliser des bancs sous pointes, mais ces composants sont destinés à être mis en boîtier permettant de les utiliser sans microscope. De plus, la pose des pointes sur les accéléromètres peut créer des contraintes qui dépendent de la manière de poser les pointes, rendant les mesures non-reproductibles. En outre, il n'est pas possible d'appliquer une accélération externe en utilisant les bancs sous pointes à notre disposition, ce qui empêcherait de tester les accéléromètres.

Dans notre cas, des boîtiers TO-8 à 16 broches sont utilisés. Les échantillons sont collés sur les boîtiers à l'aide d'une colle « époxy ». Pour les composants autres que les accéléromètres, le collage est directement effectué entre le substrat silicium et le boîtier. Mais pour les accéléromètres, la masse d'épreuve doit être libre de se déplacer sans frottement. Or l'épaisseur de la masse d'épreuve est égale à celle du substrat à la fin du procédé de fabrication, donc un simple collage du substrat sur le boîtier pourrait entraîner des frottements entre la masse d'épreuve et le boîtier. Pour éviter cela, des cales ont été fabriquées afin de surélever la masse d'épreuve par rapport au boîtier (Figure 40). Ces cales ont été réalisées par gravure profonde de substrat silicium avec lithographie optique. Pour cela un masque optique a été réalisé à partir des dimensions des accéléromètres.

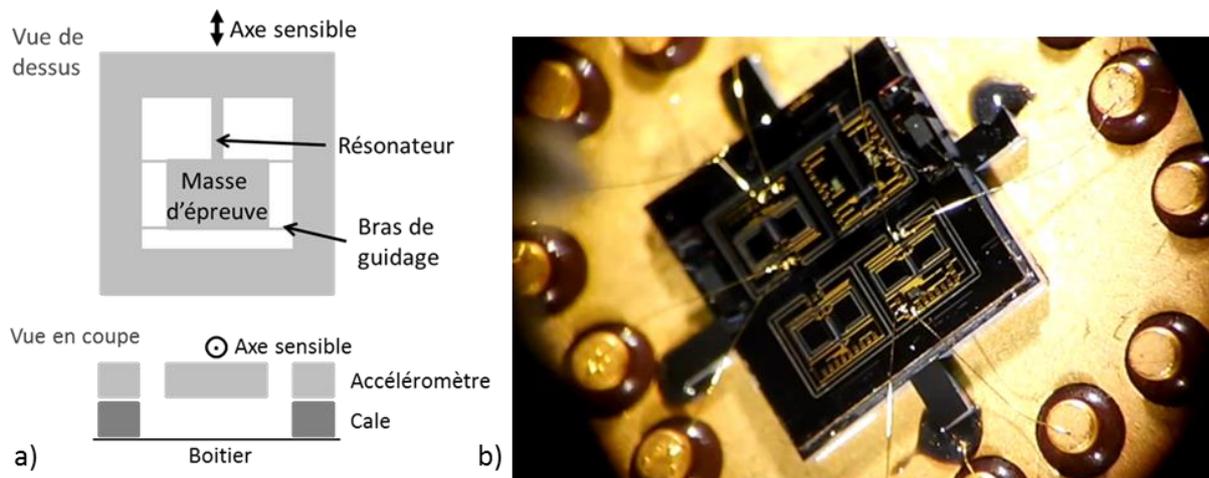


Figure 40 : a) Schéma de principe de la mise en boîtier d'un accéléromètre. b) Photographie au microscope optique d'un composant comprenant quatre accéléromètres collés sur un boîtier TO-8. Deux accéléromètres sont connectés par microsoudure aux broches du boîtier.

3.3.2 Microsoudure

Des microsoudures à fil d'or, réalisées par Marc Faucher, sont effectuées afin de connecter les plots de contacts du composant aux broches du boîtier. La microsoudure fait intervenir des ultrasons afin de réaliser la fusion du fil. Quelques poutres en GaN ont été rompues au niveau de leur ancrage lors de l'application de ces ultrasons lorsque les plots de contacts étaient proches de la poutre. Désormais, des plots de métallisation spécialement prévus pour la microsoudure sont réalisés à une distance suffisante des poutres et cette rupture de poutre ne s'est plus produite.

3.4 Conclusion sur la fabrication

L'ensemble des composants a été fabriqué au sein de la centrale de technologie de l'IEMN en conservant une vision système du procédé. Ainsi une grande importance est apportée aux choix de technologie de fabrication afin de pouvoir réaliser un système complet incluant éléments mécaniques et circuits électriques. Il apparaît que les difficultés rencontrées ne sont pas nécessairement liées à la réalisation d'une étape de fabrication en soi mais aussi à l'impact qu'une étape peut avoir sur les suivantes : c'est toute la problématique de l'intégration de procédé dans une filière encore récente.

Le packaging est décrit et a pour objectif principal de pouvoir tester les composants, et notamment les accéléromètres. Ces tests correspondent à une caractérisation détaillée dans le chapitre 4 et qui est confrontée aux modèles présentés au chapitre 2.

Chapitre 4 : Caractérisation des résonateurs et des accéléromètres GaN

Ce chapitre est consacré à la caractérisation des différents composants fabriqués. La partie 4.1 concerne les résonateurs bi-encastés de test réalisés séparément des accéléromètres, et la partie 4.2 traite des accéléromètres et des résonateurs qui y sont intégrés. L'objectif principal est d'évaluer les performances des accéléromètres. Pour cela il est nécessaire de caractériser chaque composante de ce système : l'actionnement des résonateurs, les caractéristiques des transistors, l'efficacité de ces transistors à détecter le mouvement et le facteur de qualité des résonateurs. L'évaluation expérimentale du facteur d'échelle et de la résolution des accéléromètres est ensuite effectuée et mise en relation avec l'ensemble des caractéristiques des résonateurs. Pour effectuer ces caractérisations, différents bancs de mesure sont utilisés et détaillés en [Annexe D](#).

4.1 Les résonateurs

4.1.1 Actionnement à pression atmosphérique

L'amplitude de vibration, et son spectre fréquentiel sont mesurés par un vibromètre laser à effet Doppler ([Annexe D.2](#)). Nous pouvons en déduire les fréquences de résonances, leur facteur de qualité à l'air libre et l'efficacité d'actionnement. A partir des fréquences de résonance des différents modes, en connaissant les dimensions de la poutre et sa masse volumique, le module d'Young et la contrainte axiale résiduelle sont obtenues (Partie 2.2).

Un total de 39 résonateurs fonctionnels bi-encastés sans structure d'accéléromètre, ont été mesurés, provenant de six échantillons différents. On rappelle que l'ensemble de ces échantillons proviennent de différentes plaquettes de la société EpiGaN, composé d'une hétérostructure AlGaN/GaN d'une épaisseur de 1,8 μm sur silicium (111). Une grande majorité des résonateurs étudiés ont une longueur de 400 μm et une largeur de 20 μm ou 40 μm . L'ensemble de ces échantillons possèdent une couche de 30 nm d' $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}$. La libération des résonateurs, c'est-à-dire la gravure du silicium, pour les échantillons Zeus4-1, Zeus4-2, Zeus4-3 et Zeus5-1 a été faite par gravure chimique à l' XeF_2 alors que les échantillons Zeus4-M1 et Zeus4-M2 ont été libérés par DRIE en face arrière. Une couche d'environ 10 nm de SiN est présente pour les échantillons Zeus4-3, Zeus5-1 et Zeus-M1 alors que pour les trois autres les électrodes d'actionnement et de grille forment des contacts Schottky. Quelques images de ces résonateurs sont données Figure 41. Sur ces images les taches blanches situées au niveau de la gravure isotrope du silicium par face avant sont dues à une réflexion de la source de lumière sur le fond de gravure.

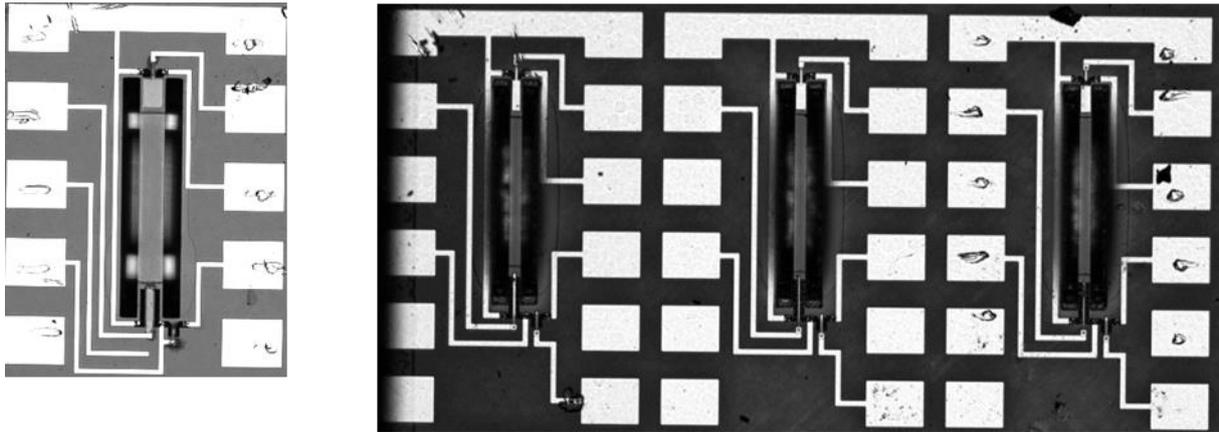


Figure 41 : Photographies au microscope optique de résonateurs. A gauche : un résonateur de l'échantillon Zeus4-1 de dimensions $400 \mu\text{m} \times 40 \mu\text{m}$. A droite : trois résonateurs de l'échantillon Zeus5-1 de dimensions $400 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$. Sur ces images l'actionneur est situé sur la partie haute de la poutre et le transistor de détection sur la partie basse. De petits transistors sont situés à l'extérieur de la poutre afin de réaliser des charges actives mais n'ont pas été utilisés au cours de cette étude.

4.1.1.1 Fréquences de résonance et contraintes

Pour ces résonateurs, les fréquences de résonance typiques sont de 175 à 315 kHz pour le mode fondamental. Cette grande variation s'explique par la présence d'une contrainte en tension pouvant être très différente selon les échantillons. La variation de fréquence au sein d'un même échantillon est de 10 à 20 % suivant les échantillons. Il est à noter qu'aucune variation de fréquence ne ressort de la différence de largeur, comme le suggère la théorie tant que la largeur reste petite devant la longueur. Pour les résonateurs ayant une fréquence de résonance la plus élevée, les fréquences de résonance des modes supérieurs sont proches des multiples de la fréquence du mode fondamental, ce qui est moins le cas pour les résonateurs de plus faible fréquence. Typiquement, un résonateur ayant une fréquence de résonance de 300 kHz pour le mode fondamental aura des fréquences d'environ 605 kHz et 930 kHz pour les modes 2 et 3 respectivement, alors que si la fréquence du fondamental est de 175 kHz, les fréquences des modes suivants seront d'environ 380 kHz et 660 kHz. Cela est lié au fait que le terme $\frac{\gamma'_n \sigma A L^2}{12 E_{ef} I}$ n'est plus très grand devant 1 dès le mode 2, car la contrainte en tension σ est moins élevée.

A partir de ces mesures, on en déduit que les modules d'Young effectifs sont compris entre 270 GPa et 300 GPa suivant les échantillons, avec également une variation moindre au sein d'un même échantillon. Puisque les résonateurs présentent une forte contrainte axiale, il y a une incertitude sur les valeurs de module d'Young : en effet, en cas de forte contrainte la fréquence de résonance devient indépendante du module d'Young. Il est nécessaire d'utiliser les modes plus élevés, d'indice au moins 3 pour obtenir une valeur précise. Cependant ces modes élevés ne sont pas toujours visibles et n'ont pas toujours été relevés. De plus, ces valeurs supposent une connaissance parfaite des dimensions des poutres, ce qui suppose l'absence de sous-gravure et une mesure précise de l'épaisseur des résonateurs. Pour les résonateurs libérés par gravure chimique à l' XeF_2 , la sous-gravure est dans tous les cas inférieure à $5 \mu\text{m}$ ce qui ne crée qu'une faible augmentation de la longueur effective des résonateurs. Pour les résonateurs libérés par DRIE il pourrait y avoir une augmentation ou bien une diminution de la longueur effective suivant l'angle de gravure, qui dans notre cas donne une augmentation de la longueur effective inférieure à $5 \mu\text{m}$ est négligeable pour ces résonateurs étudiés. Une imprécision plus importante provient de la valeur de l'épaisseur des

résonateurs, puisque l'on se réfère aux épaisseurs visées du fabricant alors que les épaisseurs peuvent en réalité être différentes de plus de 10 %. Une autre source d'erreur est liée au fait que des électrodes métalliques sont déposées sur la poutre. Cela modifie à la fois son épaisseur et sa masse volumique. Lors des calculs, ces modifications n'ont pas été prises en compte. De plus, les couches de nucléation, c'est-à-dire les premières couches déposées sur le substrat silicium ne sont pas directement du GaN, mais peuvent être un empilement de différentes couches d'AlN, AlGaIn ou GaN sur des épaisseurs allant jusqu'à quelques centaines de nanomètres. La masse volumique de l'AlN étant beaucoup plus faible que celle du GaN (3,23 g/cm³ contre 6,15 g/cm³), la masse volumique des poutres peut être plus faible que celle considérée ici égale à celle du GaN. Les électrodes ayant une masse volumique globalement plus élevée que celle du GaN, une partie de la diminution de la masse volumique de la poutre à cause de la présence d'AlN est compensée par la présence de métal sur les poutres. Il n'est donc pas possible de déterminer précisément la masse volumique de la poutre, mais étant donné les dimensions, la valeur de la masse volumique du GaN donne une erreur d'au plus 10% comparé aux pires cas. Malgré l'ensemble de ces imprécisions, on obtient une mesure du module d'Young cohérente avec les valeurs publiées utilisant différents types de mesures pour des couches minces de GaN [22, 37].

De la même manière, on déduit de ces mesures les valeurs de contraintes résiduelles en tension. Ces valeurs varient de 75 à 300 MPa suivant les échantillons, correspondant aux fréquences de 175 kHz à 315 kHz respectivement (Figure 42). Il est important de rappeler que la valeur de contrainte axiale uniforme est un équivalent de la contrainte répartie sur tout le volume de la poutre, et que la contrainte réelle de la poutre n'est pas nécessairement uniforme, notamment au niveau des encastremets. Sur cette figure sont reportés les résonateurs ayant une largeur de 20 ou 40 μm, et une longueur de 400 μm, et des résonateurs de dimensions légèrement différentes ayant le même comportement (520 μm x 40 μm, 390 μm x 20 μm, 380 μm x 20 μm, 450 μm x 20 μm). Ces dimensions différentes entraînent une fréquence de résonance différente, mais la valeur de contrainte obtenue est sensiblement la même.

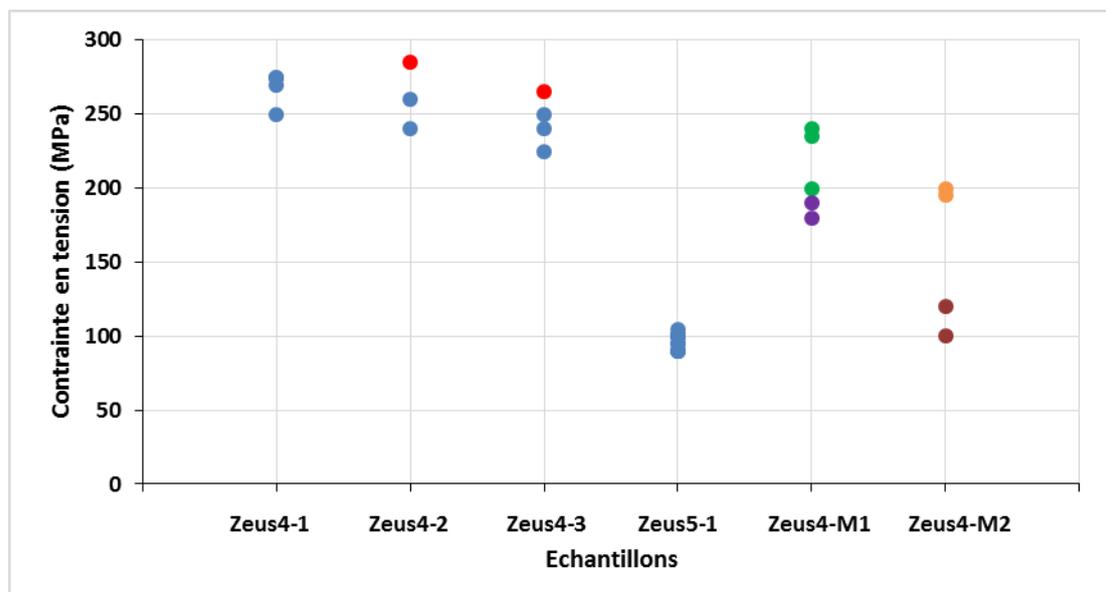


Figure 42 : Contrainte mécanique axiale en fonction des échantillons, évaluée à partir des fréquences de résonance. Les points rouges des échantillons Zeus4-2 et Zeus4-3 correspondent à des résonateurs orientés perpendiculairement aux autres. Les échantillons Zeus4-M1 et Zeus4-M2 sont sciées en plusieurs morceaux reportés de couleurs différentes.

Pour un même échantillon, les valeurs de contrainte des résonateurs provenant d'une même plaquette varient généralement de moins de 10 %, ce qui peut s'expliquer par la non-uniformité de la contrainte sur l'ensemble de la plaquette lors de la croissance. Il y a cependant deux types de contre-exemples important à noter. Tout d'abord, parmi les six échantillons étudiés, deux d'entre eux (Zeus4-M1 et Zeus4-M2) ont été sciés en morceaux de surface inférieure à 10 mm², contenant un ou plusieurs résonateurs afin de pouvoir les mettre en boîtier par la suite. Dans ce cas, le substrat peut se déformer afin de relaxer la contrainte. Cela induit une diminution de la contrainte en tension suivant les dimensions du morceau. Pour différents résonateurs sur un même morceau la contrainte ne varie que de l'ordre de 10%, ou jusqu'à 20% pour des morceaux les plus grands. Pour ces morceaux plus grand, la différence s'explique car la contrainte sur le bord et au centre du morceau n'est plus identique. Cependant, d'un morceau à l'autre la valeur de contrainte peut passer du simple au double. L'autre contre-exemple correspond à deux échantillons (Zeus4-2 et Zeus4-3) pour lesquels un des résonateurs était orienté perpendiculairement aux deux et trois autres. La contrainte mesurée dans les résonateurs dont l'orientation est différente présente une augmentation de contrainte d'environ 15 % par rapport à la contrainte moyenne des autres résonateurs avec une contrainte de 285MPa et 265MPa contre des moyennes de 250MPa et 230MPa respectivement. Cela est étonnant puisque l'ensemble des propriétés mécaniques (modules d'Young, coefficients de Poisson, coefficients de dilatation) du GaN et du silicium selon la direction du plan sont identiques. En effet, la propriété selon une direction s'obtient par combinaison linéaire des propriétés suivant les directions des axes de la maille. Or ces mailles cristallines présentent la même propriété pour les deux directions formant le plan étudié. Cette différence est attribuée au fait que la maille du GaN est hexagonale, et la croissance du matériau suivant une des mailles du cristal ou dans une direction diagonale à la maille doit générer des contraintes différentes, et crée ainsi une anisotropie dans le plan. On peut donc s'attendre à trois axes formant un angle de 60° entre eux avec une contrainte en tension maximale et trois axes, décalé de 30° par rapport aux précédents avec une contrainte minimale.

Afin de déterminer précisément la contrainte en tension, il est plus favorable d'utiliser les modes d'indice faible, puisque dans le cas des modes élevés, l'effet de la contrainte devient négligeable devant l'effet du module d'Young. Pour nos résonateurs, le terme $\frac{\sigma AL^2}{2E_{eff}l}$ varie entre 70 et 330. Pour ces valeurs, utiliser le terme γ'_n sans tenir compte de sa diminution due aux fortes contraintes entraînerait une sous-estimation de la contrainte pouvant dépasser les 10 % pour le fondamental (voir Figure 23). Les valeurs de contraintes sont également trop faibles pour utiliser la formule analytique approchée des fortes contraintes. Il faut donc utiliser les valeurs exactes obtenues par résolution numérique de l'équation caractéristique pour limiter les erreurs pour les premiers modes.

Un résonateur de dimensions 400 μm x 10 μm de l'échantillon Zeus4-1 et un autre de dimension 520 μm x 20 μm de l'échantillon Zeus5-1 présentent une contrainte obtenue à partir des fréquences de résonance plus faible que pour les dimensions reportées précédemment. Ce premier résonateur possède une contrainte de 235 MPa alors la contrainte des autres résonateurs est située entre 250 et 275 MPa, et le second résonateur possède une contrainte de 60 MPa alors que la contrainte des autres résonateurs est située entre 90 et 105 MPa. Le rapport longueur/largeur des poutres devient supérieur à 25. Lorsque les poutres sont formées, elles sont libres de se dilater selon la largeur si la largeur est suffisamment faible devant la longueur, et à une distance minimale des encastremets. Or lorsqu'un matériau se déforme selon une direction, il a tendance à se déformer

selon les autres directions, ce qui est traduit par le coefficient de Poisson ν . Ainsi la dilatation latérale devrait diminuer la longueur de la poutre, mais puisque cette longueur est fixée, une compression axiale est créée. Ainsi on rappelle que dans le cas d'une poutre de longueur très grande devant la largeur et en négligeant les effets au niveau des encastremets, la contrainte axiale est égale au produit de la contrainte biaxiale par $1-\nu$. Une des explications possibles de cette contrainte plus faible provient de cet effet, alors que pour les rapports longueur sur largeur plus faibles la poutre n'est pas parfaitement relaxée latéralement. Cependant, il devient étonnant de mesurer les mêmes valeurs pour les poutres de dimensions $400 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$ et $400 \mu\text{m} \times 40 \mu\text{m}$, et le coefficient de Poisson du GaN est seulement d'environ 0,2 [22, 88]. On peut toutefois noter que le résonateur de dimension $450 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$ de l'échantillon Zeus4-2, ainsi que le résonateur identique de l'échantillon Zeus4-3 présentent le minimum de contrainte parmi ces échantillons. Pour l'échantillon Zeus4-2, ce minimum est de 240 MPa et égale la valeur obtenue pour un résonateur de dimensions $390 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$, mais dont la faible valeur pourrait s'expliquer par la non-homogénéité de la contrainte sur l'échantillon. Une deuxième explication pourrait provenir de l'effet de l'air. En effet, il est connu que l'air peut agir comme une augmentation de la masse effective de la poutre et diminuer ainsi sa fréquence de résonance [57]. Ces poutres possèdent un rapport entre leur surface de contact avec l'air et leur volume, qui est proportionnel à leur masse, plus élevé et donc plus sensible à l'effet de l'air. Cette diminution de fréquence serait alors traduite comme un effet de diminution de la contrainte axiale équivalente. Une autre possibilité est liée au fait que ces poutres à fort rapport longueur sur largeur sont plus sensibles aux états de surface au niveau de leurs flancs latéraux. Ces flancs orthogonaux au plan de la plaquette sont produits lors de la gravure du GaN, et il est envisageable qu'ils provoquent une diminution des fréquences de résonance de manière semblable à une diminution d'une contrainte axiale uniforme équivalente. Enfin il reste possible que ces deux résonateurs aient été fabriqués par hasard sur une zone de plus faible contrainte. Pour conclure sur ces résonateurs à fort rapport longueur sur largeur, il semble que cela diminue la valeur calculée de la contrainte en tension obtenue à partir des fréquences de résonance, mais des mesures sur un plus grand nombre de résonateurs sont nécessaires afin de valider cet effet et de comprendre son origine.

De manière opposée au paragraphe précédent, deux résonateurs de l'échantillon Zeus4-1 possèdent des dimensions de $120 \mu\text{m} \times 40 \mu\text{m}$. Les fréquences de résonance des deux premiers modes ont été mesurées. Tenter de modéliser ces résonateurs sous la forme de poutres avec une contrainte uniforme n'est pas possible, ou bien il faudrait une valeur de contrainte différente pour les différents modes de résonance, et bien plus élevée que celle des autres résonateurs de l'échantillon. En effet ces contraintes seraient supérieures à 350 MPa pour le fondamental, alors que pour les autres résonateurs du même échantillon cette valeur est au maximum de 275 MPa. Il est fort probable que les fréquences de résonance correspondent à des modes de plaque, et que la contrainte soit loin d'être uniforme à cause de l'importance des encastremets comparés aux dimensions de la poutre. Il n'est d'ailleurs pas étonnant d'obtenir une valeur de contrainte axiale uniforme équivalente plus élevée car ces résonateurs sont beaucoup moins libres de se dilater selon leur largeur, et la contrainte en tension axiale devrait donc être plus proche de la contrainte en tension biaxiale de la plaquette.

Il est possible de comparer la valeur de contrainte en tension obtenue par les mesures de fréquence avec un paramètre donné par le fabricant : la flèche de la plaque qui correspond à la déflexion de la plaque entre son centre et ses extrémités. En effet, la contrainte biaxiale d'une plaque peut être exprimée en fonction du rayon de courbure de la plaque par la formule de Stoney,

et le rayon de courbure peut s'obtenir à partir de la flèche. Pour cela, on suppose que tous les diamètres de la plaquette a la forme d'un arc de cercle identique (Figure 43).

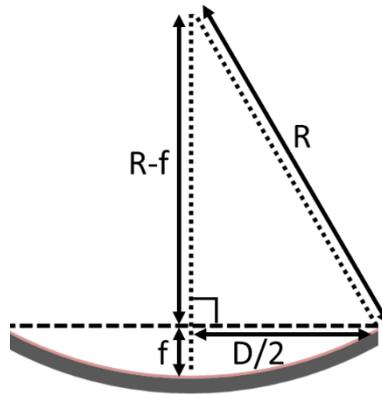


Figure 43 : Schéma d'une plaque de silicium avec un film de GaN en tension. R désigne le rayon de courbure, f la flèche et D le diamètre de la plaque en supposant la flèche faible devant le diamètre de la plaque.

En appliquant le théorème de Pythagore, et en négligeant la flèche f devant le diamètre de la plaque D , on obtient le rayon de courbure R :

$$R = \frac{D^2}{8f} \quad \text{Équation 95}$$

La formule de Stoney est [89] :

$$\sigma = \frac{E_s}{6(1-\nu_s)} \frac{e_s^2}{e_f} \frac{1}{R} \quad \text{Équation 96}$$

où E_s , ν_s , e_s désignent le module d'Young, le coefficient de Poisson et l'épaisseur du substrat respectivement, et e_f désigne l'épaisseur du film déposé. Cette formule suppose l'absence de déformation, soit un rayon de courbure infini, du substrat avant le dépôt du film. En réalité, il faut considérer la différence des inverses des rayons de courbure avant et après dépôt. La flèche donnée par le fabricant est de 10 à 50 μm pour des substrats silicium de quatre pouces et 550 μm d'épaisseur. On en déduit une contrainte biaxiale de 50 à 250 MPa. Cela devrait créer des contraintes axiales dans les poutres plus faibles que celles mesurées à partir des fréquences de résonance. Il s'agit de valeurs moyennes pour l'ensemble de la plaque, les écarts pourraient donc en partie provenir d'inhomogénéité de la contrainte. Il est possible que les plaques de silicium utilisées initialement aient une courbure négative afin de diminuer la valeur de la flèche des plaques après la croissance du GaN. Ainsi la contrainte présente dans le film serait supérieure à celle calculée.

4.1.1.2 Facteur de qualité

Les amplitudes d'actionnement en fonction de la fréquence correspondent à des racines carrées de fonction lorentzienne avec une grande précision. L'amplitude d'actionnement théorique est proportionnelle au facteur de qualité, donc avant d'étudier les amplitudes obtenues, l'analyse des facteurs de qualité est effectuée. Afin de déterminer les facteurs de qualité, un ajustement de fonction lorentzienne est effectué pour le carré de l'amplitude de vibration. Par exemple, les mesures optiques et l'ajustement de courbe pour le résonateur de l'échantillon Zeus4-1 qui était présenté Figure 41 sont données Figure 44.

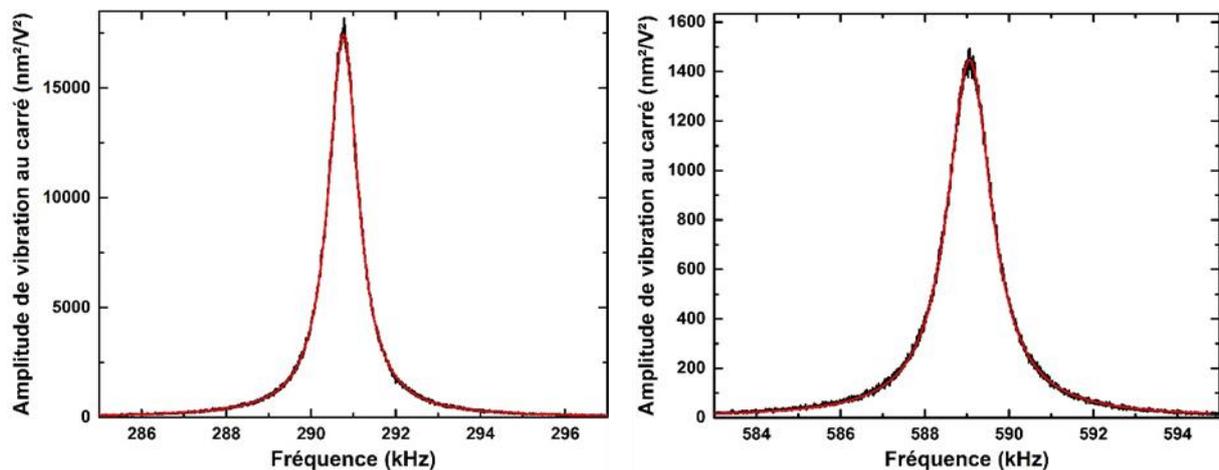


Figure 44 : Amplitude de résonance au carré. Modes 1 et 2 d'un résonateur de l'échantillon Zeus4-1. Les facteurs de qualité sont respectivement 338 et 459. En noir : mesure expérimentale. En rouge : ajustement de courbe par une fonction lorentzienne.

Les facteurs de qualité varient entre 150 et 1150, les valeurs les plus élevées étant obtenues pour les modes et fréquences de résonance plus élevés. Cette augmentation du facteur de qualité est globalement en accord avec la dissipation visqueuse due à l'air (partie 2.3.3.1.1). Cependant, l'étude de ces facteurs de qualité en fonction de la contrainte et des dimensions met en évidence certains effets qui ne peuvent pas s'expliquer par le simple effet de l'air.

Les facteurs de qualité mesurés pour des résonateurs de longueur 400 μm et de largeur 20 μm et 40 μm sont reportées Figure 45 en fonction de la fréquence. Sur ce graphique, sont réunies des mesures provenant des échantillons Zeus4-1, Zeus5-1, Zeus4-M1 et Zeus4-M2. Pour le mode fondamental, aucune différence de facteur de qualité apparaît entre les résonateurs libérés par gravure par face arrière et ceux libérés par face avant ne disposant qu'une faible distance entre la poutre et le substrat. Il est ainsi mis en évidence l'absence d'effet de « squeeze damping » à pression atmosphérique pour le mode fondamental. Utiliser l'expression théorique du facteur de qualité pour une dissipation due à l'air liée à cette faible épaisseur (Équation 44) donne des valeurs de l'ordre de la dizaine. En effet, utiliser ce modèle ou le modèle moléculaire pour les pressions trop élevées est incorrect puisqu'il ne correspond pas à la physique d'un fluide visqueux. On rappelle que le modèle de dissipation visqueuse [57] assimilant la poutre à un ensemble de sphères, donne l'expression

suivante : $Q_{visqueux} = \frac{f_n \rho_w L e}{3 \mu R (1 + R/\delta)}$ avec $\delta = \sqrt{\frac{\mu R_0 T}{M_{fluide} P \pi f_n}}$ (Équation 42). Ce modèle est confronté

aux mesures expérimentales. Sur le graphique sont également tracées à titre indicatif les valeurs théoriques du facteur de qualité en utilisant cette expression avec un rayon de 67 μm pour la largeur 20 μm et de rayon 95 μm pour la largeur 40 μm . Il apparaît que pour nos fréquences de résonance, l'épaisseur de la couche limite δ est comprise entre 2 et 10 μm , ce qui est faible devant les rayons des sphères utilisées pour modéliser les poutres. Ainsi le facteur de qualité évolue en racine carrée de la fréquence et est inversement proportionnel à R^2 . Ainsi, les variations de R ont un impact important sur le facteur de qualité. Par exemple, utiliser $R=30 \mu\text{m}$ pour les poutres de 20 μm de largeur donne des facteurs de qualité quatre fois plus élevés que ceux mesurés. Il apparaît donc que ce rayon est loin d'être assimilable à la largeur, et encore moins à l'épaisseur de la poutre. Il est probable que cela soit dû aux grands rapports entre les différentes dimensions des poutres et notamment leur grande longueur. Il est tout de même important de remarquer que le passage de 20 μm à 40 μm double la section de la poutre, et cela induit une multiplication du rayon des sphères

par un facteur proche de $\sqrt{2}$ puisque $67\sqrt{2} \approx 95$. Ainsi les deux courbes des facteurs de qualité théorique due à la viscosité sont superposées. Il semble que l'augmentation de largeur a une influence négligeable sur le facteur de qualité pour le premier mode, ce qui est en accord avec une dissipation liée à la viscosité de l'air pour des sphères liées à la section des poutres.

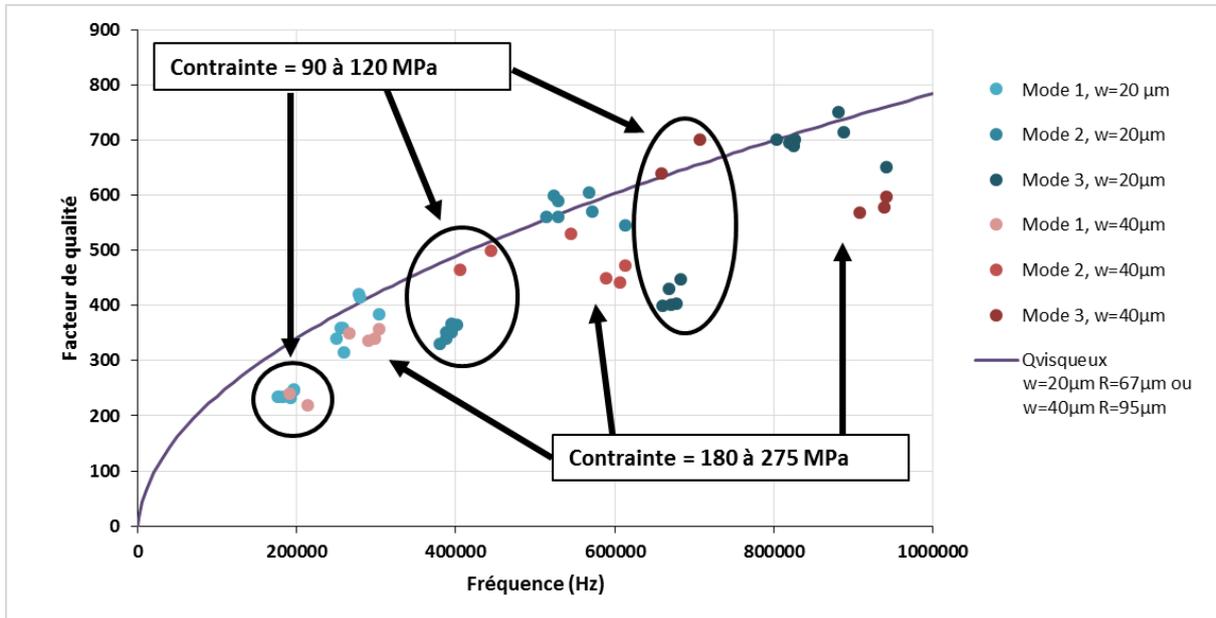


Figure 45 : Facteur de qualité mesuré en fonction de la fréquence pour les résonateurs de longueur $400 \mu\text{m}$. Les résonateurs de largeur $20 \mu\text{m}$ sont présentés en différentes nuances de bleu, et les résonateurs de largeur $40 \mu\text{m}$ sont présentés en différentes nuances de rouge pour les trois premiers modes. Les facteurs de qualité théoriques pour une poutre modélisée par un ensemble de sphères équivalentes de rayon $67 \mu\text{m}$ est tracé pour les résonateurs de largeur $20 \mu\text{m}$, et de même pour un rayon de $95 \mu\text{m}$ pour la largeur $40 \mu\text{m}$. Deux groupes de valeurs de contrainte en tension sont mis en évidence.

Il apparaît que l'évolution du facteur de qualité en fonction de la largeur pour les modes de résonance supérieurs ou égal à 2 est de sens opposé suivant les valeurs de contrainte en tension. Pour nos résonateurs possédant des contraintes les plus faibles, comprises entre 90 et 120 MPa, les résonateurs de largeur $20 \mu\text{m}$ ont des facteurs de qualité beaucoup plus faibles que celui auquel on s'attend pour une dissipation liée à la viscosité de l'air. Un second phénomène dissipatif doit donc avoir un effet sur le facteur de qualité. Puisque les résonateurs possédant une largeur de $40 \mu\text{m}$ ne semblent pas affectés par ce second phénomène dissipatif, il doit s'agir d'un phénomène ayant un fort impact en fonction de la largeur. Le seul phénomène dissipatif de ce type est celui lié aux états de surface, qui sont d'ailleurs influencé par la présence de l'air. Cela sera confirmé par les mesures sous vide. Pour les mesures à l'air pour les résonateurs de plus faible contrainte en tension, le facteur de qualité diminue presque de moitié pour le troisième mode de résonance, alors que le rapport volume sur surface évolue peu étant donné la faible épaisseur. Cela suggère que la majorité de la dissipation provient des surfaces latérales des poutres, correspondant aux flancs créés lors de la gravure du GaN. Il s'agit donc d'une des étapes de fabrication les plus critiques concernant les performances des résonateurs.

Pour les résonateurs ayant une contrainte en tension comprise entre 180 et 275 MPa, l'effet inverse se produit : l'augmentation de la largeur augmente le facteur de qualité pour les modes supérieurs ou égal à 2. Le facteur de qualité lié aux effets de surface croît proportionnellement à la fréquence au carré pour une augmentation de contrainte, et cet effet doit donc devenir négligeable

devant la dissipation visqueuse. Il est possible que ces résonateurs soient en partie limités par des pertes aux ancrages ou un léger effet de « squeeze damping », puisque les trois points de facteur de qualité les plus faibles pour une largeur de 40 μm , et le point de facteur de qualité le plus faible pour une largeur de 20 μm , pour les modes 2 et 3, correspondent aux échantillons libérés en face avant. En effet, ce faible espacement entre la poutre et la base du substrat devrait provoquer une augmentation des pertes dues aux ancrages.

Les facteurs de qualité de cinq résonateurs de longueur 520 μm de l'échantillon Zeus5-1 pour les trois premiers modes sont reportés Figure 46. Les quatre résonateurs qui ont des fréquences plus élevées que le cinquième ont une contrainte en tension comprise entre 90 et 105 MPa et une largeur de 40 μm , tandis que ce cinquième a une largeur de 20 μm et une contrainte de 60 MPa qui a été discutée dans la sous-section précédente.

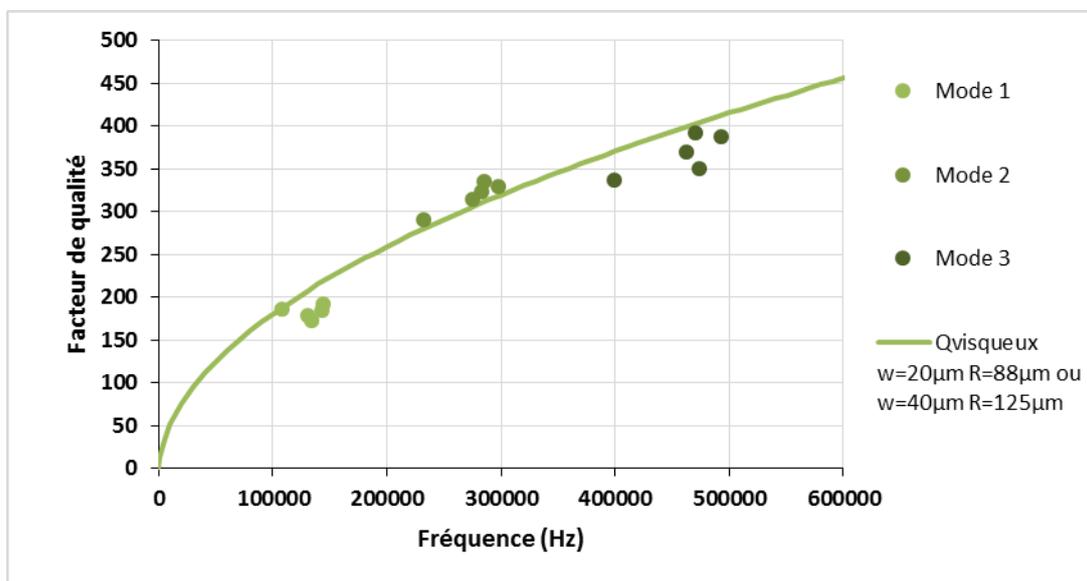


Figure 46 : Facteur de qualité en fonction de la fréquence pour des résonateurs de longueur 520 μm pour les trois premiers modes. Le résonateur de plus faible fréquence a une largeur de 20 μm et les quatre autres ont une largeur de 40 μm . Le facteur de qualité due à la viscosité de l'air est également tracé pour un rayon de sphères équivalentes de 125 μm pour une largeur de 40 μm , qui correspond également à un rayon de 88 μm pour une largeur de 20 μm .

Les facteurs de qualité obtenus pour cette largeur de 20 μm semblent suivre la courbe du facteur de qualité théorique obtenu pour une largeur de 40 μm et un rayon de sphères équivalentes de 125 μm . Cela confirme que le rayon des sphères évolue proportionnellement à la racine carrée de la largeur, avec une section équivalente probablement proportionnelle à la section des poutres. Pour les poutres de largeur 40 μm , on passe d'un rayon équivalent de 95 μm pour des poutres de longueur 400 μm à un rayon équivalent de 125 μm pour la longueur 520 μm . Le rayon équivalent de ces sphères paraît donc proportionnel à la longueur de la poutre. Pour nos résonateurs, le facteur de qualité est donc proportionnel à $\sqrt{f_n}/L$ et indépendant de la largeur, et probablement indépendant de l'épaisseur (hormis par l'effet de l'épaisseur sur la fréquence de résonance) puisque l'impact de la largeur semble provenir d'un impact de la section. Cependant, puisque tous les résonateurs étudiés possèdent la même épaisseur, l'absence d'impact de l'épaisseur reste à démontrer. Un facteur de qualité lié à la viscosité ayant un impact en $\sqrt{f_n}/L$ se retrouve dès 1968 dans l'expression de Newell [58] mais pour celui-ci il y a également un impact de l'épaisseur, et un effet proportionnel à la largeur

que l'on ne retrouve pas dans nos mesures. L'expression théorique du facteur de qualité utilisée avec un rayon de sphères équivalentes a l'avantage d'inclure un paramètre qui montre un bon accord avec nos mesures. Cette modélisation s'applique mieux pour des poutres dont le rapport longueur sur largeur est proche de 1, ce qui peut expliquer nos très grandes valeurs de R par rapport à la section des poutres. Cette augmentation de R proportionnellement à la longueur avait déjà été remarquée dans la publication énonçant cette formule théorique [57].

Les deux résonateurs de dimensions $120 \mu\text{m} \times 40 \mu\text{m}$ possèdent des facteurs de qualité étrangement faibles, avec une diminution du facteur de qualité pour le deuxième mode (Figure 47). Ces deux résonateurs proviennent de l'échantillon Zeus4-1.

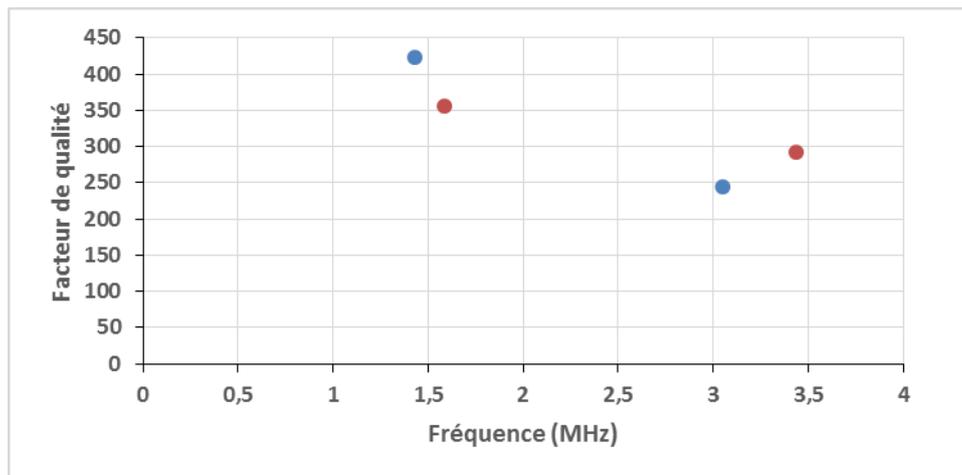


Figure 47 : Facteur de qualité en fonction de la fréquence pour les deux résonateurs de dimensions $120 \mu\text{m} \times 40 \mu\text{m}$ pour les deux premiers modes.

Ces facteurs de qualité ne peuvent pas s'expliquer par les pertes liées à la viscosité de l'air. Une possibilité serait les pertes liées aux ancrages mais on devrait alors s'attendre à une augmentation du facteur de qualité pour les modes plus élevés au lieu de la diminution observée. Il est tout de même possible que ces pertes soient prépondérantes pour le premier mode. Les autres phénomènes dissipatifs qui peuvent expliquer cet effet sont les pertes liées aux surfaces et à la présence d'électrodes, les autres types de phénomènes dissipatifs donnant des valeurs théoriques du facteur de qualité supérieur de plusieurs ordres de grandeur. Il est bien plus probable que la dissipation soit principalement due aux effets de surface puisque cela apparaît déjà pour les autres résonateurs du même échantillon, et le volume des électrodes est très faible devant celui de la poutre qui possède une tension en contrainte. La diminution du facteur de qualité pour l'augmentation du mode s'explique alors par la diminution de l'impact de la contrainte. En effet, le terme $\frac{\gamma_n' \sigma AL^2}{12E_{ef}l}$ vaut 2 pour le premier mode, contre environ 1 pour le deuxième mode, ce qui donne une diminution théorique du facteur de qualité d'un facteur 1/3 s'il devait être indépendant de la fréquence et du mode en absence de contrainte ($Q_2 = 2Q_1/3$). Il est également possible que ces résonateurs comportent des défauts qui diminuent leur facteur de qualité, sachant qu'il a déjà été montré précédemment que ces deux résonateurs ne se comportent pas comme des poutres vibrantes idéales à contrainte uniforme.

Les échantillons Zeus4-2 et Zeus4-3 présentent les résonateurs possédant les facteurs de qualité les plus élevés obtenus à pression atmosphérique (Figure 48). On note que les deux résonateurs « A3 » sont ceux dont l'orientation est perpendiculaire aux autres. Ces facteurs de qualité s'expliquent par des pertes liées aux surfaces plus faibles pour ces échantillons que pour les autres. Cela suggère une meilleure qualité de la gravure du GaN pour ces deux échantillons que pour les autres, malgré des procédés de gravure identiques. Pour les modes supérieurs à 3, ces effets ne sont plus négligeables car la contrainte en tension n'est plus suffisante pour augmenter le facteur de qualité par l'ajout d'énergie. La contribution des effets de l'air et de ces pertes de surface devrait induire une stagnation du facteur de qualité, puis une légère diminution pour les modes encore plus élevés. Ce phénomène théorique est proche de l'évolution du facteur de qualité obtenu expérimentalement pour nos résonateurs.

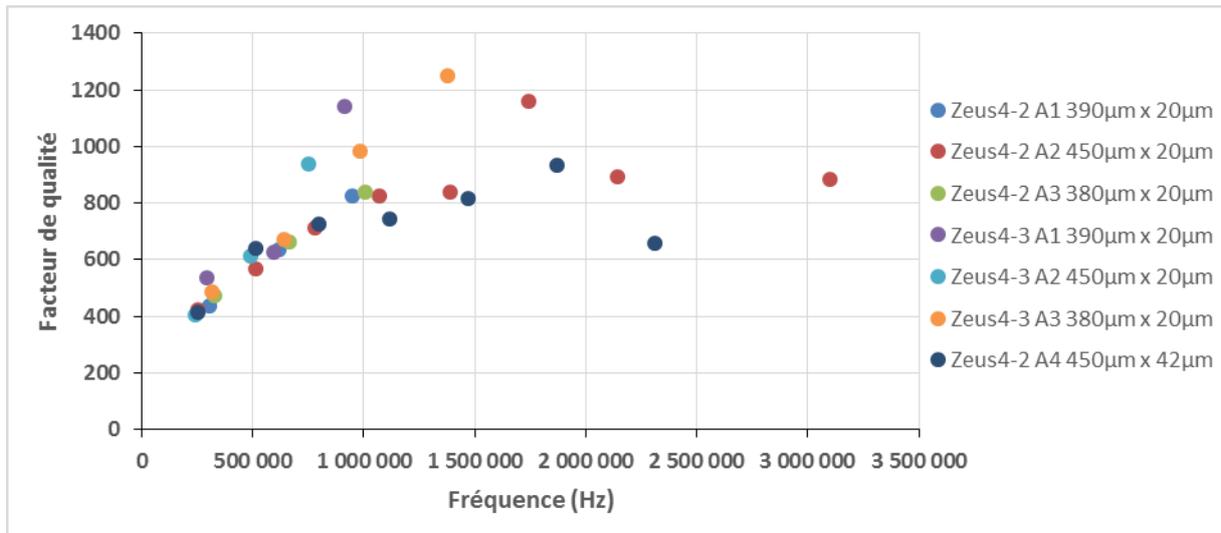


Figure 48 : Facteur de qualité en fonction de la fréquence pour les résonateurs des échantillons Zeus4-2 et Zeus4-3.

Pour conclure, le facteur de qualité est limité par les effets de la viscosité de l'air pour les premiers modes de résonance, puis le phénomène de pertes liées aux surfaces a un impact du même ordre de grandeur jusqu'à devenir prépondérant pour les modes de résonance les plus élevés. Nos résonateurs sont destinés à être utilisés sous vide, ce qui supprime totalement l'effet de l'air et permet d'atteindre des facteurs de qualité bien plus élevés, notamment pour les premiers modes de résonance.

4.1.1.3 Amplitude de vibration

On rappelle l'amplitude de vibration théorique pour des contacts Schottky donné par l'Équation 69 : $\frac{U_{n,r}}{V} = -\frac{i w_{act}}{2 w} e_{31,eff} \frac{Q_n}{\rho \omega_n^2} \frac{U_n(x_{n,r})}{\int_0^L U_n^2(x) dx} \left(\frac{dU_n}{dx} (L_{act}) \right)$. Pour les actionneurs présentant un diélectrique, il faut ajouter un paramètre d'ajustement présenté dans l'Équation 70.

Il a été vérifié que les amplitudes de vibrations sont proportionnelles à la tension appliquée. Pour les mesures à l'air, on se limite à une tension électrique sinusoïdale de 0,1 V pour l'ensemble des mesures effectuées. En effet cela crée un mouvement amplement suffisant pour être détecté. De plus, il est nécessaire de limiter la tension électrique afin d'éviter de claquer les capacités formées

par l'AlGaIn compris entre l'électrode métallique en surface et le gaz d'électrons à deux dimensions. En effet, cette capacité ayant une épaisseur de quelques dizaines de nanomètres, il suffit d'appliquer quelques volts pour atteindre pour atteindre des champs électriques supérieurs à 1 MV/cm et une dizaine de volts pour dépasser le champ électrique critique du matériau. Toutefois, il est possible d'appliquer une tension électrique statique négative élevée, qui va créer une déplétion des électrons dans le gaz à deux dimensions. La polarisation en tension négative, pour laquelle l'actionnement n'est plus possible est égale à la tension de pincement des transistors réalisés sur le même échantillon. Ces tensions de pincement sont toujours inférieures à -4 V pour nos échantillons, donc polariser l'actionneur avec une tension statique de -2 V permettrait d'utiliser des tensions d'excitation sinusoïdales allant jusqu'à 2V. En pratique, l'excitation à l'air est effectuée pour vérifier le bon fonctionnement des résonateurs et déterminer leurs fréquences de résonance avant de les mesurer sous vide, il n'est donc pas nécessaire d'utiliser une tension d'excitation importante. De plus, lors des mesures sous vide, le facteur de qualité est plus élevé, ce qui augmente l'efficacité d'actionnement (Équation 69) et diminue l'amplitude de vibration critique pour laquelle la non-linéarité géométrique apparaît (Équation 93). C'est cette limitation qui induit l'utilisation de faibles tensions d'excitation et non pas le risque de claquage. Pour les mesures à l'air, aucune non-linéarité n'est apparue jusqu'à des tensions d'excitation de 0,3 V. L'excitation lors de ces mesures est générée sous forme de chirps (mot d'origine anglaise signifiant gazouillis), qui sont des signaux ayant un spectre fréquentiel non nul entre deux fréquences choisies et nul ailleurs. Cela permet d'exciter simultanément l'intégralité de cette plage de fréquence. Le spectre fréquentiel n'est pas parfaitement constant en fonction de la fréquence sur les plages de fréquence choisies, ce qui revient à exciter le résonateur avec des tensions d'excitation variables en fonction de la fréquence. Par la suite, on utilisera donc l'amplitude de vibration exprimée en nm/V afin de tenir compte de cette variation. Cela ne limite pas l'analyse des mesures puisque l'amplitude de vibration est proportionnelle à la tension, ce qui a été vérifié expérimentalement.

A partir de la formule théorique, il apparaît que l'amplitude de vibration est proportionnelle à $\frac{Q_n}{f_n^2 L^2}$. Afin de comparer des grandeurs représentatives, l'ensemble des amplitudes de vibration pour le mode fondamental divisées par ce rapport sont présentés Figure 49. Les trois échantillons qui comportent une couche de SiN (Zeus4-3, Zeus5-1 et Zeus4-M1) ont une amplitude de vibration plus faible. Pour ces échantillons, l'amplitude de vibration devrait être théoriquement environ 1,5 fois plus faible que pour les autres échantillons. Cela est effectivement le cas entre les résonateurs les plus performants des échantillons Zeus5-1 et Zeus4-M2. Cependant on observe une large variation des amplitudes mesurées, et les amplitudes mesurées pour les quatre autres échantillons sont plus faibles d'au moins un rapport 2 même pour les résonateurs les plus performants. Il est possible que les épaisseurs d'AlGaIn et de SiN ne soient pas réellement 30 nm et 10 nm respectivement, ce qui modifie rapidement l'amplitude de vibration théorique. En considérant que l' $Al_{0,25}Ga_{0,75}N$ se comporte comme un film mince sur le GaN, son coefficient piézoélectrique effectif attendu $e_{31,eff}$ est d'environ -0,6 C/m². En approchant la fonction modale par celle d'une corde vibrante, la valeur maximale de $\frac{U_n(x_{n,r})}{\int_0^L U_n^2(x) dx} \left(\frac{dU_n}{dx}(L_{act}) \right)$ est $2\pi/L^2$ pour le mode fondamental. Pour des contraintes plus faibles, la valeur maximale de la dérivée normalisée du mode fondamental reste identique et égale (π/L) (Figure 22) tandis que l'intégrale de la fonction modale au carré diminue légèrement, donnant une valeur d'environ 0,40L. Cette expression est donc égale à $2,5\pi/L^2$ en absence de contrainte pour le mode fondamental. L'amplitude de vibration normalisée théorique maximale est donc d'environ $7,8 \cdot 10^3 \text{ nm} \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{Hz}^2 \cdot \text{m}^2$ en absence de diélectrique, et $5,2 \cdot 10^3 \text{ nm} \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{Hz}^2 \cdot \text{m}^2$ en présence de diélectrique.

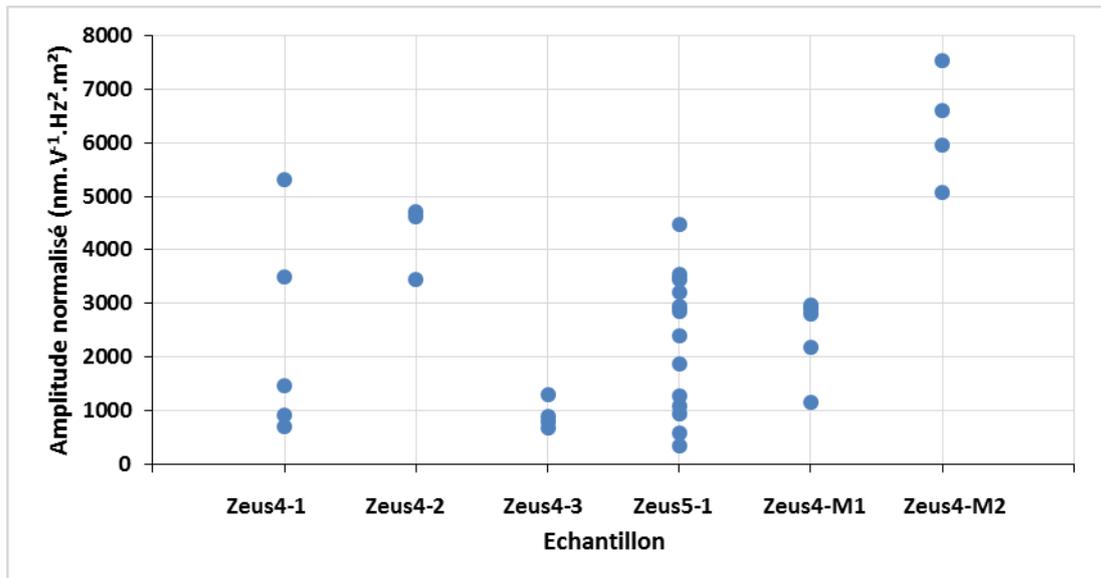


Figure 49 : Amplitude de vibration normalisée pour le mode fondamental en fonction des échantillons. L'amplitude de vibration en nm/V est divisée par $\frac{Q_n}{f_n^2 L^2}$. L'ensemble des résonateurs ont des amplitudes de vibration de l'ordre de la dizaine à quelques centaines de nm/V.

Seuls quelques résonateurs de l'échantillon Zeus4-M2, et un résonateur de l'échantillon Zeus5-1 sont proches des amplitudes optimales théoriques, mais cela est déjà surprenant étant données les hypothèses utilisées pour effectuer le calcul théorique. Pour l'ensemble des mesures, une petite partie des différences pourrait s'expliquer par différentes longueurs d'actionneur qui sont comprise entre un huitième et un cinquième de la longueur de la poutre. Pour le mode fondamental et étant donné les contraintes présentes dans les résonateurs cela ne devrait faire varier les amplitudes de vibration du mode fondamental d'au plus 20 % par la variation de $\frac{dU_n}{dx}(L_{act})$ (Figure 22). Cependant certains résonateurs semblent identiques (mêmes dimensions de la poutre, de l'actionneur, valeurs de fréquence de résonance et de facteur de qualité ayant un écart inférieur à 5 %, et donc contraintes en tension similaires, provenant du même échantillon) ont parfois une amplitude de vibration variant de plus d'un rapport 3. Ces variations d'amplitude de vibration au sein d'un même échantillon sont principalement dues aux inhomogénéités de la qualité de l'AlGaIn en surface servant à l'actionnement ainsi que celles du procédé de fabrication. Il est tout de même remarquable que le résonateur donnant l'amplitude normalisée la plus élevée pour l'échantillon Zeus5-1 a des dimensions de 520 μm x 40 μm avec une électrode d'actionnement correspondant à un cinquième de la longueur de la poutre. Cette longueur d'électrode est proche de la longueur optimale de l'électrode pour la valeur de contrainte pour la contrainte uniforme de 100 MPa obtenu pour ce résonateur à partir de sa fréquence de résonance. Cela permet d'atteindre une amplitude de vibration de 155 nm/V pour une fréquence de résonance de 143 700 Hz pour un facteur de qualité de 190. Pour la majorité des autres résonateurs de cet échantillon, l'électrode d'actionnement est plus courte, ce qui devrait diminuer leur efficacité d'actionnement pour le mode fondamental. De manière générale, on observe une augmentation de l'amplitude de vibration normalisée en fonction des modes, ce qui s'explique par l'augmentation de $\frac{dU_n}{dx}$ (Figure 22). Cela est illustré par la Figure 50 qui présente les amplitudes de vibration normalisées pour l'ensemble des résonateurs de l'échantillon Zeus5-1 pour les trois premiers modes. Les résonateurs de l'échantillon Zeus5-1 possédant des électrodes d'actionnement de longueur égale à un huitième de la longueur de la poutre, l'amplitude de vibration normalisée des modes 2 et 3 ont une valeur plus élevée. A l'inverse, les résonateurs ayant des électrodes d'actionnement de longueur égale à un cinquième de la

longueur de la poutre possèdent les amplitudes de vibration normalisée du mode 3 les plus faibles. Cela suit la théorie puisque dans le premier cas l'extrémité de l'électrode d'actionnement est située à proximité de points d'inflexion de ces modes, qui correspondent à un maximum de $\frac{dU_n}{dx}$, et dans le second cas cet extrémité est proche d'un nœud du mode 3, ce qui correspond à une valeur quasi nulle de $\frac{dU_n}{dx}$ (Figure 22). L'amplitude normalisée étant multipliée par la fréquence de résonance au carré, on observe globalement une diminution des amplitudes de vibration non normalisées pour les modes plus élevés. La corrélation entre les amplitudes de vibration, la contrainte en tension et la longueur des électrodes semble suivre la théorie, au moins pour les résonateurs présentant les meilleures performances.

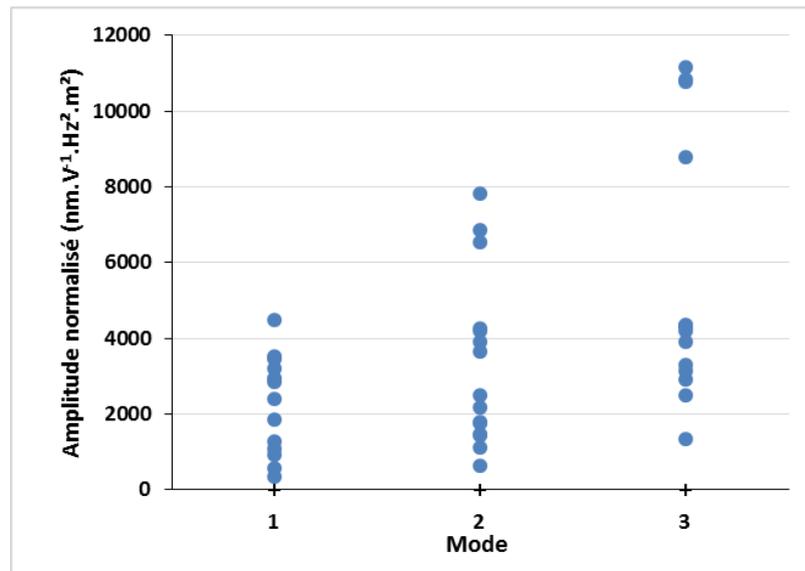


Figure 50 : Amplitude de vibration normalisée des résonateurs de l'échantillon Zeus5-1 pour les trois premiers modes.

Les plus faibles valeurs d'amplitude de vibration pour certains résonateurs peuvent s'expliquer par plusieurs phénomènes distincts, et en réalité probablement une combinaison de ceux-ci. Tout d'abord, l'amplitude théorique suppose un champ électrique parfaitement vertical et uniforme avec un potentiel constant dans l'ensemble du gaz d'électrons et l'électrode. De plus, on suppose que l'actionneur est équivalent à une capacité parfaite. Il est possible que dans certains cas un courant existe, notamment dû aux dislocations présentes dans le matériau. La valeur du courant au niveau des électrodes d'actionnement n'a pas été relevée mais il est arrivé que des transistors présentent des courants de fuite au niveau de la grille, qui est réalisée lors de la même étape de fabrication que l'électrode d'actionnement. De plus on suppose que l'AlGaIn se comporte comme un film mince sur une couche de GaN qui ne se déforme pas. En réalité, il est probable qu'un champ électrique soit également créé dans le GaN, et si on considère que le GaN se déforme, le coefficient piézoélectrique effectif de la couche d'AlGaIn $e_{31,eff}$ devrait diminuer en valeur absolue, jusqu'à une valeur d'environ $-0,4 \text{ C/m}^2$, au lieu de $-0,6 \text{ C/m}^2$ utilisé pour les calculs. Il est également possible que des défauts localisés impliquent une diminution du coefficient piézoélectrique et donc une amplitude de vibration plus faible pour certaines poutres. Qui plus est, on suppose que la poutre possède des encastremets idéaux avec une contrainte en tension uniforme et on néglige l'effet des électrodes métalliques pour déterminer les modes de résonance en utilisant un modèle en une dimension.

Finalement, les amplitudes de vibration mesurées à pression atmosphérique sont en accord avec la théorie de l'actionnement pour les résonateurs les plus performants. On obtient dans tous les cas le bon ordre de grandeur bien que le modèle utilisé soit grandement simplifié. Un collègue a également réalisé quelques simulations par éléments finis de ce système d'actionnement, qui donnent un bon accord avec le modèle analytique utilisé.

4.1.2 Détection électrique et mesures sous vide

4.1.2.1 *Caractéristique statique des transistors*

Avant d'effectuer des mesures de détection électrique de la vibration des poutres, les caractéristiques statiques des transistors sont mesurées. Cela permet de connaître la tension de grille donnant le maximum de transconductance et par conséquent la polarisation statique à utiliser préférentiellement pour la transduction électromécanique. Les caractéristiques typiques d'un transistor sur la poutre sont données Figure 51.

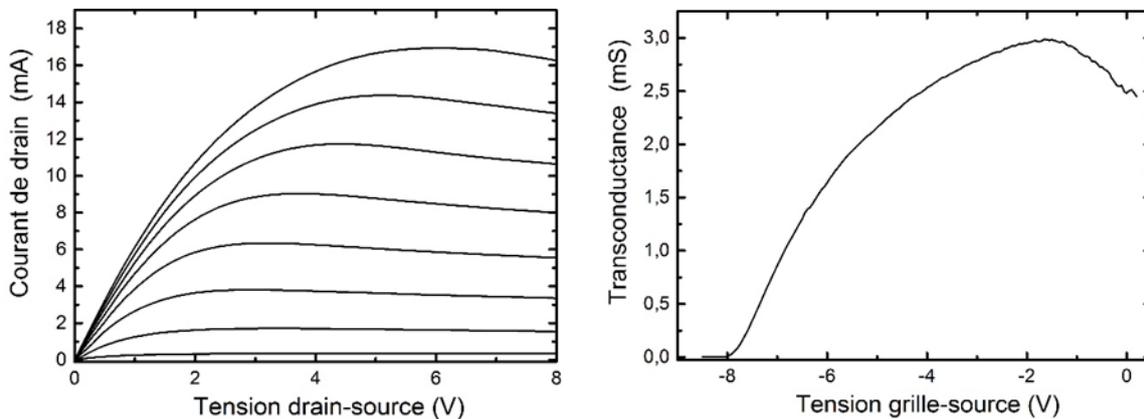


Figure 51 : Caractéristiques typiques d'un transistor AlGaIn/GaN intégré à une poutre vibrante. A gauche, le courant de drain est obtenu pour des tensions grille-source de 0 à -8 V avec un pas de 1V. A droite, la transconductance est mesurée pour une tension drain-source de 6V. Ce transistor provient de l'échantillon Zeus5-1 présenté Figure 50, qui a une largeur de 130 μm et une longueur de grille de 20 μm .

Les transistors mesurés ont une largeur de 20 à 130 μm et une longueur de grille de 0,5 μm à 45 μm , pouvant être orientés dans le sens de la poutre ou perpendiculairement à celle-ci. Les transistors ont un courant de drain normalisé par leur largeur de 75 à 600 mA/mm, les valeurs les plus élevées étant obtenues pour les longueurs de grille les plus faibles. Les transistors AlGaIn/GaN sont « normally ON », c'est-à-dire qu'ils conduisent pour une tension de grille nulle, et la tension de pincement des transistors est négative. Les transconductances maximales sont obtenues pour des tensions grille-source comprises entre 0 et -3 V suivant les transistors. Les transconductances maximales normalisées par leur largeur varient entre 25 et 150 mS/mm avec les valeurs les plus élevées obtenues pour les longueurs de grille les plus faibles.

La présence du diélectrique SiN pour certains échantillons est visible sur les caractéristiques des transistors. En effet, pour les échantillons avec diélectrique la tension de pincement est de -7 à -8 V, et de -4,5 à -6V dans le cas contraire. En effet, le champ électrique appliqué au niveau du gaz d'électrons est plus faible pour une même tension électrique si une couche de diélectrique est

présente. De plus, les courants de grille statiques en présence de diélectrique sont de l'ordre de 0,1 nA ou inférieurs alors qu'ils sont de l'ordre de 1 à 10 nA en son absence.

Les transistors AlGaIn/GaN présentent une décroissance du courant de drain pour des tensions drain-source supérieures à la tension de saturation. Cela est dû à des effets d'échauffement du transistor. Nos transistors sont situés sur des poutres libérées, ce qui diminue fortement la dissipation thermique par rapport à un transistor AlGaIn/GaN sur le substrat car ce dernier agit alors comme radiateur. Il sera montré par la suite que la puissance dissipée peut créer une augmentation locale de la température jusqu'à plusieurs centaines de degrés Celsius pour des puissances de plusieurs dizaines de mW, ces transistors pouvant atteindre une puissance dépassant 100 W/cm².

4.1.2.2 Fréquences et facteurs de qualité sous vide

Les mesures de détection en utilisant le R-HEMT comme transducteur ont majoritairement été réalisées sous vide. En effet, à l'air les amplitudes de vibration sont faibles, et nécessitent une tension d'excitation élevée pour être détectées, et ces composants sont destinés à être utilisés sous vide. Le schéma du montage utilisé pour ces mesures est décrit en [annexe D.3](#), et les bancs sous vide sont décrits en [annexe D.5](#). Pour les mesures réalisées à pression atmosphérique, on retrouve les facteurs de qualité obtenus à l'aide du vibromètre laser, avec une diminution des fréquences principalement due à l'échauffement du transistor. Cette diminution des fréquences de résonance a été analysée pour des accéléromètres et sera présentée en partie 4.2.2.

Pour les mesures sous vide, on observe ce même effet de diminution des fréquences de résonance principalement due à l'échauffement du transistor. Afin de limiter cet effet, la puissance statique du transistor a été limitée, en utilisant des tensions grille-source comprises entre -1 et -3 V, et des tensions drain-source comprises entre 1 et 3 V. Ainsi la puissance consommée par le transistor est de l'ordre de la dizaine de mW.

Des mesures de balayage en fréquence sont effectuées afin déterminer les fréquences de résonance et les facteurs de qualité (Figure 52).

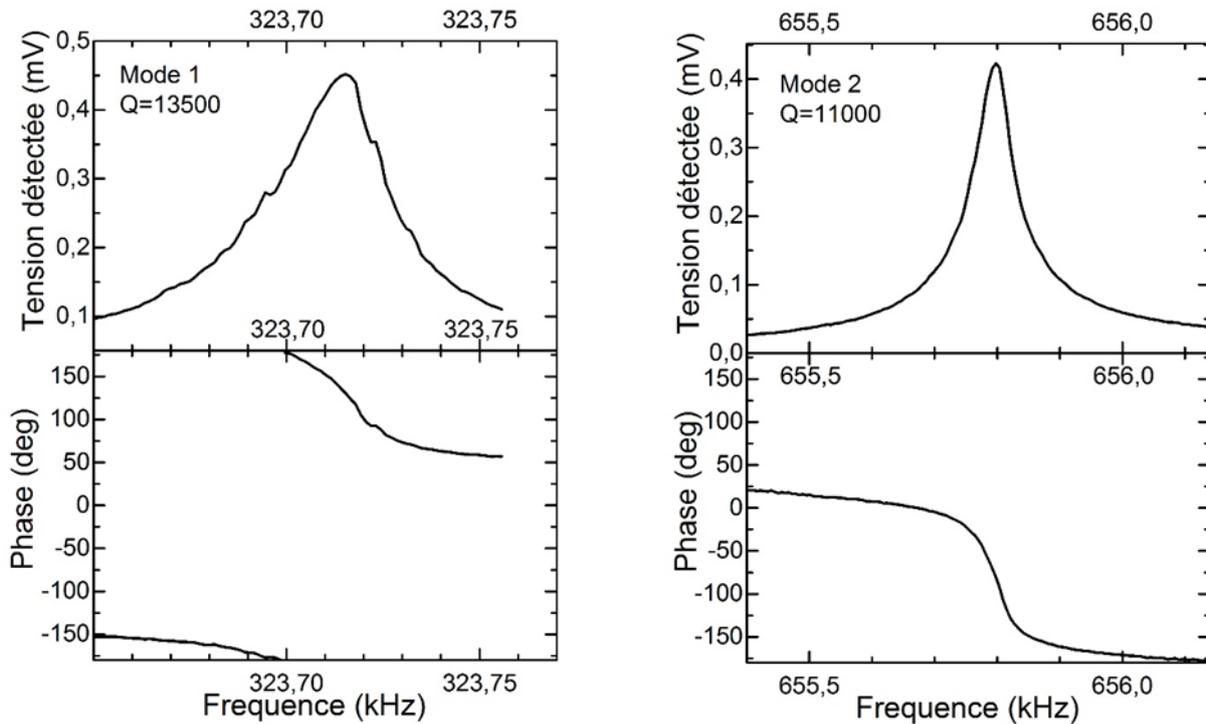


Figure 52 : Tension électrique et phase détectée pour un balayage de la fréquence d'excitation effectué sous vide secondaire. Les deux premiers modes d'un résonateur de l'échantillon Zeus4-2 de dimensions $380 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$ sont présentés pour une tension d'actionnement de 10 mV, une tension drain-source de 6 V et une tension grille-source de -2 V.

Il apparaît un effet de couplage direct entre l'actionneur situé à une extrémité de la poutre et le détecteur situé à l'autre extrémité. Ainsi, pour des fréquences éloignées des différentes fréquences de résonance, il y a une tension détectée parfois non négligeable. Dans cette situation, déterminer les facteurs de qualité peut donner des valeurs différentes suivant les méthodes utilisées. En effet, pour déterminer le facteur de qualité à partir de la largeur à mi-hauteur il faudrait utiliser la moitié de la hauteur du pic dépassant la puissance détectée en dehors de la résonance, plutôt que la moitié de la valeur maximale détectée. Cela revient à effectuer un ajustement de fonction lorentzienne décalée d'une valeur constante. Il est préférable de déterminer le facteur de qualité à l'aide de la dérivée de la phase à la résonance, puisque pour notre application ce sont des variations de phase qui seront mesurés directement, ou bien indirectement via la réalisation d'un oscillateur. La présence du couplage direct peut modifier la valeur de la phase. Cependant, puisque nous travaillons autour d'une fréquence de résonance donnée, la modification de la phase à cause du couplage direct est négligeable devant la variation de phase due à la résonance. Ainsi, en toute rigueur, la pente de la phase en fonction de la fréquence à la résonance n'est pas parfaitement égale à $2Q_n/f_n$ (Équation 34) avec Q_n le facteur de qualité du résonateur, mais correspond exactement à la méthode utilisée pour détecter le décalage en fréquence des accéléromètres. Pour nos résonateurs, les différences de facteurs de qualité obtenus à partir de la dérivée de la phase et à partir de l'ajustement de courbe par une fonction lorentzienne peuvent atteindre 10 %. Pour les facteurs de qualité mesurés les plus élevés, supérieurs à 10 000, les valeurs sont nécessairement approximatives puisque les largeurs à mi-hauteur deviennent de l'ordre de quelques dizaines de Hz. Il est alors nécessaire d'utiliser un grand nombre de points sur un intervalle de fréquence faibles autour de la fréquence de résonance pour obtenir une valeur précise du facteur de qualité. Malheureusement, la fréquence de résonance n'est pas parfaitement fixe et peut fluctuer de quelques Hz, probablement à cause de fluctuations

thermiques, et utiliser un grand nombre de points augmente la durée de mesure de telle sorte que le pic de résonance a le temps de se décaler pendant la mesure. De manière générale, on estime que les facteurs de qualité mesurés présentent une incertitude de l'ordre de 10 %, voire jusqu'à 20 % pour les facteurs de qualité supérieurs à 10 000. Pour mesurer précisément ces facteurs de qualité élevés, il serait possible d'appliquer une excitation constante à la fréquence de résonance puis de mesurer la décroissance exponentielle de l'amplitude lors de l'arrêt de l'excitation. Par ailleurs, la présence du couplage direct crée parfois des phénomènes d'antirésonance : à la fréquence de résonance la puissance électrique détectée diminue. Cela provient du décalage en phase entre le couplage direct et la transduction électromécanique, et le cas de signaux en opposition de phase crée alors une diminution de l'amplitude détectée au lieu d'une augmentation.

Parmi la dizaine de résonateurs testés sous vide avec détection électrique, le facteur de qualité semble croître avec la valeur de la contrainte déduite, et décroît en fonction du mode de résonance. Par exemple, la Figure 53 présente les facteurs de qualité en fonction de la fréquence de trois résonateurs de dimensions proches.

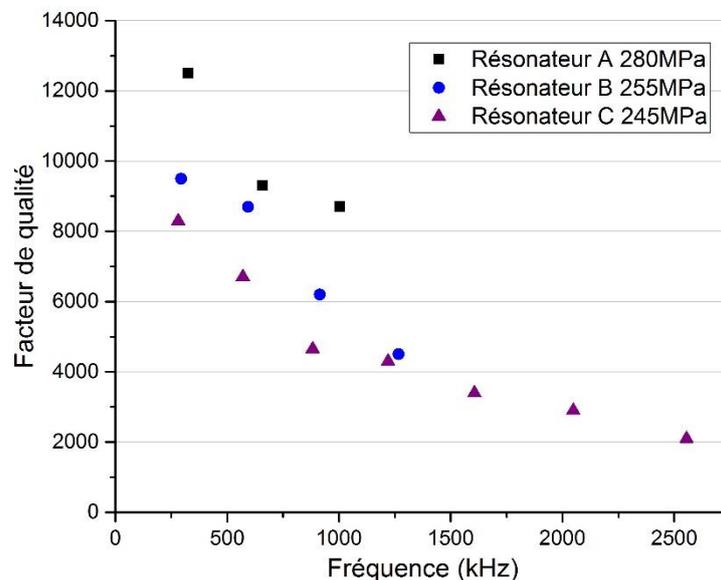


Figure 53 : Facteurs de qualité sous vide en fonction des fréquences de résonance pour trois résonateurs de dimensions $380 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$, $390 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$ et $400 \mu\text{m} \times 40 \mu\text{m}$ pour les résonateurs A, B et C respectivement. Les résonateurs A et B proviennent de l'échantillon Zeus4-2 et le résonateur C provient de l'échantillon Zeus4-1.

Ces facteurs de qualité sont cohérents avec un facteur de qualité intrinsèque constant égale à environ 1500 s'il n'y avait pas de contrainte, à l'exception du mode fondamental. En effet, la contrainte augmente le facteur de qualité en le multipliant par $\left(\frac{f_n(\sigma)}{f_{n0}}\right)^2$. Pour le mode fondamental, cela donnerait un facteur de qualité proche de 20 000. Un autre phénomène dissipatif doit donc également avoir un impact important. Pour ces résonateurs, le facteur de qualité lié à la présence de métal est probablement négligeable étant donné leur faible volume comparé à celui de la poutre, ce qui donnerait des facteurs de qualité attendu supérieurs à 7 000 en absence de contrainte et donc encore supérieurs dans notre cas. La fréquence de transition liée aux pertes thermoélastiques pour une poutre d'épaisseur $1,8 \mu\text{m}$ en GaN est $f_t = 90 \text{ MHz}$, soit bien au-delà de nos fréquences d'utilisation. Pour nos fréquences, le facteur de qualité théorique en absence de contrainte due à ces pertes s'écrit sous la forme $Q = Q_{\text{min}} * (f_i/f_n)$, avec f_n la fréquence de résonance et Q_{min} le facteur de qualité minimale dû à ces pertes qui vaut environ 6750 (Équation 54). Pour nos fréquences et avec la contrainte, ces pertes donnent un facteur de qualité théorique plus élevé d'un rapport supérieur à 40

pour les fréquences les plus élevées, et de plus d'un facteur 100 pour les trois premiers modes. Les pertes liées à la viscosité intrinsèques et de relaxation des phonons devraient également donner des facteurs de qualité supérieurs de plusieurs ordres de grandeur. Il est plus difficile de conclure sur les défauts mécaniques, mais à nos fréquences cela ne devrait pas limiter les résonateurs, et les dépendances en température observés par la suite ne sont pas en accord avec ce type de dissipation. Il ne devrait pas y avoir de dissipation due au circuit électrique étant donné le montage utilisé. La principale source de dissipation semble provenir de pertes liées aux surfaces, comme le suggérait déjà les mesures effectuées à pression atmosphérique. On a ainsi un facteur de qualité de l'ordre de 1500 en absence de contrainte, et grâce à la contrainte en tension on obtient des facteurs de qualité pouvant dépasser 10 000. Le facteur de qualité des modes fondamentaux plus faibles que selon cette théorie peuvent s'expliquer par des pertes liées aux ancrages. En effet, les ancrages ne sont pas parfaits avec un motif arrondi entre le support et la poutre plutôt qu'à angle droit. Il est toutefois surprenant de ne pas observer une diminution d'un facteur deux du facteur de qualité pour la poutre deux fois plus large. Enfin pour ces valeurs de facteur de qualité, la pression intrinsèque si on ne tient pas compte d'effet de « squeeze damping » est d'environ 1 mbar pour le fondamental. Les mesures étant effectuées à une pression inférieure à 0,1 mbar l'air ne devrait pas limiter, ou alors d'un effet de l'ordre de un dixième du facteur de qualité. En effet, le facteur de qualité dû à un ensemble de contribution est égal à la moyenne des inverses des facteurs de qualité lié à chaque phénomène dissipatif. Ainsi, si un facteur de qualité lié à un second effet est dix fois supérieur à l'effet principal, il y aura une diminution du facteur de qualité de l'ordre de 10 %. Le résonateur, ici dénommé A, a également été mesuré sous vide secondaire. Le facteur de qualité du mode fondamental a alors été évalué entre 13 000 et 15 000 suivant les mesures, et de 11 000 pour le mode 2. Cette augmentation du facteur de qualité peut signifier une diminution des pertes à l'air dû aux effets moléculaires, mais cela est également compatible avec une diminution des pertes par les effets de surface à cause d'une diminution de l'interaction entre la surface et l'environnement extérieur. Cela confirme également que l'espace formé entre la poutre et le substrat lors de la libération est suffisant pour négliger les effets de faibles espacements.

Pour conclure sur le facteur de qualité sous vide, celui-ci semble fixé par des pertes liées aux effets de surface, et fortement augmenté grâce à la contrainte en tension pour tous les modes. Le facteur de qualité du mode fondamental semble être limité par une combinaison de pertes liées aux surfaces, pertes liées aux ancrages et un léger effet de l'air.

4.1.2.3 *Transduction électrique sous vide*

Pour la détection électrique, un amplificateur est placé à la sortie du drain du transistor. Le gain de cet amplificateur est déduit des valeurs mesurées et on ne citera que les valeurs de transduction qui auraient été mesurées s'il n'y avait pas cet amplificateur.

Pour les mesures effectuées avec l'analyseur de réseau, en polarisant le transistor aux tensions statiques donnant le maximum de transduction, la puissance détectée au maximum du pic de résonance est de -30 dB à -60 dB inférieure à la puissance d'entrée sur l'actionneur pour le mode fondamental. On obtient les mêmes valeurs pour les mesures effectuées avec l'amplificateur à détection synchrone. Ces pics de résonance présentent une hauteur de 20 à 30 dB par rapport à la puissance détectée en dehors des résonances qui correspond à l'effet du couplage direct. Cela correspond au terme anglais SBR (signal to background ratio). Le couplage direct correspond ainsi généralement à des puissances de l'ordre de 60 à 80 dB inférieur à la puissance d'entrée. Pour les modes de résonance plus élevés, la transduction est moins efficace et l'amplitude du pic de

résonance décroît jusqu'à ce que les modes ne soient plus visibles car l'amplitude devient trop faible devant le couplage direct.

La puissance du signal détecté augmente proportionnellement au courant de drain continu puisqu'un courant de drain plus élevé signifie un nombre de porteurs de charges plus élevés dans le canal qui sont modulés par la vibration mécanique. Cette puissance détectée augmente également avec la transconductance grâce à l'effet transistor. La polarisation statique optimale devrait donc être une tension de grille correspondant au maximum de transconductance et une tension de drain correspondant à l'effet de saturation en courant, ou plus élevé si le courant ne diminue pas. Cependant, en raison de l'échauffement du transistor, il est nécessaire de limiter le courant et la tension de drain. Sinon le facteur de qualité diminue et la transduction est alors moins efficace. Ces effets ont été étudiés plus en détail pour les accéléromètres.

Aucune différence significative n'a été observée entre les transistors pour lesquels l'orientation drain-grille-source est suivant la longueur de la poutre et ceux pour lesquels cette orientation est suivant sa largeur. Toutefois, dans le premier cas, la largeur du transistor est limitée par la largeur de la poutre et il est alors nécessaire d'utiliser une grille plus longue pour recouvrir la même surface, ce qui diminue le courant du transistor et sa transconductance. Cela diminue donc la transduction et il est préférable d'utiliser un transistor pour lequel drain-grille-source sont alignés suivant la largeur de la poutre.

Le signal détecté est toujours proportionnel au signal d'excitation et il serait donc intéressant d'utiliser une tension d'actionnement la plus élevée possible. Cependant, celle-ci est limitée par la non-linéarité géométrique qui apparaît lors de vibrations mécaniques avec un facteur de qualité élevé (partie 2.6.6). Étant donné nos valeurs de facteur de qualité, l'amplitude critique théorique avec la contrainte est de 100 nm à 20 % près suivant les valeurs de facteur de qualité et de contrainte en tension pour le mode fondamental et d'environ 50 nm pour les modes suivants. Il est possible d'approximer l'amplitude de vibration des poutres sous vide à partir des mesures effectuées à pression atmosphérique en supposant que l'efficacité d'actionnement est effectivement proportionnelle au facteur de qualité. Le facteur de qualité sous vide pour le mode fondamental étant multiplié par plus d'un facteur 20, les amplitudes de vibration sous vide devraient dépasser les 2000 nm/V, et les tensions d'actionnement limites sont donc inférieures à 50 mV pour le mode fondamental. Les données expérimentales confirment cet effet, qui est illustré par la Figure 54. Les valeurs de tension faisant apparaître des effets non-linéaires sont égales à celles attendues à moins d'un facteur 2 près. Ces tensions limites obtenues expérimentalement sont supérieures aux tensions limites théoriques si l'on ne tenait pas compte de la contrainte. Cela confirme que la contrainte résiduelle en tension permet d'augmenter les amplitudes de vibration en conservant des effets non-linéaires négligeables, et ainsi obtenir une puissance en sortie du transistor plus élevée.

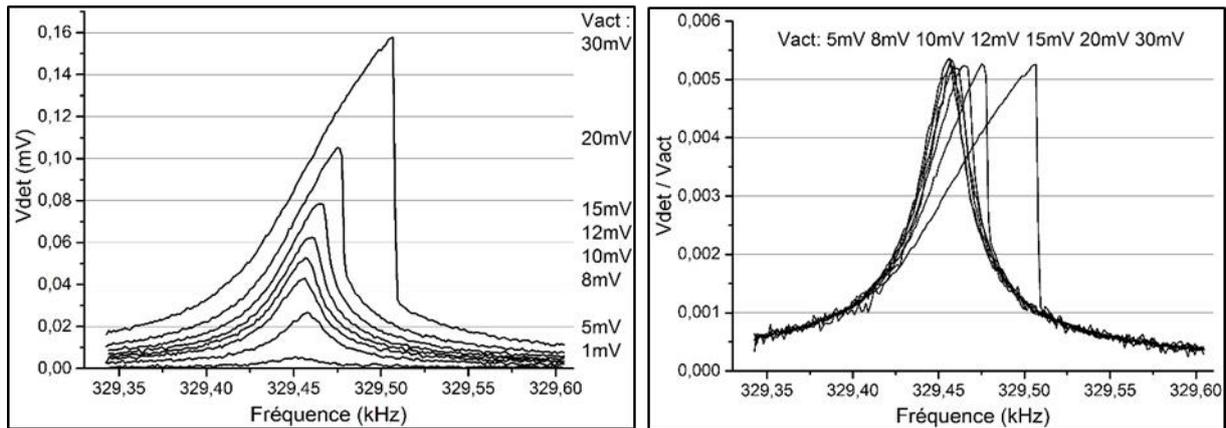


Figure 54 : Tension électrique détectée en fonction de la fréquence pour différentes tensions d'actionnement. Cette série de mesure a été effectuée pour le résonateur A de l'échantillon Zeus4-2 sous vide secondaire. Le facteur de qualité en absence de non-linéarité est estimé à 15 000.

En conclusion, les résonateurs à poutres vibrantes bi-encastées étudiés présentent un ensemble de caractéristiques proches des valeurs théoriques attendues provenant des modèles développés dans le deuxième chapitre. Ces modèles reposent sur plusieurs hypothèses simplificatrices, dont notamment la théorie d'Euler-Bernoulli qui est un modèle à une dimension. Les mesures expérimentales semblent confirmer la pertinence de ces hypothèses. En effet, les fréquences de résonance, les valeurs de contrainte en tension, les facteurs de qualité à l'air, les amplitudes de vibrations mécaniques, et les limites de non-linéarités géométriques présentent un bon accord entre les modèles théoriques et les mesures expérimentales. Les facteurs de qualité obtenus sous vide, l'évolution du signal détecté en sortie du résonateur et les caractéristiques des transistors s'expliquent également par des modèles théoriques.

4.2 Les accéléromètres à poutre vibrante en GaN

4.2.1 Caractéristiques des résonateurs

Les accéléromètres sont formés d'un résonateur semblable aux résonateurs étudiés précédemment à la différence près que ceux-ci sont reliés à une masse d'épreuve à l'une de leur extrémité. Deux accéléromètres ont principalement été étudiés, dénommés EF1a et AB3a, provenant de l'échantillon Zeus4-M2. Une photographie de l'accéléromètre EF1a et son modèle en trois dimensions à l'échelle sont données Figure 55. Les accéléromètres EF1a et AB3a ont des dimensions identiques avec un résonateur de dimension $390 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m} \times 1,8 \mu\text{m}$, avec une électrode d'actionnement de $50 \mu\text{m}$ de long et un R-HEMT de $50 \mu\text{m}$ de largeur et une longueur de grille de $4 \mu\text{m}$. La masse d'épreuve a une aire de $0,479 \text{ mm}^2$ et une épaisseur environ $265 \mu\text{m}$ constituée principalement de silicium à l'exception du $1,8 \mu\text{m}$ supérieur correspondant à l'hétérostructure AlGaN/GaN. Sa masse est estimée à $295 \mu\text{g}$. Les quatre bras de guidage ont une dimension de $470 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m} \times 265 \mu\text{m}$, de constitution identique à celle de la masse d'épreuve.

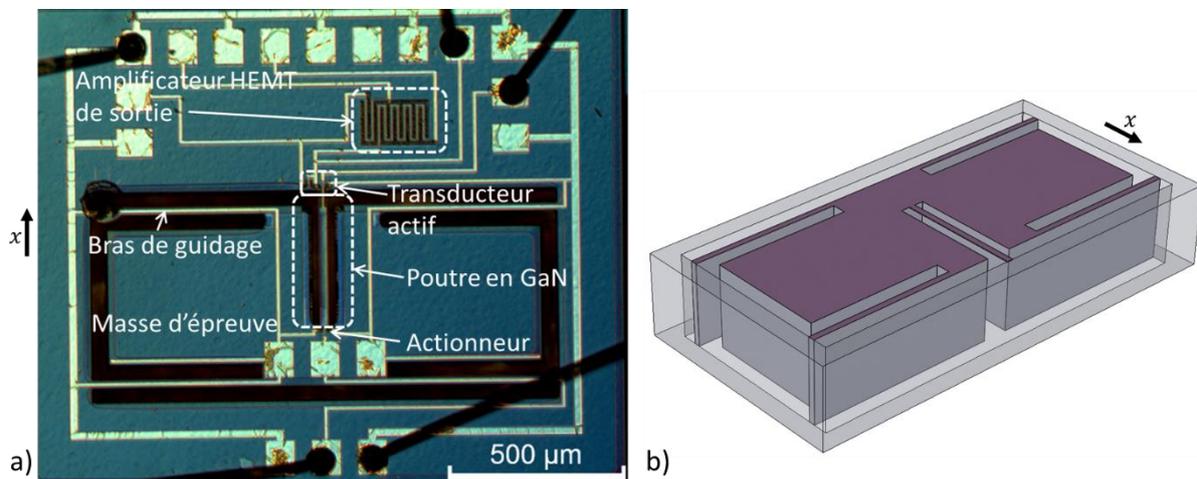


Figure 55 : a) Photographie au microscope optique de l'accéléromètre EF1a. La charge active située à proximité du transistor de détection et l'amplificateur HEMT de sortie n'ont pas été utilisés pendant cette étude. b) Modèle 3D à l'échelle correspondante.

La principale différence avec les résonateurs étudiés précédemment est que la contrainte en tension présente dans la poutre est réduite. En effet, la masse d'épreuve peut se déplacer légèrement et donc une partie de la contrainte en tension présente dans la poutre est relaxée. Les valeurs de contrainte obtenues à partir des fréquences de résonance sont de 35 à 80 MPa alors que des résonateurs fabriqués lors du même procédé technologique, sur le même échantillon ont des contraintes de 90 à 300 MPa. La raideur de la poutre vibrante est évaluée à 25850 N/m (Équation 76) et la raideur de chacun des bras de guidage est évaluée à 3470 N/m (Équation 78). Ainsi le coefficient c correspondant à la diminution de la force appliquée sur la poutre vibrante à cause des bras de guidage vaut 0,65. Ainsi la diminution de la contrainte présente dans la poutre vibrante pour les accéléromètres est en accord avec la théorie (Équation 80).

La pose des pointes sur les accéléromètres est possible puisque l'épaisseur de la masse d'épreuve est égale à l'épaisseur du substrat. Cependant elle induit des contraintes à cause du déplacement de la masse d'épreuve dans le plan de l'échantillon. Certaines mesures ont été effectuées en utilisant cette méthode, et la contrainte en tension mesurée a alors atteint les 320 MPa alors que d'autres mesures en posant les pointes différemment, et également lors des mesures après mise en boîtier ont donné des contraintes de 80 MPa. Afin d'éviter de prendre en

compte ces effets, l'intégralité des figures de ce chapitre présentant des mesures expérimentales correspondent à des conditions de mesure identiques.

On retrouve les facteurs de qualité attendus pour les mesures à pression atmosphérique (Figure 56). La viscosité de l'air n'est plus le seul facteur limitant à partir des modes supérieurs à 5.

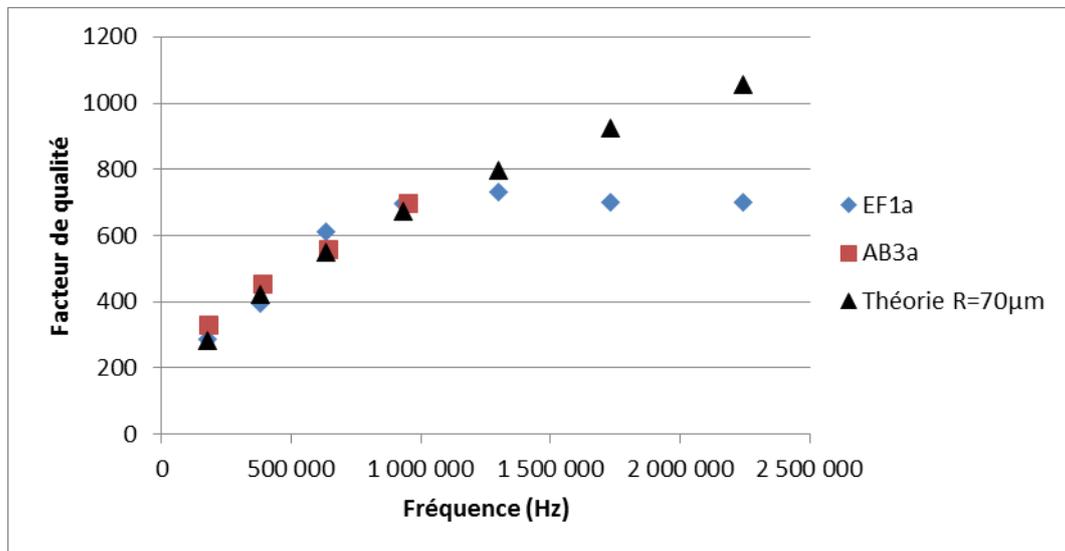


Figure 56 : Facteur de qualité en fonction de la fréquence pour deux accéléromètres pour des mesures à pression atmosphérique. Les sept premiers modes de l'accéléromètre EF1a et les quatre premiers modes de l'accéléromètre AB3a sont présentés, ainsi que le facteur de qualité théorique lié à la viscosité de l'air.

Pour ces deux poutres vibrantes, l'amplitude de vibration à l'air du second mode est aussi élevée que celle du premier mode, avec des amplitudes de vibration d'environ 50 nm/V. Les contraintes étant plus faibles que pour les résonateurs étudiés précédemment, les électrodes d'actionnement sont un peu trop courtes pour correspondre au maximum d'efficacité d'actionnement du mode fondamental, et sont plus proches du maximum du deuxième mode.

4.2.2 Impact des tensions électriques de polarisation du R-HEMT

4.2.2.1 Impact sur les propriétés du résonateur

L'impact des tensions de polarisation du transistor de détection a été étudié à l'air libre pour l'accéléromètre EF1a. Lors de ces mesures l'accéléromètre n'avait pas encore été mis en boîtier et la contrainte en tension avec les pointes posées et en absence de tension électrique sur le transistor est alors d'environ 320 MPa. Les mesures ont été effectuées pour des tensions électriques drain-source comprises entre 0 et 6 V, et des tensions électriques grille-source comprises entre 0 et -6 V, la tension de pincement étant d'environ -6 V. Il apparaît une diminution de la fréquence de résonance pour une augmentation de la puissance consommée, égale au produit de la tension drain-source par le courant de drain. Cela se traduit par une contrainte en tension uniforme qui diminue proportionnellement à la puissance consommée, présenté sur la Figure 57. Pour ces mesures sur ce résonateur effectuées à l'air libre, l'intensité a été mesurée au milliampère près. Dans l'état d'équilibre statique, la déformation du matériau liée à la température n'est pas uniforme, mais la contrainte axiale doit, pour respecter l'équilibre mécanique local, se répartir uniformément sur l'ensemble de la poutre. On notera que la loi de Hooke en tenant compte des effets thermiques s'écrit alors : $\varepsilon = \frac{\sigma}{E_{ef}} + \alpha_{th}\Delta T$ où ε est la déformation. Le lien entre la contrainte et la déformation

n'est donc plus simplement donné par le module d'Young, et la contrainte peut être uniforme avec une déformation non-uniforme.

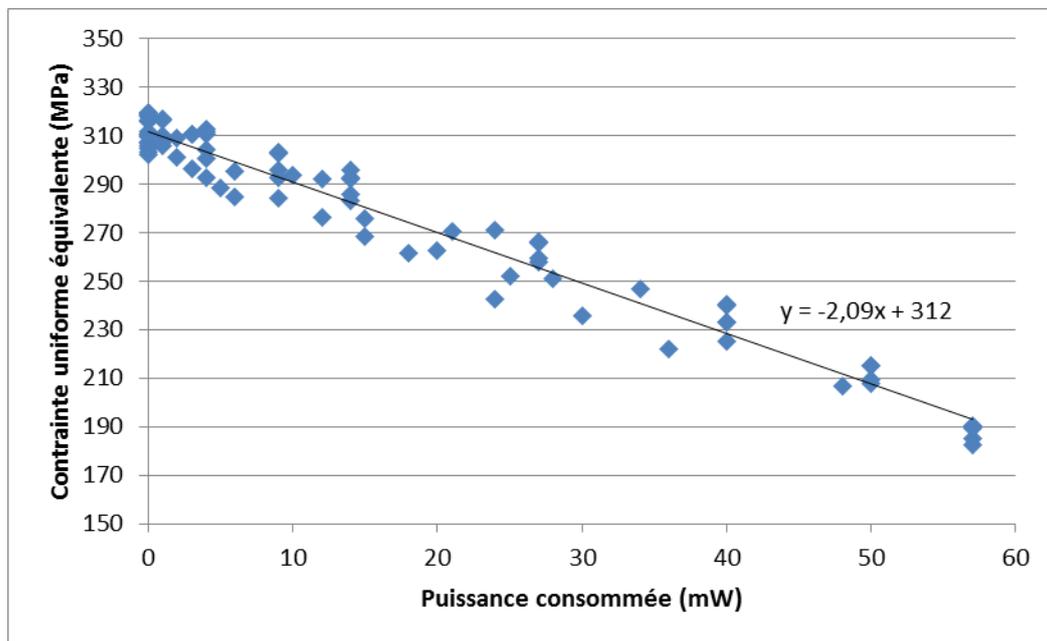


Figure 57 : Contrainte en tension déduite des fréquences de résonance de l'accéléromètre EF1a en fonction de la puissance consommée par le R-HEMT.

On remarque un écart pouvant dépasser 20 MPa entre deux points correspondant à des puissances consommées identiques. Cela ne peut pas être attribué à l'effet piézoélectrique provoqué par les forts champs électriques présents au niveau du transistor. En effet, les forts champs sont localisés et ont donc un impact négligeable sur l'ensemble de la poutre. Cela donnerait des contraintes axiales générées par effet piézoélectrique en fonction des tensions grille-source et drain-source de l'ordre de quelques kPa/V.

Cet écart de contrainte généré pour des puissances identiques semble provenir des modifications de répartition de la température à cause des polarisations du transistor. L'impact des tensions de polarisation sur la contrainte axiale générée dans la poutre est mis en évidence par les écarts entre les valeurs expérimentales et la régression linéaire en fonction de la puissance consommée qui sont présentés Figure 58. Il apparaît une séparation des points en fonction de la tension de la tension grille-source. Lorsque la tension grille-source est nulle, le gaz d'électrons 2D forme une couche conductrice alors que pour les tensions grille-source sont négatives la déplétion du gaz d'électrons doit modifier la répartition des sources de chaleur et possiblement les propriétés de conductivité thermique.

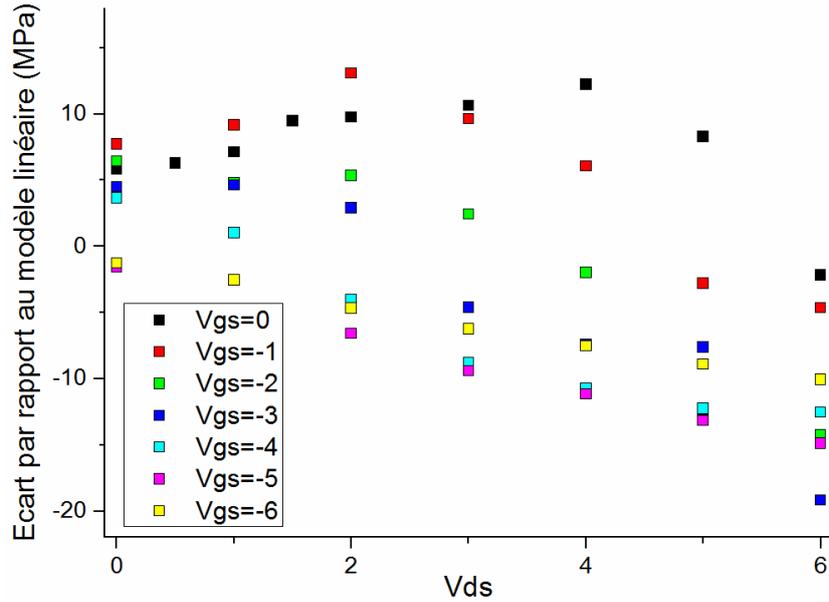


Figure 58 : Ecart entre les valeurs de contrainte uniforme déduites des mesures expérimentales de fréquences et la régression linéaire en fonction de la puissance consommée, tracé en fonction de la tension drain-source. Les tensions grille-source sont identifiées par l'utilisation de couleurs différentes.

La variation de contrainte en fonction de la puissance provient de l'échauffement du transistor, qui crée une dilatation du matériau. Cette déformation locale due à une augmentation de température ΔT est égale à au produit du coefficient de dilatation thermique du matériau selon une direction donnée par cette augmentation de température. La longueur de la poutre étant fixée par les ancrages, cette dilatation crée une compression axiale dans l'ensemble de la poutre. Afin de déterminer l'ordre de grandeur théorique de l'impact de l'échauffement, on suppose que la poutre s'échauffe au niveau du transistor sur toute sa largeur et toute son épaisseur, sur une longueur de poutre égale à L_{det} qui correspond à l'étendue du transistor sur l'axe longitudinal de la poutre. L_{det} correspond à la longueur ou bien la largeur du transistor suivant son orientation. En notant α_{th} est le coefficient de dilatation thermique selon la longueur, la contrainte axiale générée dans l'intégralité de la poutre, une fois l'équilibre mécanique et thermique atteint, a pour expression :

$$\sigma_{th} = -E_{ef}\alpha_{th}\Delta T \frac{L_{det}}{L} \quad \text{Équation 97}$$

Pour notre poutre en GaN, cela donne une contrainte $\sigma_{th}/\Delta T$ d'environ -0,21 MPa/K. Expérimentalement, la contrainte σ_{th} due à la puissance du transistor W a été mesurée et approchée par une régression linéaire de pente $\sigma_{th}/W = -2,09$ MPa/mW (Figure 57). Cela permet de déduire une résistance thermique :

$$R_{th} = \frac{\Delta T}{W} = \frac{\sigma_{th}}{W} / \frac{\sigma_{th}}{\Delta T} \quad \text{Équation 98}$$

On obtient une résistance thermique d'environ 10 K/mW, et donc un échauffement pouvant atteindre plusieurs centaines de degrés.

Pour vérifier ce résultat, j'ai effectué une mesure de la température d'un transistor intégré à une poutre. J'ai utilisé une caméra infrarouge et un plateau chauffant afin de placer l'ensemble de

l'échantillon à 40°C (Figure 59). On observe une dépendance linéaire de l'élévation de température maximale en fonction de la puissance, avec une valeur de résistance thermique d'environ 5,9 K/mW. Cette augmentation de température est localisée au niveau du transistor. Il s'agit d'une mesure de la température en surface et on observe quelques points chauds sur la poutre en dehors du transistor. Il s'agit probablement d'un effet de conduction thermique via le gaz d'électrons à deux dimensions qui n'a pas été parfaitement détruit lors de l'isolation par implantation. L'effet visible en surface doit correspondre à certains points où la chaleur est transmise à travers l'AlGaN via des défauts du matériau. On retrouve l'ordre de grandeur de 10K/mW obtenu à partir du décalage en fréquence dû à la dilatation du matériau sous l'effet de la température. Cette valeur plus élevée peut s'expliquer par l'hypothèse effectuée que seule la région correspond au transistor chauffe alors qu'en réalité une température assez élevée peut s'étendre sur une partie de la poutre.

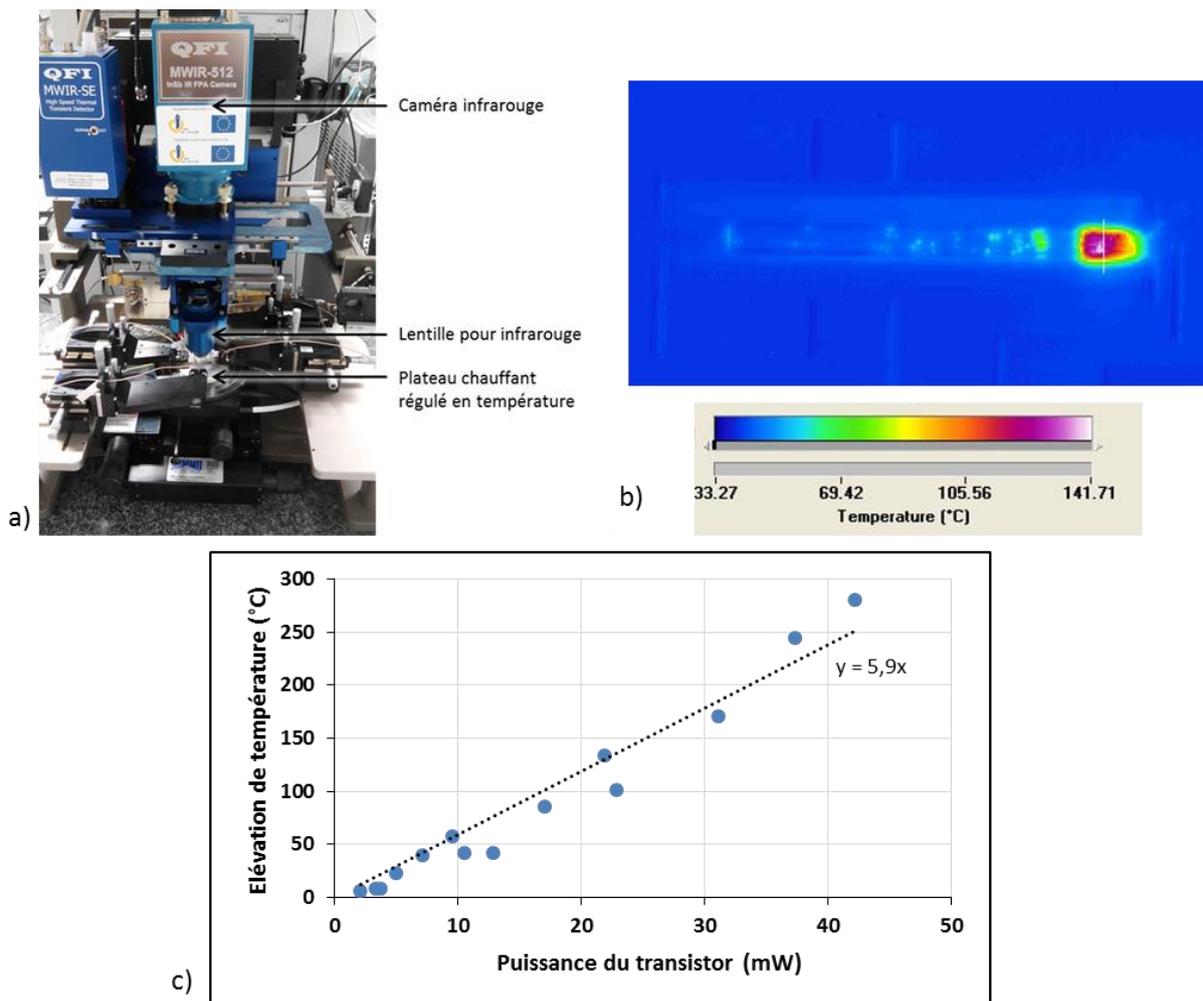


Figure 59 : Etude de la température d'un transistor intégré à une poutre. Le transistor a une largeur de 50 μm , et la poutre a une longueur de 400 μm et une largeur de 20 μm . a) Photographie du banc utilisé pour les mesures de température. b) Image thermique pour une tension drain-source de 3 V, une tension grille-source nulle, donnant une intensité de drain de 7,62 mA. c) Elévation de la température maximale en fonction de la puissance fournie au transistor.

Pour les mesures à pression atmosphérique réalisées sur l'accéléromètre EF1a, cette forte variation de la contrainte n'a qu'un faible impact sur le facteur de qualité (Figure 60). On observe une faible décroissance du facteur de qualité pour les fréquences de résonance plus faibles qui s'explique par la viscosité de l'air.

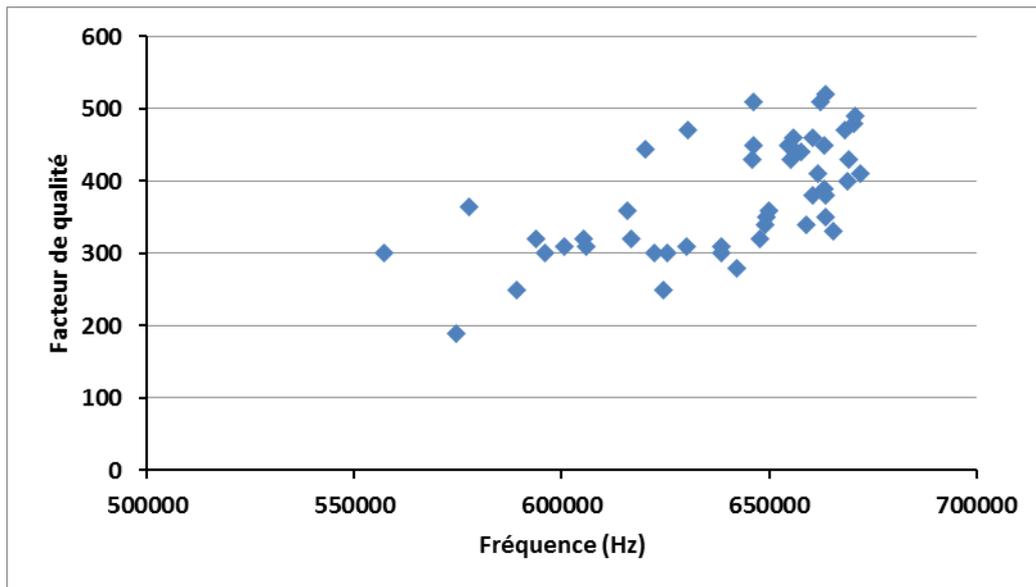


Figure 60 : Facteur de qualité à pression atmosphérique en fonction de la fréquence de résonance pour le deuxième mode de résonance. La variation de fréquence est due à la polarisation du transistor.

Le même type de mesure a ensuite été reproduit sous vide après avoir été mis en boîtier (Figure 61). En absence de polarisation du transistor le résonateur de l'accéléromètre EF1a aurait une contrainte, obtenue à partir des fréquences de résonance, de 83 MPa. La contrainte générée par l'échauffement du transistor due à la puissance dissipée est approchée par une régression linéaire de pente $\sigma_{th}/W = -1,56 \text{ MPa/mW}$. Il est surprenant d'obtenir des variations de contrainte en fonction de la puissance dissipée plus faibles que lors des mesures à l'air. En effet, on s'attend à un impact plus élevé de la puissance puisque l'absence d'air supprime la convection thermique et la température du transistor sous vide devrait donc être plus élevée qu'à l'air libre pour une même puissance. Cet impact moindre est probablement dû au fait que la masse d'épreuve peut se déplacer légèrement et par conséquent une partie de la contrainte générée est relaxée. Lors des mesures à l'air, cela ne pouvait pas se produire puisqu'une pointe était posée sur la masse d'épreuve.

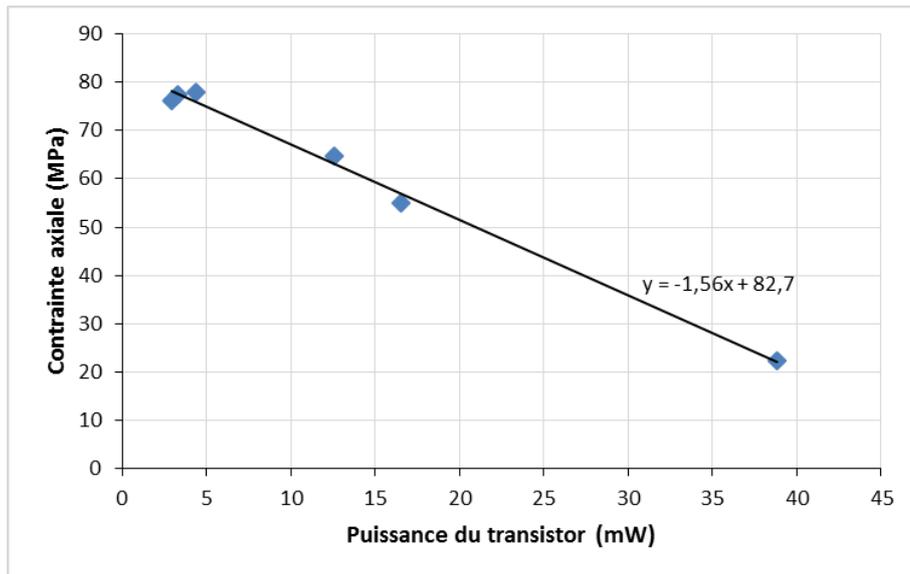


Figure 61 : Contraite en tension en fonction de la puissance du transistor de l'accéléromètre EF1a en boîtier sous vide.

Pour ces mesures sous vide, il y a une forte modification des facteurs de qualité. Le facteur de qualité du mode fondamental est donné sur la Figure 62 pour les six points de polarisation utilisés. Cette variation s'explique par le fait que le phénomène dissipatif prédominant correspond aux pertes liées aux surfaces, de telle sorte que le facteur de qualité est proportionnel à la fréquence au carré à cause de l'effet de la contrainte mécanique.

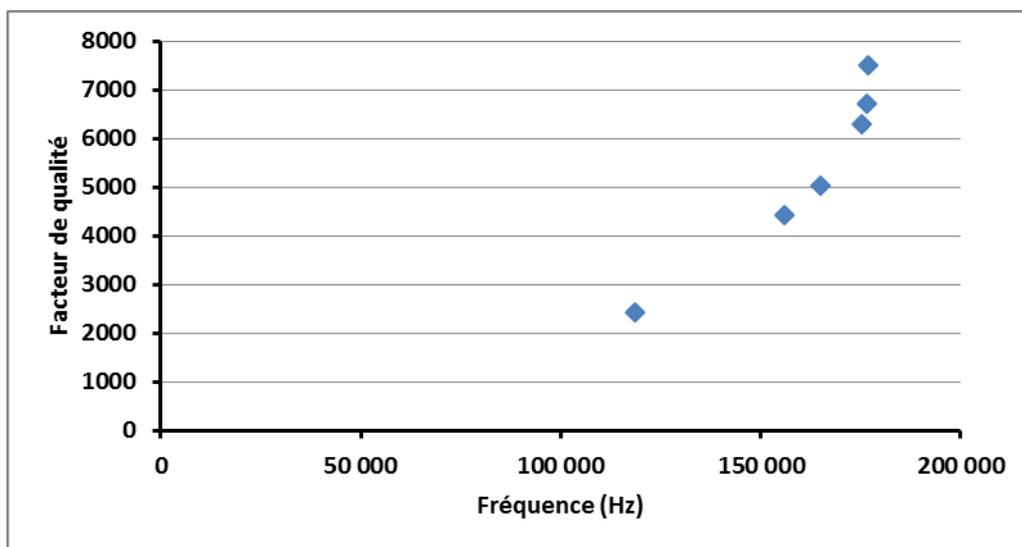


Figure 62 : Facteur de qualité du mode fondamental de la poutre vibrante de l'accéléromètre EF1a sous vide, en fonction de la fréquence de résonance. La variation de fréquence est due à la polarisation du transistor qui modifie la valeur de la contrainte mécanique présente dans la poutre.

Des mesures similaires ont été effectuées sous vide pour l'accéléromètre AB3a mis en boîtier. La contrainte déduite des fréquences de résonance en fonction de la puissance est donnée sur la Figure 63. La régression linéaire en fonction de la puissance du transistor est très proche de celle de l'accéléromètre EF1a, avec $-1,53 \text{ MPa/mW}$ contre $-1,56 \text{ MPa/mW}$. Cela suggère une bonne reproductibilité des caractéristiques puisque les deux accéléromètres sont théoriquement identiques et conçus par le même procédé de fabrication.

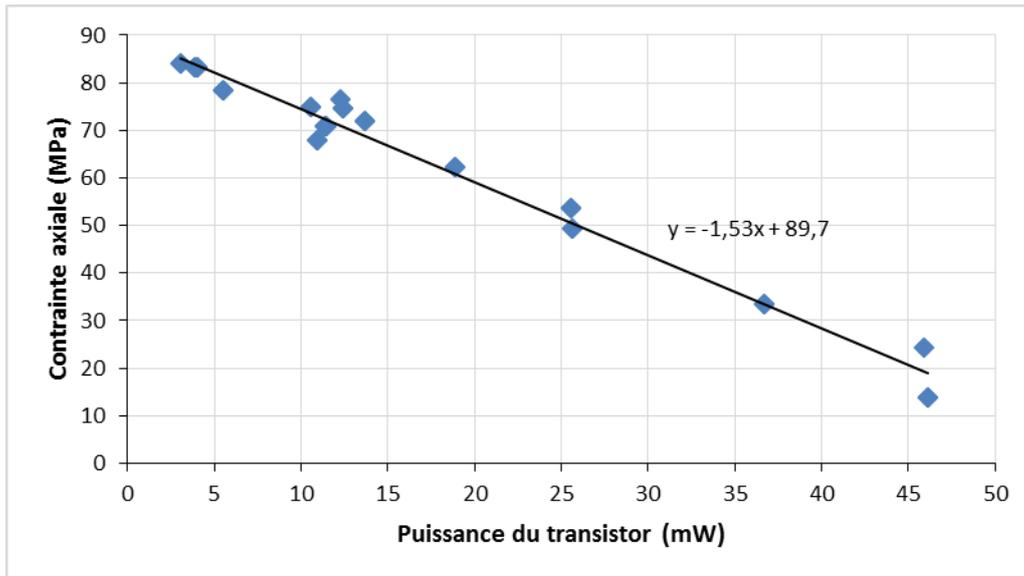


Figure 63 : Contrainte en tension en fonction de la puissance du transistor de l'accéléromètre AB3a en boîtier sous vide.

Lors de ces mesures, il a été remarqué un effet anormal sur le facteur de qualité et par conséquent sur la tension électrique sinusoïdale détectée au niveau du drain du transistor. Cela est illustré par les facteurs de qualité des deux premiers modes de résonance tracés en fonction de la fréquence de résonance sur la Figure 64. Pour des fréquences de 165 kHz et 375 kHz, il y a une très forte diminution du facteur de qualité sur une plage de quelques kHz. Ces minima ne correspondent pas aux mêmes tensions de polarisation du transistor, et des polarisations différentes menant à la même fréquence de résonance donnent la même valeur de facteur de qualité. Par la suite d'autres mesures ont été effectuées sur l'accéléromètre EF1a et le même phénomène se produit mais pour des fréquences qui semblent décalées de quelques kHz. Le facteur de qualité minimal ayant pu être mesuré pour l'accéléromètre EF1a est de 600 à une fréquence du mode 2 de 377 kHz (ces points de plus faibles facteurs de qualité pour les fréquences proches de 165 kHz et 375 kHz ne sont pas représentés sur la Figure 62 car ces mesures ont été réalisées avec des conditions expérimentales différentes). Cet effet n'est actuellement pas compris. Il pourrait s'agir d'une fréquence de résonance mécanique selon un autre mode que la flexion de la poutre, ou bien une résonance de l'ensemble de la masse d'épreuve. L'actionnement exciterait ce mode parasite en plus de la flexion de la poutre, résultant en une dissipation importante, qui se traduit en un facteur de qualité fortement diminué.

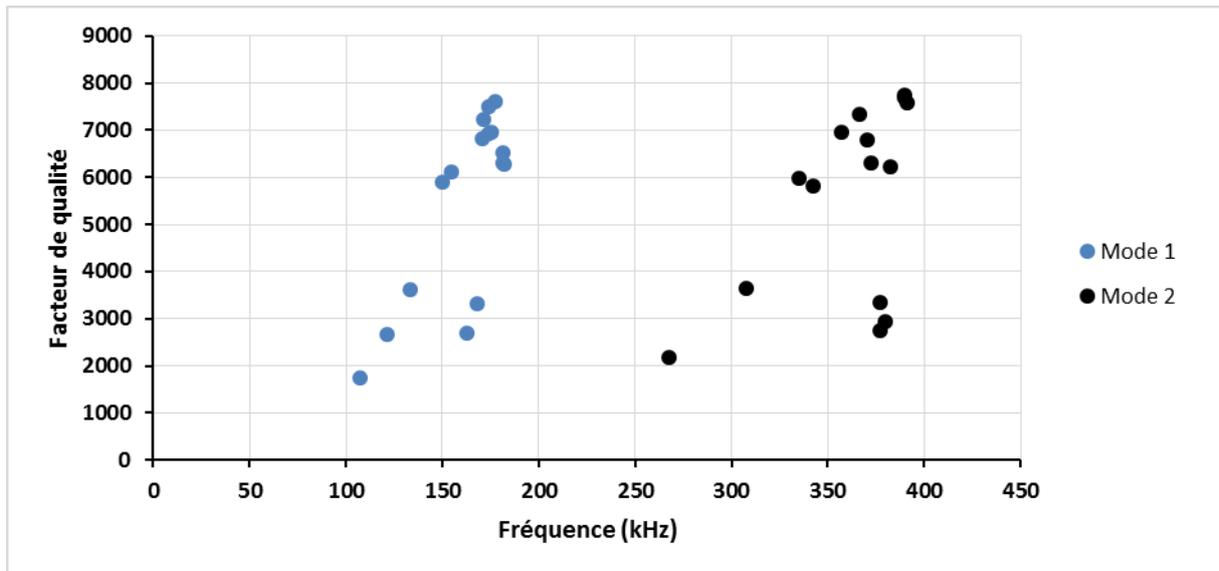


Figure 64 : Facteur de qualité sous vide en fonction de la fréquence de résonance pour les deux premiers modes de la poutre vibrante de l'accéléromètre AB3a. La variation de fréquence est due à la polarisation du transistor.

Les facteurs de qualité de l'accéléromètre AB3a en fonction de la fréquence de résonance pour l'ensemble des mesures effectuées sont donnés sur la Figure 65. Il apparaît un bon accord entre les mesures expérimentales et l'Équation 41 correspondant à un facteur de qualité intrinsèque qui serait égale à 2300 en absence de contrainte, pour les modes de résonance supérieurs ou égale à deux. Ainsi, par l'effet de la contrainte le facteur de qualité théorique est multiplié par plus d'un facteur trois pour les premiers modes, ce qui est mesuré expérimentalement. Pour les modes d'ordre quatre et plus, le facteur de qualité mesuré expérimentalement est légèrement inférieur car il semble y avoir une légère dépendance du facteur de qualité intrinsèque en fonction de la fréquence ou du mode. Pour le premier mode, un autre phénomène dissipatif doit également être présent, ce qui ne permet pas de dépasser un facteur de qualité de 8000. Etant donné la liste des phénomènes dissipatifs susceptibles de limiter le facteur de qualité, un effet lié aux pertes aux ancrages semble le plus probable. En effet, le facteur de qualité pour ce type de pertes est moins amplifié par l'effet de la contrainte, et le facteur de qualité lié à cet effet pour les modes plus élevés devrait être plus grand et donc n'impacte plus le facteur de qualité mesuré. Les mêmes valeurs de facteur de qualité ont été reproduites sous vide secondaire, ce qui exclut l'effet de l'air. Pour chaque mode, les facteurs de qualité mesurés pour les fréquences les plus faibles sont inférieurs à la théorie. Pour ces fréquences, l'échauffement du transistor est tel qu'au niveau du transistor il doit apparaître une déformation qui correspondrait à une compression, ce qui peut modifier la forme du mode. Malgré cette forte augmentation de température, les pertes par effet thermoélastique restent négligeables à cause des faibles fréquences utilisées devant la fréquence de transition de 90 MHz. Cette diminution du facteur de qualité est probablement due à une modification des effets de surface due à la forte température au niveau du transistor.

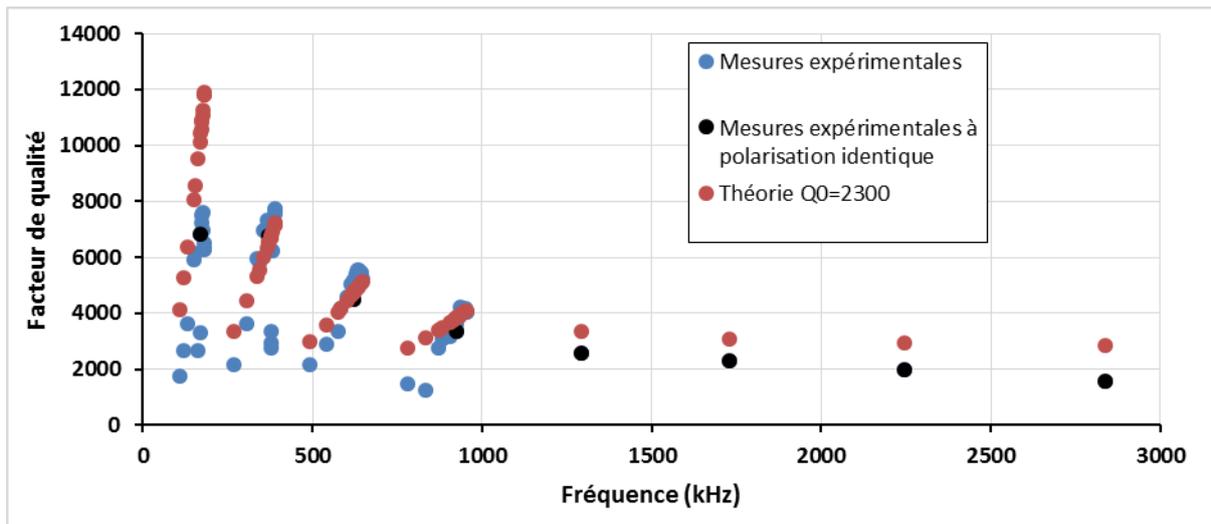


Figure 65 : Facteur de qualité mesuré sous vide en fonction de la fréquence de résonance du résonateur de l'accéléromètre AB3a. En bleu : facteurs de qualité des quatre premiers modes de résonance pour différentes polarisations du transistor. En noir : facteur de qualité pour les huit premiers modes pour une tension drain-source de 2 V et une tension grille-source de -2 V. En rouge : facteur de qualité théorique pour un effet intrinsèque donnant un facteur de qualité constant égale à 2300 en absence de contrainte, le facteur de qualité étant augmenté par l'effet de la contrainte.

4.2.2.2 Conséquences pour les propriétés de l'accéléromètre

La polarisation du transistor a un fort impact sur les performances de l'accéléromètre, générant un signal plus élevé par une amplification active de la transduction électromécanique de détection. L'échauffement au niveau du transistor crée une diminution de la contrainte mécanique en tension présente dans la poutre, ce qui diminue le facteur de qualité. Cela impose donc une limitation de la puissance utilisable afin d'atteindre les meilleures résolutions de l'accéléromètre. De plus, les constantes de temps liées à la thermique sont élevées : la fréquence de résonance se décale pendant quelques minutes lors de mesures à l'air, le temps que la température soit stabilisée, et ce décalage peut durer plus de dix minutes pour les mesures sous vide lors d'un changement de polarisation. Cet effet a permis d'étudier l'impact de la contrainte sur le facteur de qualité, et peut être utilisé pour ajuster la fréquence de résonance du résonateur. Dans le futur, il serait probablement préférable d'utiliser une détection passive et d'effectuer une amplification à l'aide de transistors qui ne soient pas intégrées à la poutre vibrante afin de préserver sa contrainte en tension, son facteur de qualité et sa stabilité en fréquence. Cela se ferait au détriment du signal détecté au niveau de la poutre puisque l'absence de courant ne crée plus une modulation supplémentaire et il faudra donc une amplification plus élevée que celui du transistor actuellement présent sur la poutre pour compenser cela sans dégrader la résolution de l'accéléromètre. Les exigences seront donc plus élevées sur le circuit électrique en sortie du transducteur électromécanique, devant comporter une amplification plus importante à faible bruit. Dans un premier temps une solution serait d'effectuer simplement une détection passive et d'utiliser un amplificateur faible bruit externe au composant pour vérifier ses performances, avant d'intégrer une amplification à base de transistors en GaN dans un objectif d'intégration du système.

4.2.3 La détection d'accélération

4.2.3.1 Mesures en boucle ouverte à pression atmosphérique

Comme expliqué en [annexe D.4](#), les mesures de détection d'accélération se sont faites en utilisant un pot vibrant. Les performances de l'accéléromètre EF1a ont été étudiées à pression atmosphérique, et en boucle ouverte dans un premier temps. Pour cela, la poutre vibrante est excitée à une fréquence fixe correspondant à la fréquence de résonance de l'un des modes. On mesure alors la variation de phase en présence d'une accélération. On modélise la variation de phase en fonction de la fréquence par une droite de pente égale à la dérivée de la phase en fonction de la fréquence calculée à la fréquence de résonance, qui vaut $2Q_n/f_n$. On utilise la valeur de la dérivée de la variation de phase obtenue expérimentalement pour traduire le décalage en phase observé en un décalage en fréquence équivalent afin de calculer le facteur d'échelle du capteur. Pour nos résonateurs, et lors des mesures à pression atmosphérique, cette approximation est correcte tant que le décalage de la fréquence de résonance à cause de l'accélération ne dépasse pas 200 à 500 Hz suivant les modes. A l'aide des facteurs d'échelle qui sont présentés par la suite, on peut en déduire que cela correspond à une accélération qui doit être inférieure à 20 g. Par exemple, la courbe de résonance du second mode est donnée Figure 66. Un décalage de la fréquence de résonance plus élevée créera des effets non-linéaires sur la lecture de la phase pour une fréquence d'excitation fixée. De plus, pour des décalages en fréquence aussi élevés, l'amplitude détectée risque de varier fortement puisque la fréquence d'excitation ne correspond plus à la fréquence de résonance de la poutre. Ainsi, lorsqu'on applique une accélération sinusoïdale importante, il devrait y avoir une forte variation de l'amplitude du signal détecté, alors que pour de faibles accélérations cette amplitude est quasi-constante puisque l'on reste à des fréquences de résonance proches de la fréquence d'excitation et donc on reste proche du sommet du pic de résonance.

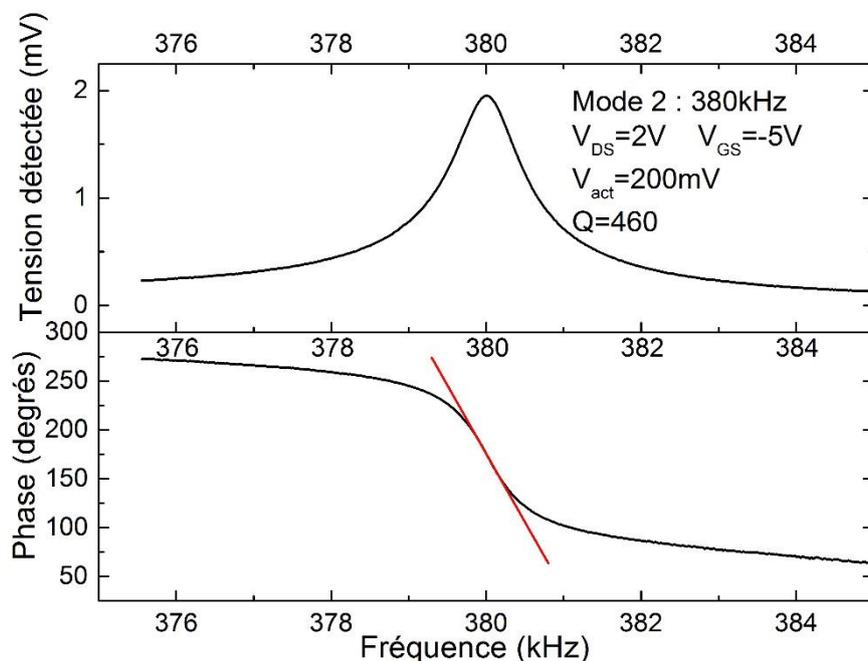


Figure 66 : Amplitude et phase de la tension détectée au niveau du drain du R-HEMT à l'air pour le second mode de l'accéléromètre EF1a mesuré à pression atmosphérique. En rouge : approximation de la phase pour des fréquences proches de la fréquence de résonance, utilisée pour les calculs de facteur de qualité et facteur d'échelle.

Afin de ne prendre aucun risque quant à la possible dégradation du composant, l'accélération appliquée par le pot vibrant n'a pas dépassé une amplitude de 1 g. De plus, il a été remarqué que pour les fréquences inférieures à 100 Hz, appliquer une accélération de 1 g crée un comportement non linéaire du pot vibrant. L'accélération appliquée se rapproche alors de la forme d'un triangle au lieu d'un sinus. La Figure 67 montre le signal de phase mesuré en excitant le résonateur selon son deuxième mode et en appliquant une accélération à une fréquence de 20 Hz par le pot vibrant. On peut remarquer que le signal de phase n'est pas parfaitement sinusoïdal, mais il a une forme identique à la mesure d'accélération qui avait été effectuée en parallèle par le vibromètre laser, cet effet provient donc de la non-linéarité du pot vibrant.

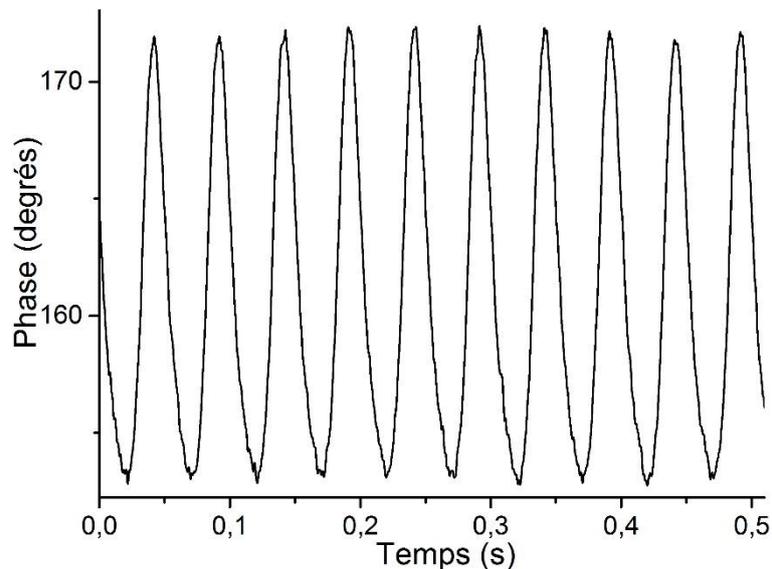


Figure 67 : Décalage en phase mesuré en temps réel pour le deuxième mode de résonance (380 kHz), en appliquant une accélération sinusoïdale de 640 mg à une fréquence de 20 Hz par le pot vibrant. La tension d'excitation et les tensions de polarisation sont identiques à celles de la Figure 66.

Pour l'ensemble des fréquences d'excitation du pot vibrant utilisées, de 20 Hz à 4 kHz, on mesure un décalage en phase proportionnel à l'accélération appliquée. Les accélérations les plus faibles mesurées sont de quelques milli-g. Pour des accélérations inférieures à 1 g il y a donc une bonne linéarité du composant sur plus de deux ordres de grandeur. Par exemple, le décalage en phase en fonction de l'accélération appliquée est donné Figure 68 pour une accélération à 20 Hz en utilisant le deuxième mode de résonance de la poutre.

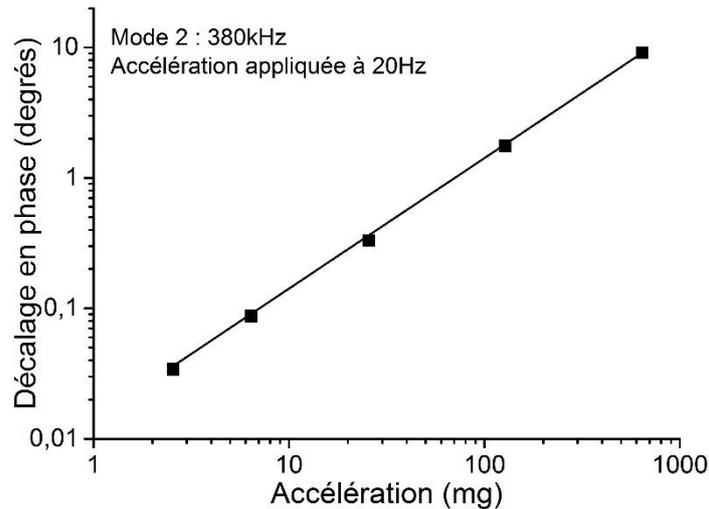


Figure 68 : Décalage en phase pour différentes amplitudes d'accélération à 20 Hz pour le deuxième mode. Les mêmes paramètres de polarisation et d'excitation que précédemment sont utilisés. La droite présente en échelle log-log possède une pente unitaire, le décalage en phase est donc proportionnel à l'accélération.

Ce type de mesure permet de déterminer le décalage en phase en fonction de l'accélération. Par exemple pour ces mesures à 20 Hz pour le deuxième mode, on obtient un décalage de $14^\circ/\text{g}$. La dérivée de la phase par rapport à la fréquence à la fréquence de résonance permet ensuite d'obtenir le facteur d'échelle. Sur cet exemple, cette dérivée vaut $0,14^\circ/\text{Hz}$, ce qui donne un facteur d'échelle de 100 Hz/g . On peut noter que cette valeur de dérivée de la courbe de phase en fonction de la fréquence est effectivement égale à $2Q_n/f_n = 2 \cdot 460 / (380\,000 \text{ Hz}) = 2,4 \cdot 10^{-3} \text{ rad/Hz} = 0,14^\circ/\text{Hz}$. La Figure 69 regroupe l'ensemble des facteurs d'échelle mesurés pour l'accéléromètre EF1a en fonction de la fréquence d'excitation du pot vibrant pour les quatre premiers modes.

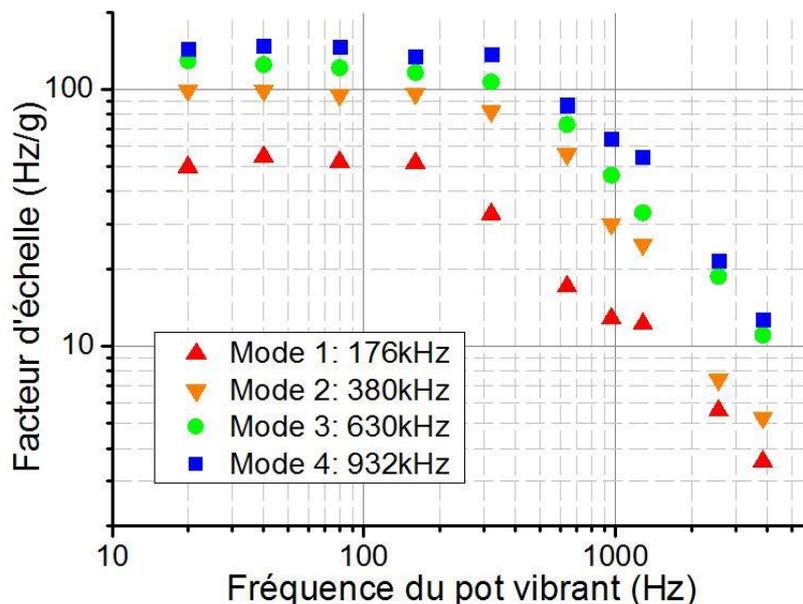


Figure 69 : Facteur d'échelle de l'accéléromètre EF1a en fonction de la fréquence d'excitation du pot vibrant représenté en échelle log-log pour les quatre premiers modes de résonance de la poutre vibrante. L'ensemble de ces mesures ont été effectuées pour une tension drain-source de 2 V et une tension grille-source de -5 V. Les fréquences de résonance correspondent à une contrainte en tension de 70 MPa et un module d'Young de 280 GPa.

Il apparaît que le facteur d'échelle de l'accéléromètre varie fortement en fonction du mode de résonance choisi. Cela est dû à la présence de contrainte en tension dans la poutre vibrante (voir partie 2.6). Les facteurs d'échelle théoriques et expérimentaux pour une fréquence inférieure à 200 Hz pour les quatre premiers modes sont donnés Figure 70. Les calculs théoriques prennent en compte la réduction du facteur d'échelle de 35 % due à la raideur des bras de guidages étant donné leurs dimensions. Les facteurs d'échelle obtenus expérimentalement pour les quatre premiers modes sont respectivement d'environ 50, 100, 125 et 145 Hz/g. Comme prévu par le modèle, le facteur d'échelle est presque proportionnel à l'indice n du mode de résonance. Cela est moins vrai pour les modes 3 et 4 parce que l'hypothèse des fortes contraintes n'est plus valable. Les facteurs d'échelle théoriques sont légèrement plus faibles que ceux mesurés. Il existe une incertitude sur l'épaisseur de la poutre qui produit également une incertitude sur la valeur du module d'Young et de la contrainte qui peut expliquer cet écart entre le modèle et les mesures expérimentales. Qui plus est, on rappelle que le modèle utilisé repose sur la théorie d'Euler-Bernoulli pour une structure idéalisée. Ces résultats expérimentaux confirment la pertinence du modèle développé dans la deuxième partie de cette thèse.

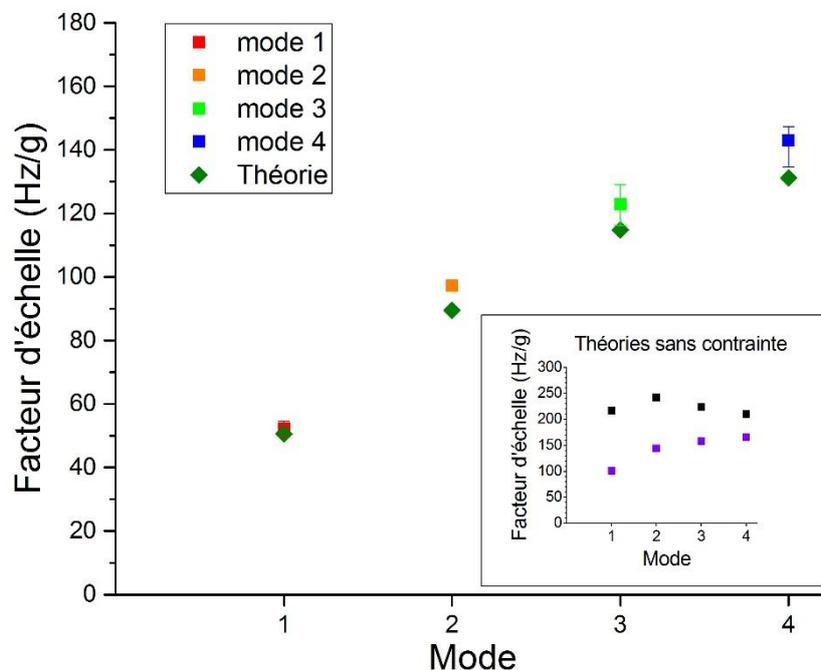


Figure 70 : Facteurs d'échelle théoriques et expérimentaux pour des fréquences d'accélération appliquée inférieures à 200 Hz en fonction du mode de résonance. En insert : facteurs d'échelle théoriques pour une poutre en GaN de mêmes dimensions sans contrainte, en noir le cas d'une poutre qui vibrerait aux mêmes fréquences que celles étudiées (1ere forme de l'Équation 75 pour $\sigma=0$ Pa), en violet le calcul effectué pour les fréquences plus faibles à cause de l'absence de contrainte (2e forme de l'Équation 75 pour $\sigma=0$ Pa).

A partir des fréquences du pot vibrant supérieures à 200 Hz, il apparaît une diminution du facteur d'échelle mesuré avec une pente de -1 en échelle log-log. Cela est dû au fait que ces mesures en boucle ouverte sont limitées en bande passante à une fréquence de $f_n/2Q_n$. Pour ces mesures à pression atmosphérique, ce rapport entre fréquence de résonance et facteur de qualité augmente légèrement avec l'ordre du mode, ce qui explique les bandes passantes plus grandes pour les modes d'ordre supérieur.

On remarque une valeur de facteur d'échelle plus élevée vers 1300 Hz qui ne suit pas la décroissance, et la décroissance du facteur d'échelle après cette valeur de fréquence semble augmenter. Des mesures ont été effectuées en utilisant le vibromètre laser afin de déterminer l'accélération au niveau du boîtier, et celle au niveau du composant, c'est-à-dire au niveau du substrat silicium. Ces mesures sont assez bruitées puisque cela nécessite de focaliser le laser au niveau de la tranche du composant qui réfléchit peu. Il a tout de même été possible d'observer une amplitude de vibration au niveau du composant plus élevée qu'au niveau du boîtier pour cette fréquence d'excitation. Cela semble provenir d'un phénomène de résonance lors du mouvement de l'ensemble du composant sur ses points de colle. Il n'a pas été possible d'identifier si cela provient du collage du composant sur la cale en silicium ou bien de la cale sur le boîtier parce que la tranche de cette cale ne réfléchit pas suffisamment le laser pour déterminer son amplitude de vibration. Quoiqu'il en soit, cela montre une perturbation due au packaging du composant, et souligne le fait que l'optimisation du packaging nécessiterait une étude à part entière.

Afin de déterminer l'accélération minimale détectable, quelques mesures de stabilité ont été effectuées. Pour cela, comme pour les mesures précédentes, on récupère la phase du signal pour une fréquence d'excitation fixée, égale à l'une des fréquences de résonance de la poutre vibrante. Il est important de noter qu'il s'agit de la phase à fréquence donnée, c'est-à-dire la phase du signal démodulé à la fréquence d'excitation qui serait donc constante en absence de bruit. Cette phase peut être convertie en une fréquence de résonance du système, ou une accélération équivalente de la même manière que pour les mesures précédentes. Par conséquent, si l'on récupère un signal en phase, son bruit est équivalent à un bruit de fréquence et non pas un bruit de phase. En effet, pour les études de bruit de phase, la phase évolue temporellement de telle sorte que sa dérivée en fonction du temps est égale à la pulsation instantanée du signal (Équation 86). Autrement dit, pour une fréquence de résonance en absence de bruit la phase augmenterait proportionnellement au temps, avec une pente égale à la pulsation de résonance.

Deux types de calculs ont été effectués afin de déterminer cette accélération minimale détectable : des déviations d'Allan et les densités spectrales de bruit du signal de phase traduit en accélération. On rappelle que la formule de la variance d'Allan est donnée par l'Équation 89. Cette équation suppose un intervalle de temps entre chaque point de mesure égale à la constante τ , et il faudrait donc réaliser une autre série de mesure pour une autre valeur de τ . En pratique, les calculs de déviation d'Allan ont été effectués en utilisant l'estimateur à chevauchement de variable, qui permet d'évaluer la variance pour tous les multiples de l'intervalle de temps τ_0 entre chaque mesure. La déviation d'Allan de l'accélération est notée dev_a afin d'éviter toute confusion avec la contrainte mécanique due à l'accélération qui a été notée σ_a . Cet estimateur, pour une série de N mesures d'accélération a_k indicés de 1 à N , avec une constante de temps d'échantillonnage τ_0 , s'exprime selon la formule suivante :

$$dev_a(n\tau_0) = \sqrt{\frac{1}{2n^2(N - 2n + 1)} \sum_{j=1}^{N-2n+1} \left(\sum_{i=j}^{j+n-1} a_{i+n} - a_i \right)^2} \quad \text{Équation 99}$$

On peut considérer cette formule comme la déviation d'Allan calculée à partir d'une moyenne des écarts de mesure entre chaque couple de points séparés d'un temps $n\tau_0$. Ces écarts de mesure entre les couples de points correspondent aux $a_{i+n} - a_i$. Cet estimateur correspond à celui recommandé par les standards IEEE[86], ITU-T[90] et ETSI[91]. Il est important de noter que la

fréquence d'échantillonnage doit être au moins deux fois supérieure à la bande passante de l'instrument de mesure (théorème de Shannon), sinon effectuer des calculs de variance d'Allan donnerait des valeurs plus élevées qu'en réalité. Ces calculs sont effectués à l'aide d'un module sous Origin. On peut noter que le temps de calcul nécessaire pour l'estimation de $dev_a(n\tau_0)$ est proportionnel à $n(N - 2n)$. Ainsi pour obtenir les déviations d'Allan de τ_0 à $\frac{N}{2}\tau_0$, cela nécessite un temps de calcul proportionnel à N^3 . Le module utilisé possède probablement une complexité un peu plus faible puisque certaines sommes intermédiaires se retrouvent lors de l'évaluation de la déviation d'Allan à un autre temps, mais quoi qu'il en soit le temps de calcul peut devenir un problème en cas de trop grand nombre de points. Dans notre cas, le temps de calcul peut dépasser la minute au-delà de 100 000 points. Afin d'évaluer la déviation d'Allan en un temps de calcul raisonnable sur des durées de mesure plus grandes, il est donc nécessaire de diminuer la fréquence d'échantillonnage. Il faut alors ne pas oublier de diminuer la bande passante de l'appareil de mesure si la fréquence d'échantillonnage devient trop faible.

Cette mesure a été effectuée à pression atmosphérique pour les quatre premiers modes de l'accéléromètre EF1a en absence d'accélération extérieure. Ces courbes de déviation d'Allan pour une tension d'excitation de la poutre vibrante de 300 mV sont données Figure 71. Les tensions détectées pour les quatre modes en supprimant l'effet de l'amplificateur 40 dB sont, dans l'ordre, 1,5 mV, 3,0 mV, 2,7 mV et 1,2 mV. Afin de simplifier les calculs, on a supposé que le rapport entre le décalage en phase et l'accélération subie est constante quelle que soit la fréquence alors qu'il y a en réalité une diminution de ce rapport pour les fréquences supérieures à $f_n/2Q_n$. L'analyse est donc valable pour des mesures d'accélération dont la fréquence est inférieure à cette valeur, et dans le cas contraire cela pourrait correspondre à ne pas prendre en compte l'effet Leeson. Pour ces mesures à l'air libre, on peut noter que le rapport entre le décalage en phase et le décalage en accélération donné par $\frac{2Q_n K_n}{f_n}$ est très proche pour ces quatre premiers mode, avec environ $10^\circ/g$ pour le premier mode et environ $14^\circ/g$ pour les trois suivants. Cela provient du fait que la diminution du rapport K_n/f_n en fonction du mode est compensée par l'augmentation de Q_n en fonction du mode sans qu'il y ait de relation physique a priori entre ces deux quantités.

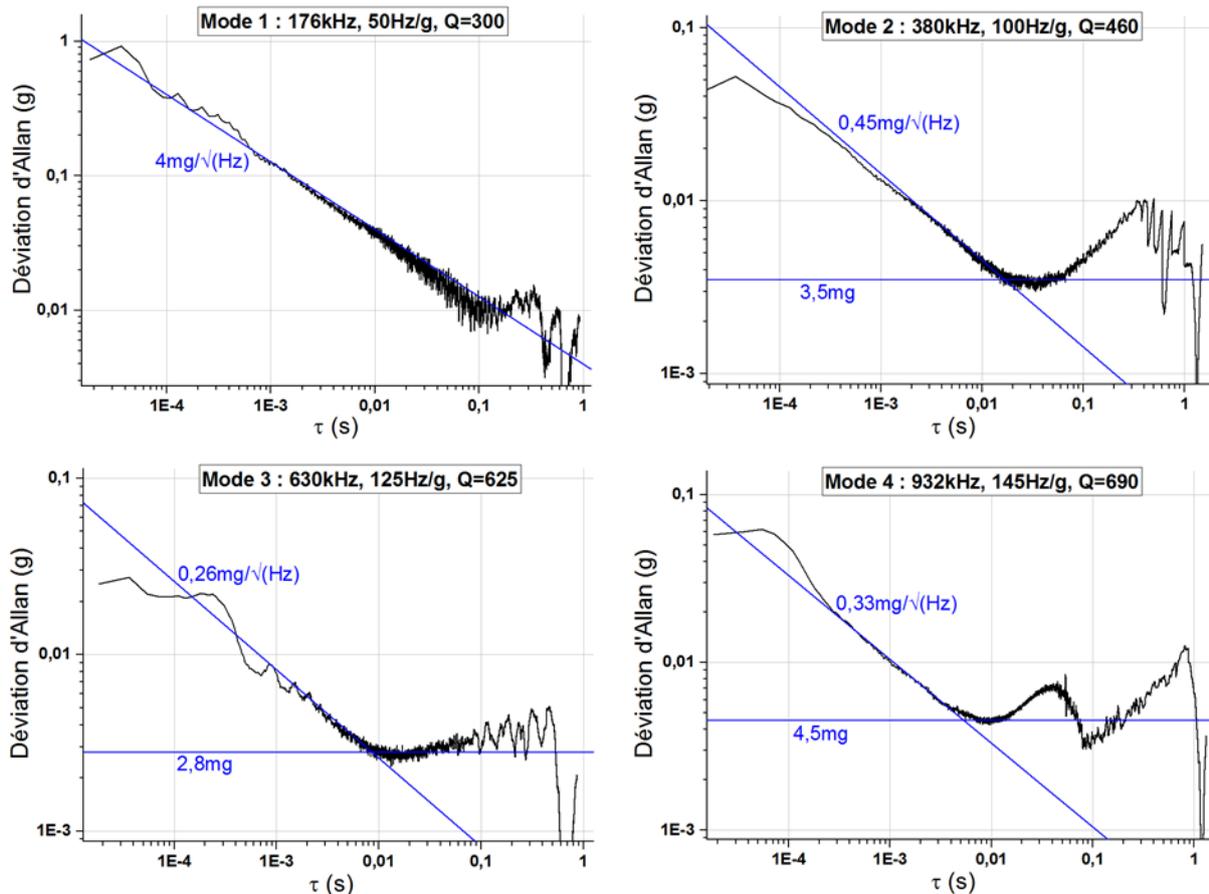


Figure 71 : Déviation d'Allan exprimée en g pour les quatre premiers modes de l'accéléromètre EF1a. Mesures à pression atmosphérique, $V_{act}=300$ mV, $V_{DS}=2$ V, $V_{GS}=-5$ V, bande passante de mesure 10 kHz, fréquence d'échantillonnage 55 kHz, temps de mesure compris entre 1,8 et 3 s. Les droites bleues représentent les résolutions, les équations de droite sont affichées. Ces mesures ne tiennent pas compte des variations de facteur d'échelle en fonction de la fréquence de l'accélération.

Les courbes de déviation d'Allan représenté en échelle log-log possèdent une pente en $-1/2$ puis un palier et une augmentation. La pente en $-1/2$ correspond à un bruit blanc dont la densité spectrale peut s'exprimer en $g/\sqrt{\text{Hz}}$. Le palier qui donne l'accélération minimale mesurable correspond à un bruit dont la densité spectrale de puissance est en $1/f$. Cela est probablement dû au bruit de scintillation (ou bruit flicker en utilisant le terme anglais) du transistor intégré sur la poutre. Enfin l'augmentation de la variance d'Allan au-delà d'un certain τ possède une pente entre $1/2$ et 1 correspondant alors respectivement à une marche aléatoire de fréquence et une dérive de fréquence. Ces deux phénomènes sont attribués à l'environnement physique du résonateur, et sont très probablement dus à des fluctuations de température et une dérive en température, qui doivent en partie être liées à l'échauffement du transistor.

Il y a également une valeur plus faible de variance d'Allan pour les premières valeurs de τ : cela est dû à la bande passante utilisée et les points pour τ inférieur à l'inverse de la bande passante ne sont pas à prendre en compte. De plus pour ces très faibles valeurs de τ , la déviation d'Allan devrait être plus élevée à cause de la diminution du facteur d'échelle pour les fréquences supérieures à $f_n/2Q_n$. La dernière décade de mesure est également peu significative puisque pour ces valeurs de τ le calcul de déviation d'Allan est effectué sur moins d'une dizaine de blocs, chaque bloc

étant une moyenne d'écart de valeurs. Cela peut permettre de repérer une dérive, mais donne une très grande variation pour un bruit quelconque.

Dès ces premières mesures, on remarque qu'une accélération de quelques mg est mesurable à l'air, et cela pour des temps d'intégration inférieurs à 0,1 s. Cela permet de donner les deux résolutions de l'accéléromètre pour une configuration donnée. Par exemple, pour le mode 3, pour une excitation à 300 mV, une tension drain-source de 2 V et une tension grille-source de -5 V, les résolutions sont de 2,8 mg et 0,26 mg/ $\sqrt{\text{Hz}}$.

Pour l'ensemble des séries de mesures, il est possible d'effectuer la même analyse dans le domaine fréquentiel à partir des densités spectrales de puissance. Pour une mesure effectuée sur un temps fini, la densité spectrale de puissance est égale au carré de la transformée de Fourier tronquée divisée par le temps de mesure. La densité spectrale de puissance d'un signal peut également être définie comme la transformée de Fourier de sa fonction d'autocorrélation. En pratique, une série de mesure est effectuée à une fréquence d'échantillonnage et on utilise la transformée de Fourier discrète qui se calcule par une transformée de Fourier rapide (FFT pour fast Fourier transform en anglais). Les racines carrées de densité spectrale de bruit d'accélération sont données Figure 72 pour les mêmes données que celles ayant servi à exprimer les déviations d'Allan Figure 71. Ces spectres sont également obtenus en supposant que la conversion entre la phase détectée et l'accélération est constante quelle que soit la fréquence. En réalité les spectres devraient avoir des valeurs plus élevées pour les fréquences supérieures à $f_n/2Q_n$.

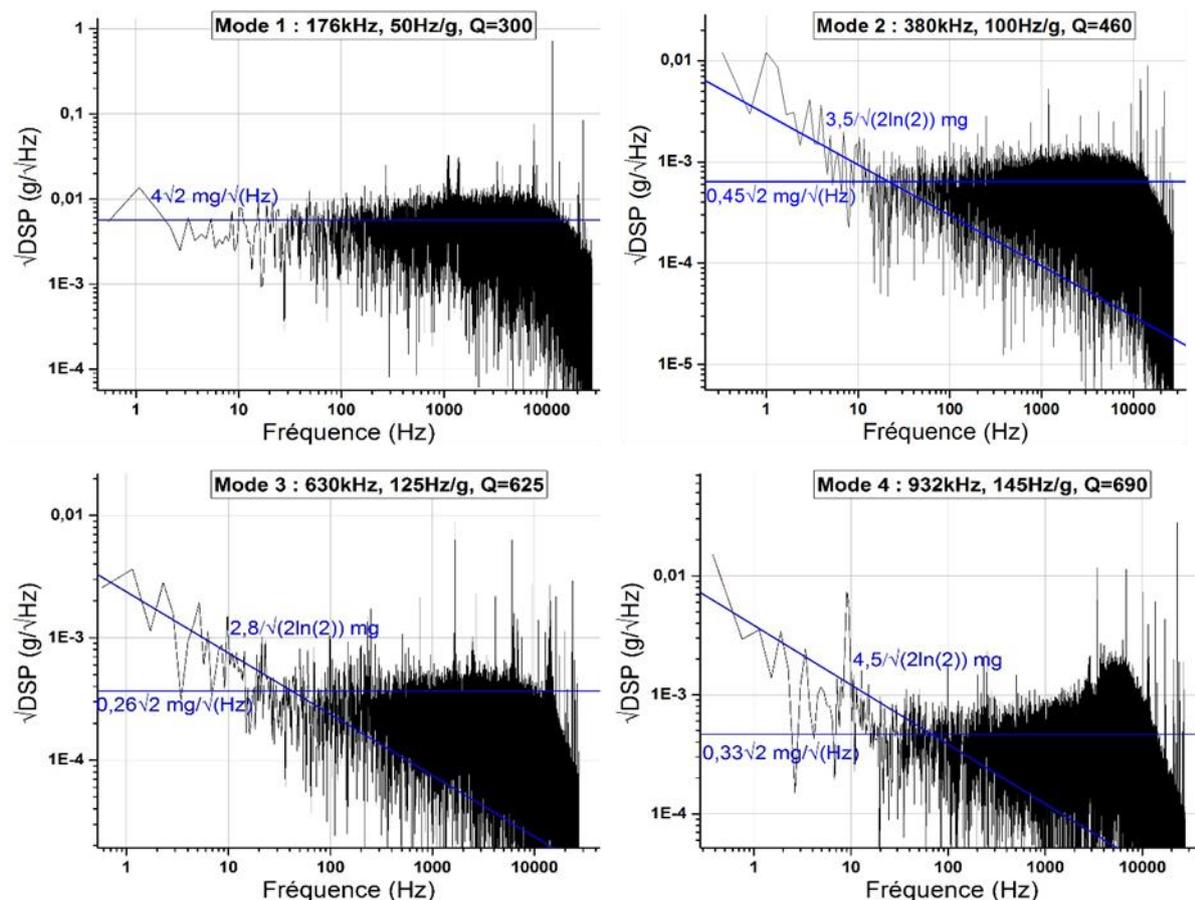


Figure 72 : Racines carrées des densités spectrales de bruit d'accélération calculées pour les mêmes séries de données que la Figure 71.

On rappelle que les formules de passage entre densité spectrale de puissance et variance d'Allan sont données Figure 29. Un bruit blanc dont la densité spectrale est h_0 aura une variance d'Allan égale à $h_0/(2\tau)$. Ainsi il suffit de multiplier le coefficient de la courbe en $1/\sqrt{t}$ de la déviation d'Allan par $\sqrt{2}$ pour obtenir la racine carrée $\sqrt{h_0}$ de la densité spectrale d'un bruit blanc. Pour le bruit dont la densité spectrale de puissance est en $1/f$, cela donne le palier de la variance d'Allan en multipliant le coefficient de cette courbe en $1/f$ par $2\ln(2)$ (Figure 29). Dans notre cas pour passer d'une courbe à l'autre il faut donc diviser le palier de la déviation d'Allan par $\sqrt{2\ln(2)} \approx 1,177$ pour obtenir le coefficient de la courbe en $1/\sqrt{f}$ de racine carrée de la densité spectrale de bruit. Les droites visibles en échelle log-log sur les courbes de déviation d'Allan de bruit d'accélération sont traduites en droites sur les courbes de racine carrée de puissance de bruit d'accélération. Ces mesures de densité spectrale donnent les mêmes conclusions quant aux résolutions du capteur. On remarque sur ces courbes de nombreux pics de bruit, pour lesquels il faudrait chercher l'origine et les faire disparaître dans l'avenir. Ces pics de bruit proviennent probablement des différents instruments utilisés pour effectuer les mesures (sources de tension et amplificateur à détection synchrone). Ces pics de bruit à fréquence suffisamment élevée ne sont pas visibles sur les courbes de variance d'Allan. Au contraire, sur la mesure du mode 4, il y a un pic à 9 Hz qui explique l'allure de sa déviation d'Allan, qui provoque un maximum à $2/9=0,0556$ s et un minimum à $1/9=0,111$ s. Les mesures de densité de puissance et de variance d'Allan sont complémentaires, la première permet une analyse spectrale plus précise du bruit alors que la seconde donne plus facilement les résolutions de l'accéléromètre et souligne les phénomènes de dérive et de marche aléatoire par une augmentation de sa valeur pour les durées les plus élevées.

Pour le premier mode, des mesures supplémentaires ont été effectuées avec différentes valeurs de tension d'actionnement et des bandes passantes différentes (Figure 73). On remarque que la déviation d'Allan qui correspond à un bruit blanc est inversement proportionnelle à la tension d'actionnement. La tension détectée est parfaitement proportionnelle à la tension d'actionnement. Ainsi, la densité spectrale de puissance de bruit est inversement proportionnelle à la puissance du signal détecté. Cela semble confirmer que ce bruit provient du bruit de scintillation du transistor présent sur la poutre. On remarque également l'effet des différentes valeurs de bande passante, créant une diminution de la déviation d'Allan pour les temps inférieurs à l'inverse de la bande passante. Il serait possible d'augmenter encore la tension d'actionnement pour diminuer ce bruit, et cela pour tous les modes de résonance, puisque la non-linéarité géométrique n'est pas atteinte à pression atmosphérique car le facteur de qualité est suffisamment faible. On pourrait donc s'attendre à une résolution plus faible que $0,1 \text{ mg}/\sqrt{\text{Hz}}$ notamment pour le mode 3. L'accélération minimale mesurable de quelques mg ne devrait pas changer, mais le temps de mesure nécessaire pour effectuer cette mesure diminuerait et serait alors inférieur à la dizaine de milliseconde pour certains modes.

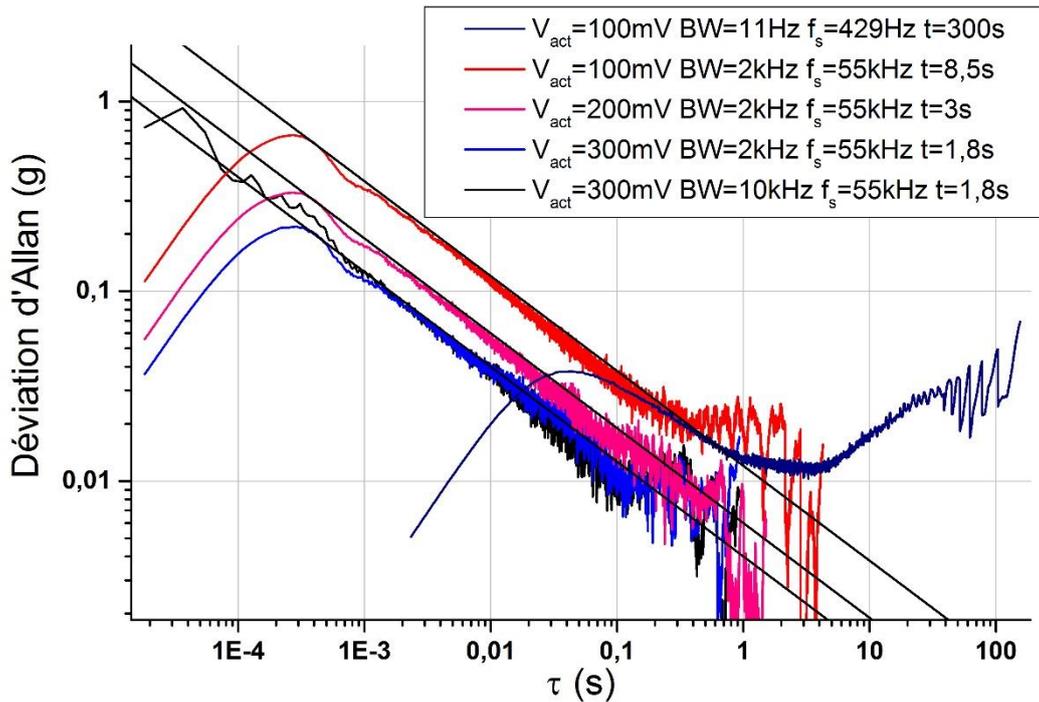


Figure 73 : Déviation d'Allan pour différentes valeurs de tension d'actionnement et de bande passante (BW). Les fréquences d'échantillonnage f_s et le temps de mesure sont donnés dans la légende. Les trois droites noires correspondent à 4, 6 et 12 $\text{mg}/\sqrt{\text{Hz}}$.

Pour conclure sur ces mesures effectuées à pression atmosphérique, un accéléromètre a été caractérisé pour ses quatre premiers modes de résonance. Cela peut être assimilé à l'étude de quatre accéléromètres différents comportant chacun un facteur d'échelle proche de la théorie en tenant compte de la contrainte présente dans la poutre vibrante. Il devrait être possible de mesurer une accélération minimale de 2,8 mg à l'aide du deuxième mode en un temps inférieur à 10 ms.

4.2.3.2 Mesures en boucle ouverte sous vide

Après ces mesures à pression atmosphérique, l'utilisation d'un nouveau banc sous vide a permis l'application d'accélération sous vide. Les trois premiers modes de l'accéléromètre EF1a ont été mesurés dans ces conditions. Les mesures présentées dans cette section ont été effectuées sous vide secondaire, ou sous vide primaire avec une pression d'environ 0,1 mbar avec des résultats identiques.

Le principe de la mesure est le même que précédemment : on mesure un décalage en phase pour une excitation à une fréquence fixée égale à la fréquence de résonance de la poutre en absence d'accélération appliquée. En traduisant le décalage en phase en un décalage en fréquence à l'aide de la dérivée de la phase en fonction de la fréquence, on obtient les facteurs d'échelle donnés Figure 74. Ces mesures ont été effectuées avec des tensions de polarisation du transistor optimisées pour les mesures sous vide afin d'obtenir le signal de détection le plus important pour une tension d'actionnement donnée. Ces mesures ont été obtenues pour une tension drain-source de 3 V et une tension grille-source de -3,5 V, donnant un rapport entre la tension détectée et la tension appliquée de 0,0825 pour le mode fondamental au lieu de 0,055 pour la tension drain-source de 2 V et la tension grille-source de -5 V utilisée précédemment. Cela crée également un changement des fréquences de résonance. Afin de ne pas être limité par les non-linéarités géométriques, les tensions

d'excitation utilisées pour les trois premiers modes sont respectivement 20 mV, 35 mV et 35 mV donnant une tension détectée de 1,65 mV, 4,58 mV et 2,84 mV avec un facteur de qualité d'environ 4800, 4450 et 3150 pour des fréquences de résonance de 162 kHz, 355 kHz et 599 kHz.

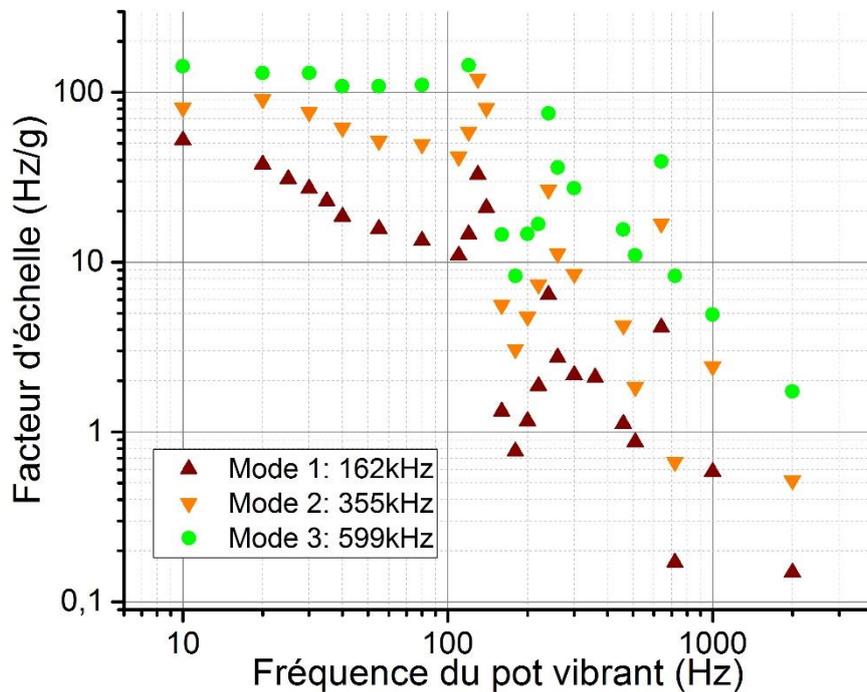


Figure 74 : Facteurs d'échelle sous vide de l'accéléromètre EF1a en fonction de la fréquence d'excitation du pot vibrant pour les trois premiers modes de résonance de la poutre vibrante. L'ensemble de ces mesures ont été effectuées pour une tension drain-source de 3 V et une tension grille-source de -3,5 V.

On obtient comme prévu les mêmes valeurs de facteurs d'échelle que pour les mesures à pression atmosphérique, avec une décroissance à partir d'une fréquence proche de $f_n/2Q_n$. Ces mesures sont quantifiées à partir des mesures effectuées par un accéléromètre commercial et celle présente au niveau du composant (voir [Annexe D.4](#)). L'accélération mesurée par l'accéléromètre commercial n'est pas égale à celle appliquée au niveau du composant à caractériser à cause des phénomènes de résonances du boîtier sur ses broches et du support en ABS. Afin de prendre en compte ces écarts entre l'accélération réelle appliquée au composant et celle mesurée par l'accéléromètre commercial, des mesures ont été effectuées à l'air libre avec le vibromètre laser. Cependant, les phénomènes de résonance doivent être suffisamment différents sous vide pour que ce calibrage réalisé à l'air ne suffise pas à évaluer précisément l'accélération réelle appliquée au niveau du composant lors des mesures sous vide. Cela crée les pics visibles sur la Figure 74. Les facteurs de qualité étant bien plus élevés que pour les mesures effectués à pression atmosphérique, le décalage en phase mesuré pour ces trois premiers modes sont respectivement d'environ 180°/g, 135°/g et 75°/g pour des accélérations de fréquence inférieure à $f_n/2Q_n$.

Des mesures de bruit ont été réalisées en utilisant le même principe que précédemment. Il s'agit d'un bruit de la phase démodulée traduit en bruit d'accélération en traduisant le bruit de la phase démodulée en un bruit d'accélération en supposant une conversion constante quelle que soit la fréquence (Figure 75). Il est à noter que le théorème de Shannon n'est pas respecté pour la mesure du mode 2 ce qui implique un bruit mesuré plus élevé qu'en réalité.

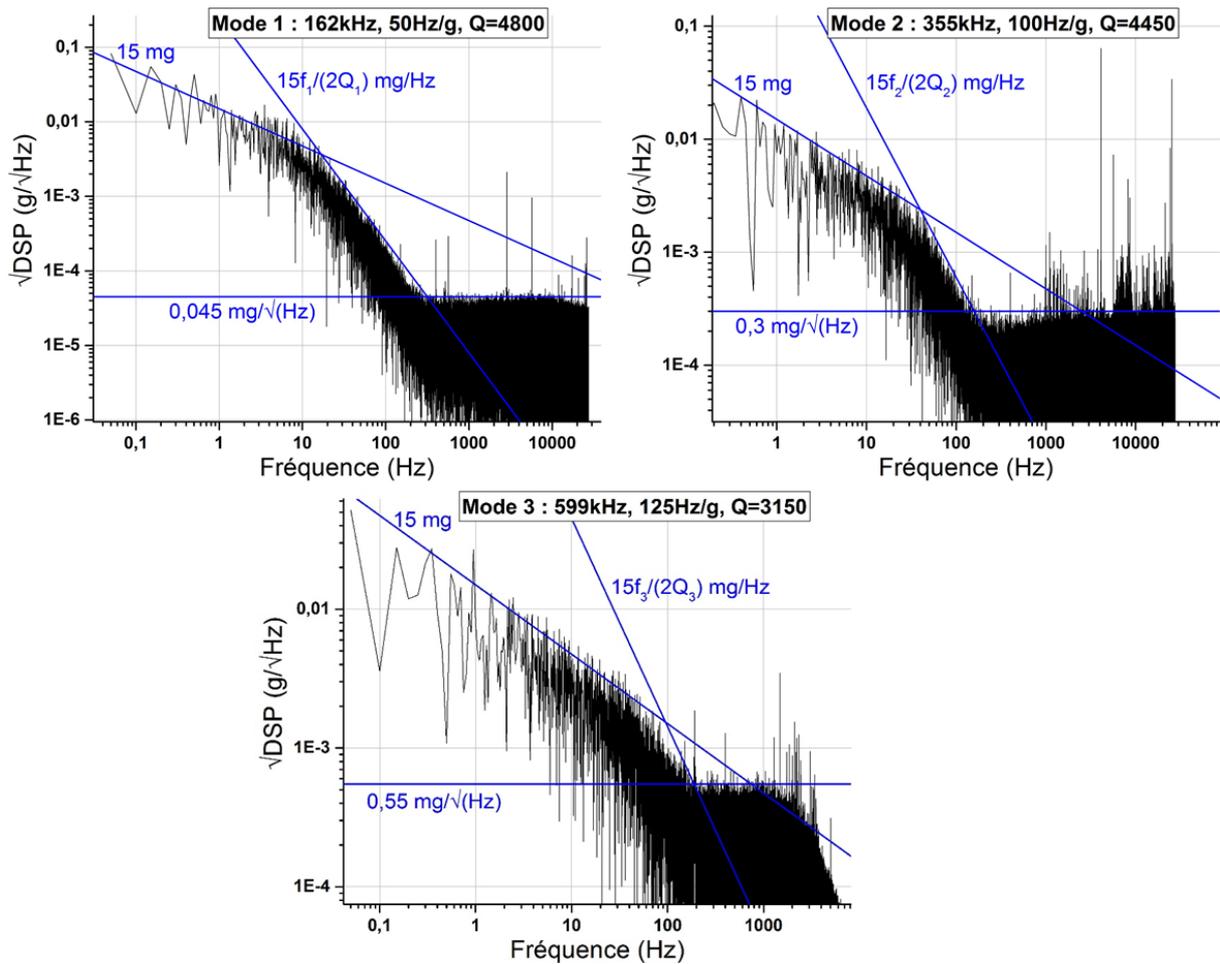


Figure 75 : Racines carrées des densités spectrales de bruit d'accélération sous vide pour les trois premiers modes de l'accéléromètre EF1a. Les paramètres utilisés sont $V_{DS}=3$ V, $V_{GS}=-3,5$ V, $V_{act}=20$ mV, 35mV et 35mV respectivement, bande passante de mesure 10 kHz, 200 kHz et 2 kHz respectivement, fréquence d'échantillonnage 55 kHz, temps de mesure 20 s. Ces mesures ne tiennent pas compte des variations de facteur d'échelle en fonction de la fréquence de l'accélération.

Un bruit ayant une densité spectrale de puissance en $1/f$ est présent. Il apparaît une décroissance du bruit de la phase mais en tenant compte de la diminution du facteur d'échelle à partir de $f_n/2Q_n$, cette décroissance disparaît du bruit en accélération. Ce bruit est étonnamment plus élevé que pour les mesures effectuées à l'air. Une conclusion possible est que ce bruit correspond au bruit de scintillation du transistor de détection, qui serait plus élevé à cause de sa température plus élevée lors des mesures sous vide. Il y a également un bruit blanc dont la puissance est plus faible que lors des mesures effectuées à pression atmosphérique grâce aux facteurs de qualité plus élevés et malgré la tension électrique d'actionnement plus faible. Le fait de ne pas considérer la diminution du facteur d'échelle en fonction de la fréquence fait apparaître un niveau de bruit de $0,045$ mg/√Hz pour le mode fondamental, qui correspondrait à une résolution de $0,032$ mg/√Hz pour une déviation d'Allan. Toutefois cette résolution ne serait atteignable que si elle était obtenue pour une fréquence inférieure à $f_n/2Q_n$, ce qui n'est pas le cas à cause du bruit en $1/f$ attribué au transistor. La présence de pics de bruit et le fait que $f_n/2Q_n$ soit faible diminue la pertinence de la déviation d'Allan, qui n'apporte pas d'information supplémentaire.

Quelques mesures ont également été réalisées avec une configuration différente, en utilisant une source de tension possédant un niveau de bruit plus élevée pour polariser le transistor. La Figure 76 présente deux mesures réalisées pour le premier mode avec des tensions d'actionnement différentes, une tension drain-source de 2 V et une tension grille-source de -5 V. Le facteur de qualité est alors d'environ 6000 pour une fréquence de résonance de 175kHz. La densité spectrale de puissance de bruit en $1/f$ est légèrement plus faible que pour les mesures sous vide présentés précédemment voire légèrement plus faible, et plus élevée que pour les mesures réalisées à pression atmosphérique. Cela est probablement lié au fait que la température du transistor est plus faible que pour les précédentes mesures sous vide. Cela provoque également le facteur de qualité plus élevé et la nouvelle fréquence de résonance. On peut d'ailleurs noter le passage de 176kHz à 175kHz pour la même polarisation en passant de la pression atmosphérique au vide, ce qui confirme la température plus élevée lors des mesures sous vide. D'autant plus que ce décalage en fréquence est opposé de ce qui serait classiquement observée pour une poutre sans zone active car l'air a tendance à agir comme une masse supplémentaire qui fait diminuer la fréquence de résonance.

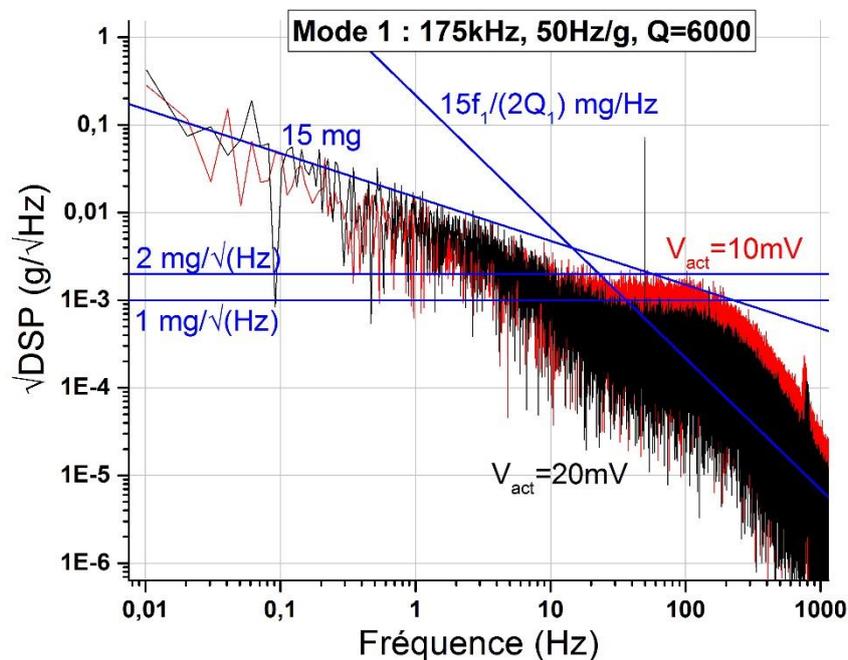


Figure 76 : Racines carrées des densités spectrales de bruit d'accélération pour le mode 1 pour une tension d'actionnement de 10 ou 20 mV. Source de tension différente pour polariser le transistor. Mesures sous vide, $V_{DS}=2$ V, $V_{GS}=-5$ V, bande passante de mesure 150 Hz, fréquence d'échantillonnage 55 kHz, temps de mesure 100 s. Ces mesures ne tiennent pas compte des variations de facteur d'échelle en fonction de la fréquence de l'accélération.

La densité spectrale de bruit blanc est effectivement plus élevée de plus d'un rapport 20 comparé aux mesures effectuées avec la source de tension bas bruit pour les mêmes tensions d'actionnement. Une partie de cette augmentation du bruit est dû à une diminution de l'amplitude du signal détecté, passant de 285 mV en sortie de l'amplificateur de tension, à 55 mV. Cette modification d'amplitude est due à la diminution de la transconductance du transistor de détection en utilisant ces tensions de polarisation, malgré l'augmentation du facteur de qualité de 4800 à 6000. Cependant ce rapport d'environ 5 entre les tensions détectées laisse encore un rapport 4 qui doit provenir du bruit plus élevé de la source de tension. La résolution en mg/\sqrt{Hz} semble donc limitée par la source de tension et reste inversement proportionnel à la puissance électrique détectée. Cela

revient à considérer que l'amplificateur constitué du transistor de détection possède un facteur de bruit dépendant de la source de tension. On peut également noter la présence d'un pic de bruit à 50 Hz lié à l'alimentation des différents instruments par le secteur de valeur quasi identique et qui ressort fortement de la courbe de bruit. Cela est lié au fait que la mesure dure 100 s et qu'une densité spectrale de puissance est proportionnelle à la durée de mesure pour un signal sinusoïdale constant.

Pour conclure, l'accéléromètre semble pouvoir atteindre une résolution en $g/\sqrt{\text{Hz}}$ meilleure lors des mesures sous vide et pouvant être inférieure à $0,05 \text{ mg}/\sqrt{\text{Hz}}$. Cependant la bande passante fortement limitée à cause des facteurs de qualité élevée n'est pas prise en compte dans ces mesures à boucle ouverte. De plus, l'accélération minimale mesurable, d'environ 15 mg, est plus élevée lors des mesures sous vide par rapport aux mesures à pression atmosphérique qui donnaient des valeurs inférieures à 5 mg. Cela est causé par un bruit en $1/f$ plus élevé attribué au bruit de scintillation du transistor qui atteint une température plus élevée.

4.2.3.3 *Mesures en boucle fermée sous vide*

Afin de ne pas être limité à une bande passante de $f_n/2Q_n$, il est possible de réaliser une mesure en boucle fermée. Une mise en oscillation de résonateurs a été effectuée par des collègues de FEMTO-ST dans le cadre de l'ANR ASTRID AmGaSi. Une mise en oscillation a été effectuée pour un accéléromètre de dimensions identiques aux accéléromètres présentés dans ce chapitre. L'oscillation a été effectuée pour son mode 2 à une fréquence de 260 kHz et un facteur de qualité de 2440 sous vide. La fréquence de résonance est beaucoup plus faible (260 kHz contre 355 kHz) pour ce résonateur à cause d'une contrainte plus faible dans la poutre vibrante. L'efficacité d'actionnement de la poutre pour ce composant est faible, avec plus d'un facteur dix inférieure à celle de l'accéléromètre EF1a. Une mesure de bruit de phase a été effectuée par les collègues de FEMTO-ST permettant d'en déduire une résolution d'environ $5 \text{ mg}/\sqrt{\text{Hz}}$ pour des fréquences de 1 à 100 Hz.

Pour l'accéléromètre EF1a, j'ai réalisé une boucle à verrouillage de phase (PLL pour phase-locked loop en anglais) à l'aide de l'amplificateur à détection synchrone. Pour ces mesures, la tension électrique d'actionnement est fixée à une valeur constante, et une consigne en phase est donnée tandis que la fréquence d'actionnement varie afin de respecter cette consigne. La consigne en phase est fixée égale à la phase à l'une des fréquences de résonance en absence d'accélération, et la fréquence d'excitation est libre de se déplacer autour de la fréquence de résonance correspondante. On mesure donc désormais un décalage en fréquence lors de l'application d'une accélération, ce qui correspond directement au facteur d'échelle.

Ces mesures ont été effectuées pour les trois premiers modes avec les mêmes paramètres que lors des mesures en boucle ouverte sous vide : des tensions d'excitation respectives de 20 mV, 35 mV et 35 mV, une tension drain-source de 3 V et une tension grille-source de -3,5 V. Les facteurs d'échelle ainsi mesurés sont donnés Figure 77. On observe un facteur d'échelle constant, égale à celui obtenu précédemment sous vide ou à l'air pour les fréquences suffisamment faibles, mais qui n'est cette fois plus limité aux fréquences à $f_n/2Q_n$. La bande passante semble supérieure au kilohertz. Le premier mode est une exception et semble avoir un facteur d'échelle de 55 Hz/g au lieu de 50 Hz/g précédemment. Cela est probablement dû au fait que la contrainte en tension est plus faible d'une dizaine de MPa pour cette polarisation du transistor comparé aux mesures effectuées à pression atmosphérique. Le mode 1 est le plus sensible à une modification de contrainte et cet

impact ne semble donc pas visible sur les autres modes étant donné la disparité des mesures dû aux incertitudes. Si le facteur d'échelle est effectivement plus élevé lors de ces mesures sous vide, cela devrait être également le cas lors des mesures en boucle ouverte, mais puisqu'un seul point est donné avant la diminution du facteur d'échelle, cela reste difficile à confirmer. Par ailleurs, la précision de ces mesures est toujours limitée par les résonances du boîtier et du support ABS.

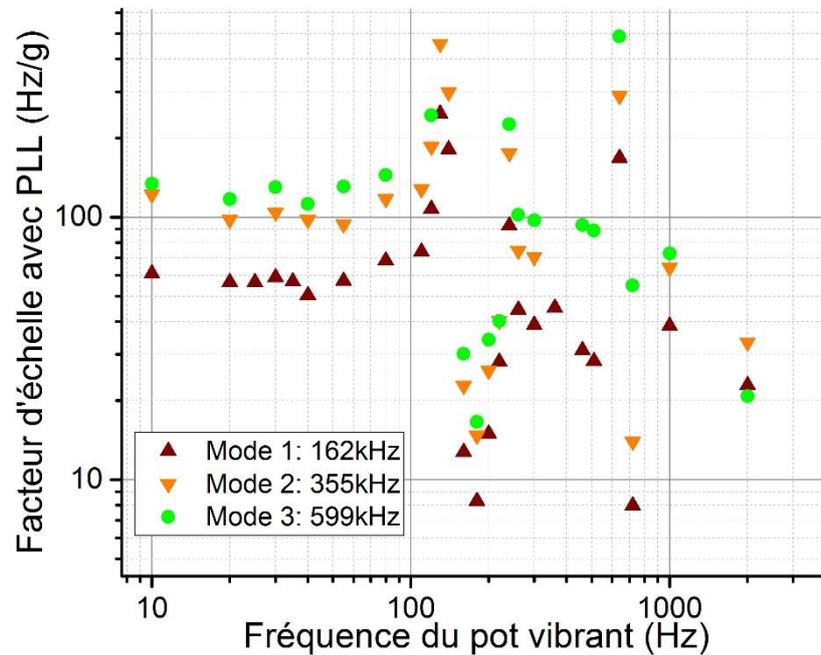


Figure 77 : Facteur d'échelle sous vide en utilisant une PLL de l'accéléromètre EF1a en fonction de la fréquence d'excitation du pot vibrant pour les trois premiers modes de résonance de la poutre vibrante. L'ensemble de ces mesures ont été effectuées pour une tension drain-source de 3 V et une tension grille-source de -3,5 V. Les fréquences données dans la légende correspondent aux fréquences de résonance en absence d'accélération appliquée.

Quelques mesures de bruits en présence de la PLL ont été réalisées et sont présentées Figure 78. On obtient des résultats assez semblables à celles effectuées en boucle ouvertes, mais cette fois-ci le bruit est plus élevé pour les fréquences les plus grandes car l'effet Leeson est désormais directement pris en compte. En effet, il s'agit d'un bruit de fréquence traduit en bruit d'accélération au lieu d'un bruit de phase démodulée qui était limité en bande passante. On peut voir que le niveau de bruit pour la fréquence la plus élevée calculable n'est pas négligeable parce que le filtre passe bas lié à la bande passante n'est pas suffisamment sélectif pour les paramètres utilisés pour les deux premiers modes. Il faudra augmenter le rapport entre bande passante et fréquence d'échantillonnage pour ces mesures pour éviter ces effets. Cela doit créer des artefacts qui expliquent l'écart entre les mesures en boucle ouverte et en boucle fermée. Il y a notamment une augmentation artificielle du bruit entre 50 Hz et 2000 Hz pour les deux premiers modes. Pour le mode 3, on retrouve bien les valeurs obtenues précédemment en boucle ouverte sous vide.

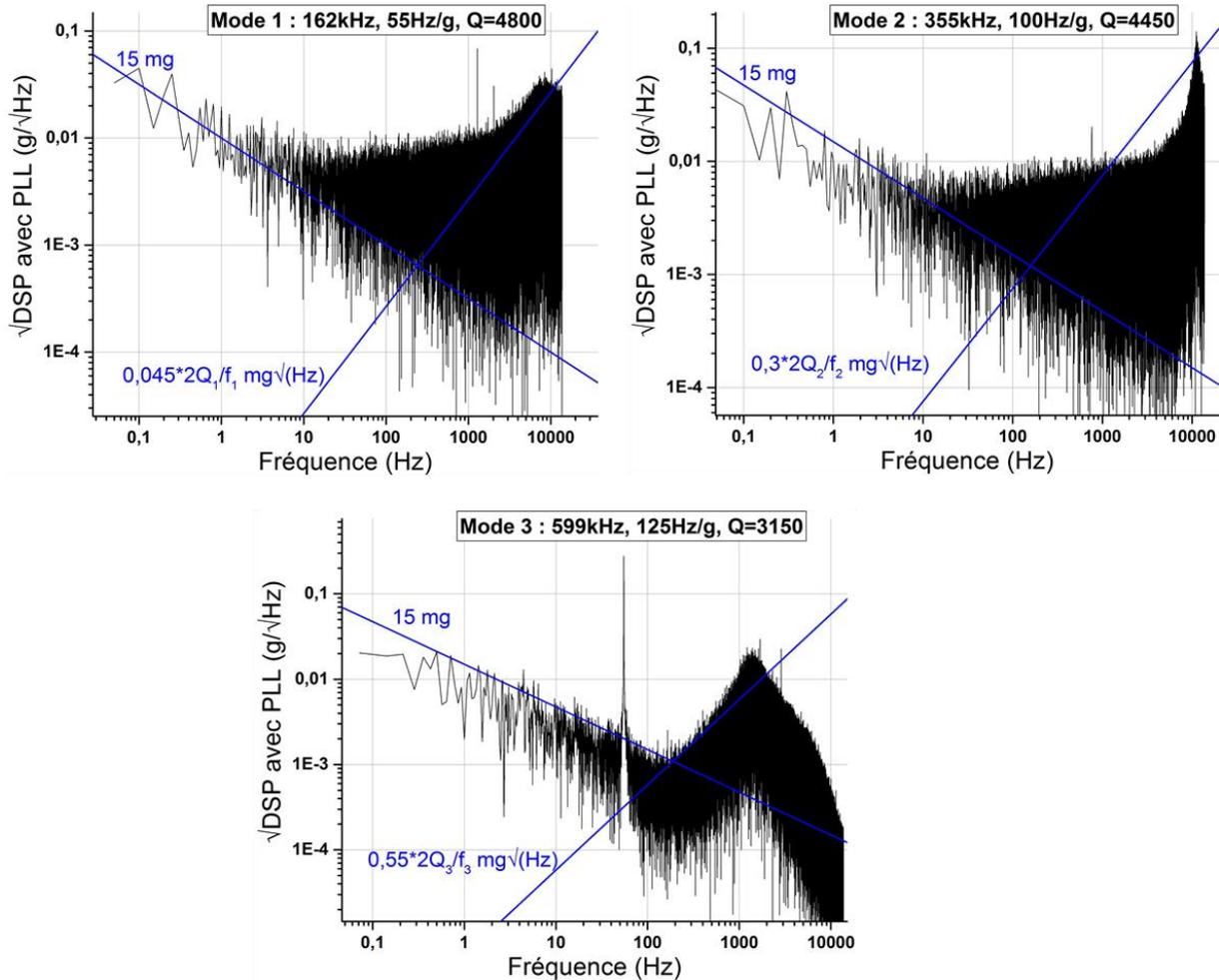


Figure 78 : Racines carrées des densités spectrales de bruit d'accélération avec PLL. Mesures sous vide, $V_{DS}=3\text{ V}$, $V_{GS}=-3,5\text{ V}$, bandes passantes de mesure 20 kHz, 20 kHz et 3 kHz respectivement, fréquences d'échantillonnage 55 kHz, 20 s, 20 s et 14 s respectivement. La mesure du mode 3 a été effectuée en présence d'une accélération appliquée par le pot vibrant de 200 mg à 55 Hz. Les droites bleues correspondent aux niveaux de bruit obtenus lors des mesures en boucle ouverte.

Le pic à 55 Hz est dû à l'application d'une accélération sinusoïdale d'environ 200 mg par le pot vibrant. Ce qui est mesuré étant la racine carrée d'une densité spectrale de puissance, sa hauteur est proportionnelle à la racine carrée du temps de mesure. La mesure ayant duré 14 s, ce pic sort fortement du bruit.

Finalement, l'accéléromètre présente des facteurs d'échelle et des facteurs de qualité susceptibles d'atteindre d'excellentes performances. Cependant il semble limité par un bruit lié au transistor de détection et probablement également aux instruments de mesure. Il serait donc intéressant de réaliser une détection passive avec une mise en oscillation bas bruit afin de connaître les performances que peuvent atteindre ce type de capteur. De plus, il est envisageable d'utiliser plusieurs modes simultanément sans limitation des performances puisque les écarts de fréquences en chaque mode sont suffisamment grands pour que l'actionnement d'un mode ne perturbe pas les autres. Cela nécessiterait alors une électronique plus complexe, et permettrait une redondance de l'accélération détectée.

4.2.4 Caractéristiques d'un accéléromètre avec contrainte

Pour un bruit de phase donné, le bruit d'accélération est obtenu à partir de l'Équation 84. En supposant que le facteur de qualité est limité par un effet intrinsèque, le rapport $\frac{f_n}{2Q_n K_n}$ est indépendant de la contrainte. En effet, la présence de contrainte en tension augmente le facteur de qualité, mais cette augmentation est compensée par l'augmentation de la fréquence de résonance et la diminution du facteur d'échelle. L'amplitude de vibration de la poutre devrait être peu influencée par la présence de contrainte à condition d'ajuster la longueur de l'électrode d'actionnement puisque la variation de facteur de qualité est compensée par la variation de fréquence de résonance (Équation 69). L'amplitude critique de non-linéarité géométrique devrait également être peu modifiée puisque la présence de contrainte en tension compense la diminution de l'amplitude critique liée à un facteur de qualité plus élevé (Équation 93).

La présence de contrainte ne devrait donc pas diminuer la résolution de l'accéléromètre, mais devrait permettre une étendue de mesure largement augmentée en éloignant la limite de flambage. Pour les accéléromètres présentés, la limite de flambage se situe à -19,6 MPa, ce qui correspondrait à environ 220 g en absence de contrainte, mais plus de 1000 g grâce à la précontrainte en tension de 70 MPa. Atteindre ces valeurs suppose que tous les aspects packaging soient validés pour de telles accélérations.

Un défaut du dispositif actuel est sa très grande sensibilité à la température. En effet, la différence de coefficient de dilatation entre le silicium et le nitrure de galium implique une contrainte en compression d'environ -840 kPa/K (Équation 94) pour une poutre bi-encastree en GaN dans un support silicium. Pour l'accéléromètre présenté, en supposant que l'intégralité de la contrainte en compression liée à une augmentation de température soit présente au niveau de la poutre vibrante, cela crée un décalage en fréquence qui serait équivalent à l'application d'une accélération d'environ 10 g/K. En réalité, 65 % de la contrainte se traduit en un décalage de la masse d'épreuve (Équation 80) et on s'attend donc à une sensibilité d'environ 3,5 g/K à la température. Cela correspond à un décalage en fréquence de l'ordre de 1000 ppm/K. Une élévation de température crée donc une compression qui en plus de créer un décalage en fréquence pouvant être confondu avec une accélération extérieure, diminue le facteur de qualité ainsi que l'étendue de mesure. Ainsi pour une température supérieure à quelques centaines de degrés Celsius, la poutre pourrait atteindre la limite de flambage et donc ne plus permettre la détection d'accélération. Toutefois, l'ensemble de ces effets thermiques peuvent être supprimés, ou au moins fortement minimisés, en complexifiant la structure du support au lieu d'un simple cadre en silicium. Les effets liés à la dilatation thermique sont également à prendre en compte pour le packaging. Il est possible de réaliser un support tel que les variations de température crée une dilatation du support égale à la dilatation de la poutre vibrante. Cela supprimerait la création de contrainte dans la poutre à cause des effets thermiques. Il ne resterait alors que des variations des caractéristiques dues à la dilatation de la poutre et la modification des propriétés mécaniques du matériau en fonction de la température. Cela aurait un impact d'au moins un ordre de grandeur inférieur à celui de la création de contrainte, et les facteurs de qualité et les étendues de mesure seraient conservés. Les variations de fréquence en fonction de la température devraient alors être de l'ordre de 100 ppm/K et pourraient être compensées en partie par une mesure différentielle.

Enfin, les mesures présentées dans ce chapitre s'étalent sur plusieurs mois, avec plus d'un an séparant les premières et les dernières mesures sur l'accéléromètre EF1a. Aucun phénomène de vieillissement du composant n'a été observé, ce qui témoigne de la stabilité mécanique et électrique du composant.

Le Tableau 5 résume les caractéristiques de l'accéléromètre EF1a qui ont été mesurées expérimentalement ou bien déduites du modèle théorique.

Tableau 5 : Caractéristiques de l'accéléromètre EF1a. Les caractéristiques expérimentales dépendent des paramètres de polarisation et d'excitation utilisées.

Mode	1	2	3	4
Fréquence de résonance	162-176 kHz	355-380 kHz	599-630 kHz	932 kHz
Facteur d'échelle	50 Hz/g	100 Hz/g	125 Hz/g	145 Hz/g
Facteur de qualité à l'air libre	300	460	625	690
Résolutions à l'air libre	4 mg/ $\sqrt{\text{Hz}}$	0,45 mg/ $\sqrt{\text{Hz}}$ 3,5 mg	0,26 mg/ $\sqrt{\text{Hz}}$ 2,8 mg	0,33 mg/ $\sqrt{\text{Hz}}$ 4,5 mg
Facteur de qualité sous vide	4800-6000	4450	3150	
Résolutions sous vide	<10 mg/ $\sqrt{\text{Hz}}$ 15 mg	<10 mg/ $\sqrt{\text{Hz}}$ 15 mg	2 mg/ $\sqrt{\text{Hz}}$ 15 mg	
Etendue de mesure théorique	1000 g			

4.3 Conclusion

Des résonateurs formés de poutres vibrantes en GaN ont été caractérisés. La présence de contrainte en tension dans ces poutres permet d'atteindre des facteurs de qualité dépassant les 10 000 sous vide pour des fréquences de résonance de quelques centaines de kHz. Les amplitudes de vibration obtenues sont proches du modèle simplifié avec plus de 100 nm/V à pression atmosphérique et probablement plus de 1000 nm/V sous vide avec une puissance d'excitation quasi nulle. Le transistor de détection permet d'obtenir une transmission en tension de l'ordre de -30 dB à la résonance.

Ce type de résonateur a été conçu au sein d'une structure d'accéléromètre. On retrouve des caractéristiques proches, avec une contrainte en tension moindre puisqu'un déplacement de la masse d'épreuve permet de relaxer en partie cette contrainte. Pour les mesures sous vide, le rapport entre tension détectée au niveau du transistor et la tension d'actionnement a pu dépasser 0,4. La présence de contrainte en tension modifie fortement le comportement de l'accéléromètre, notamment avec un facteur d'échelle croissant en fonction du mode de résonance utilisé. Une accélération minimale de 2,8 mg est détectable avec une résolution de 0,26 mg/ $\sqrt{\text{Hz}}$ à pression atmosphérique à l'aide du troisième mode de résonance. Sous vide, la résolution semble pouvoir être inférieure à 0,05 mg/ $\sqrt{\text{Hz}}$, mais cette valeur n'est pas atteignable à cause de l'effet Leeson et de l'accélération minimale mesurable qui est plus élevée. Ces résolutions semblent actuellement limitées par les instruments de mesure et le bruit du transistor de détection. La mesure en boucle fermée par l'utilisation d'une boucle à verrouillage de phase suggère une bande passante du capteur supérieure au kilohertz. Enfin, la présence de contrainte en tension permet une étendue de mesure théorique supérieure à 1000 g.

Conclusion générale et perspectives

Cette thèse avait pour objectif l'étude et le développement d'accéléromètres MEMS à poutre vibrante en GaN. Pour cela, des hétérostructures AlGaIn/GaN sur silicium ont été utilisées. Une contrainte mécanique en tension de plusieurs dizaines à plusieurs centaines de mégapascals est présente dans la couche de GaN, qui provient de la croissance du matériau par épitaxie. Cette contrainte modifie significativement les caractéristiques des accéléromètres.

Dans le chapitre 1, nous avons présenté le principe de fonctionnement des accéléromètres à masse d'épreuve. Les matériaux utilisés pour la réalisation de MEMS ainsi que les techniques d'actionnement associés ont été exposés. Nous avons montré l'intérêt du GaN, qui devrait permettre à moyen terme de créer des capteurs avec une électronique intégrée fonctionnant en environnement sévère. Un état de l'art des MEMS en GaN est également présenté.

Un modèle du résonateur et de l'accéléromètre à poutre vibrante en présence de contrainte mécanique sont développés dans le chapitre 2. Ce modèle ne se limite au cas du GaN et peut donc être appliqué pour tout matériau possédant une contrainte ou non. Une étude des phénomènes dissipatifs, qui sont liées au facteur de qualité, a également été présentée. Nous avons montré que la présence de contrainte permet d'augmenter le facteur de qualité dans le cas des phénomènes dissipatifs intrinsèques. Les effets de la contrainte en tension sur les caractéristiques du résonateur et de l'accéléromètre sont une augmentation des fréquences de résonance, une diminution du facteur d'échelle, une augmentation de la linéarité des accéléromètres, et une forte augmentation de l'étendue de mesure. La diminution du facteur d'échelle pouvant être compensée par l'augmentation du facteur de qualité, les résolutions des accéléromètres ne sont pas nécessairement diminuées par la présence de contrainte. Pour un facteur de qualité donné, les amplitudes de vibration critiques de non-linéarités géométriques sont plus élevées en présence de contrainte en tension. En absence de contrainte, les résolutions associées aux modes de résonances d'ordres supérieurs diminuent. Cela n'est plus nécessairement le cas en présence d'une forte contrainte en tension, c'est pourquoi ce travail de thèse ne s'est pas restreint à l'étude du mode fondamental.

Les étapes de fabrication des composants ont été présentées dans le chapitre 3. Ce procédé de fabrication a été réalisé au sein de la centrale de technologie de l'IEMN. Il repose sur une approche système permettant de réaliser en parallèle des capteurs électromécaniques et une électronique intégrée. Ce procédé correspond à un procédé de réalisation de transistors (HEMT) en filière GaN auquel une gravure du GaN et une gravure du substrat silicium ont été ajoutées. Ce chapitre a également comporté une présentation de la mise en boîtier des composants.

Dans le chapitre 4, nous avons montré les mesures expérimentales effectuées sur les résonateurs et accéléromètres en GaN sur silicium. Les caractéristiques expérimentales obtenues sont comparées aux modèles développés dans le chapitre 2. Les fréquences de fonctionnement des poutres vibrantes étudiées sont généralement comprises entre la centaine de kilohertz et le mégahertz. Les facteurs de qualité mesurés sous vide sont de plusieurs milliers, et le mode fondamental d'un résonateur a atteint un facteur de qualité de 15 000. Le facteur de qualité semble limité par des pertes liées aux surfaces, et pour le mode fondamental probablement également des pertes dues aux ancrages. Un accéléromètre a été testé et possède des facteurs d'échelle compris entre 50 et 145 Hz/g suivant les modes, ce qui est en bon accord avec le modèle théorique. Ce capteur a démontré une résolution de 2,8 mg et 0,26 mg/ $\sqrt{\text{Hz}}$ à l'air. Lors de ces mesures, l'amplitude de vibration critique de non-linéarité n'est pas atteinte, il serait donc possible d'augmenter l'amplitude de vibration afin d'obtenir une résolution en mg/ $\sqrt{\text{Hz}}$ plus faible. Les mesures sous vide

semblent suggérer qu'une résolution inférieure à $0,05 \text{ mg}/\sqrt{\text{Hz}}$ est atteignable mais un bruit en $1/f$ attribué au bruit de scintillation du transistor empêche d'atteindre cette valeur. Ce bruit est plus élevé sous vide que lors des mesures à l'air, et la présence de facteur de qualité élevé limite l'amplitude vibration par les phénomènes de non-linéarité géométrique donc la résolution du capteur sous vide est moins bonne que celle mesurée à l'air. Les mesures réalisées en boucle fermée à l'aide d'une boucle à verrouillage de phase suggèrent une bande passante du capteur supérieure au kilohertz. Enfin, la présence de contrainte en tension permet une étendue de mesure théorique supérieure à 1000 g qu'il reste à vérifier expérimentalement. A titre de comparaison, la société Colibrys du groupe Safran commercialise plusieurs accéléromètres MEMS. Par exemple, l'accéléromètre MS9002 a une étendue de mesure de 2 g, une résolution inférieure à $0,1 \text{ mg}$ à 1 Hz, une bande passante supérieure à 100 Hz et une densité spectrale de bruit dans la bande de $18 \text{ }\mu\text{g}/\sqrt{\text{Hz}}$; l'accéléromètre MS9200 a une étendue de mesure de 200 g, une résolution inférieure à 11 mg à 1 Hz, une bande passante supérieure à 100 Hz et une densité spectrale de bruit dans la bande de $1800 \text{ }\mu\text{g}/\sqrt{\text{Hz}}$ (www.colibrys.com/product/ms9000-mems-accelerometer). Nos accéléromètres ont donc des caractéristiques comparables avec les produits industrialisés, avec potentiellement un meilleur rapport entre l'étendue de mesure et la résolution. Ce sont des résultats extrêmement encourageants pour un premier composant.

Ce travail de thèse a permis la réalisation et la caractérisation de premiers accéléromètres fonctionnels en filière GaN. La preuve de concept, la création de ces prototypes et la vérification expérimentale de leur fonctionnement ouvrent la voie vers de nouveaux capteurs. Cependant, de nombreux travaux restent à poursuivre, et quelques pistes à explorer sont données ci-dessous.

Afin de réaliser un capteur intégré, il est nécessaire de réaliser une amplification intégrée bas bruit. Cela peut se faire par la réalisation de HEMT en GaN réalisés en parallèle de la structure mécanique du capteur. Ce type de transistors pour l'amplification ont déjà été fabriqués et testés mais une étude de leur bruit reste à faire. A plus long terme, il serait nécessaire de réaliser une électronique intégrée en GaN pour créer un oscillateur à partir des résonateurs existants à l'aide d'une boucle de contre-réaction. Sur ce point, il est possible, dans un premier temps, d'optimiser les paramètres de la boucle à verrouillage de phase que nous utilisons. Une étude du bruit des appareils actuellement utilisés est à effectuer. L'utilisation d'une électronique de mesure moins bruitée devrait permettre d'atteindre de meilleures résolutions. Il est également envisageable d'exciter et de détecter plusieurs modes de résonance en même temps, ce qui reviendrait à effectuer des mesures à l'aide de plusieurs accéléromètres simultanément.

Concernant la fabrication des composants, il reste nécessaire d'optimiser la gravure du GaN afin de permettre une libération propre des structures lors de la gravure par face arrière. De plus, le facteur de qualité des résonateurs semble limité par des effets de surface. Une attention particulière doit donc être portée afin que les flancs de gravure du GaN soit propres. Il pourrait également être envisagé d'effectuer des traitements de surface afin d'augmenter le facteur de qualité. Cela est d'autant plus important que, si l'on modifie le support de l'accéléromètre afin de limiter les pertes dues aux ancrages et l'on travaille à une pression suffisamment faible, la présence de contrainte permet d'augmenter fortement les facteurs de qualité. Ainsi, il ne semble pas encore y avoir de limite au facteur de qualité, autre que la valeur de contrainte en tension que le matériau peut supporter. Evidemment, le facteur de qualité ne peut pas augmenter indéfiniment et des phénomènes dissipatifs extrinsèques, ou bien l'impact de la contrainte sur certains phénomènes dissipatifs intrinsèques imposeront une limite, mais il est envisageable d'augmenter le facteur de qualité de plusieurs ordres de grandeur par rapport aux valeurs actuelles.

Afin de réaliser des mesures en présence de variations de températures, il est nécessaire de modifier la structure du support de l'accéléromètre et possiblement également le boîtier. Pour le fonctionnement des capteurs au-delà de quelques centaines de degrés Celsius, il sera probablement nécessaire de modifier le procédé de fabrication car actuellement les électrodes et pistes métalliques risquent de se détériorer à ces températures. Il faudra également vérifier que les spécifications des futurs boîtiers permettent d'atteindre ces températures.

Enfin, à propos de la mise en boîtier, il reste nécessaire d'effectuer une encapsulation sous vide. Cela permettra de profiter des facteurs de qualité élevés sans avoir à utiliser de banc sous vide.

Bibliographie

- [1] B. Le Foulgoc, "Evaluation du potentiel de performances de micro-accéléromètres vibrants en silicium," ed, 2008.
- [2] F. Mailly, A. Giani, A. Martinez, R. Bonnot, P. Temple-Boyer, and A. Boyer, "Micromachined thermal accelerometer," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 103, pp. 359-363, 2003.
- [3] H. C. Nathanson, W. E. Newell, R. A. Wickstrom, and J. R. Davis Jr, "The resonant gate transistor," *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 14, pp. 117-133, 1967.
- [4] K. E. Petersen, "Silicon as a mechanical material," *Proceedings of the IEEE*, vol. 70, pp. 420-457, 1982.
- [5] L. M. Roylance and J. B. Angell, "A batch-fabricated silicon accelerometer," *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 26, pp. 1911-1917, 1979.
- [6] C. S. Smith, "Piezoresistance effect in germanium and silicon," *Physical review*, vol. 94, p. 42, 1954.
- [7] S. D. Senturia, *Microsystem design*: Springer Science & Business Media, 2007.
- [8] O. Le Traon, D. Janiaud, M. Pernice, S. Masson, S. Muller, and J. Tridera, "A new quartz monolithic differential vibrating beam accelerometer," in *Position, Location and Navigation Symposium*, 2006, pp. 25-25.
- [9] O. Le Traon, D. Janiaud, and S. Muller, "Monolithic accelerometric transducer," ed: Patent, 1999.
- [10] M. P. Da Cunha, R. Lad, T. Moonlight, G. Bernhardt, and D. Frankel, "High temperature stability of langasite surface acoustic wave devices," in *Ultrasonics Symposium, 2008. IUS 2008. IEEE*, 2008, pp. 205-208.
- [11] S. Sakharov, S. Kondratiev, A. Zabelin, N. Naumenko, A. Azarov, S. Zhgoon, *et al.*, "Theoretical and experimental investigation of langasite as material for wireless high temperature SAW sensors," in *Ultrasonics Symposium (IUS), 2010 IEEE*, 2010, pp. 535-538.
- [12] J. Bardong, M. Schulz, M. Schmitt, I. Shrena, D. Eisele, E. Mayer, *et al.*, "Precise measurements of BAW and SAW properties of langasite in the temperature range from 25 C to 1000 C," in *Frequency Control Symposium, 2008 IEEE International*, 2008, pp. 326-331.
- [13] D. L. DeVoe and A. P. Pisano, "A fully surface-micromachined piezoelectric accelerometer," in *Solid State Sensors and Actuators, 1997. TRANSDUCERS '97 Chicago., 1997 International Conference on*, 1997, pp. 1205-1208 vol.2.
- [14] R. Voss, K. Bauer, W. Ficker, T. Gleissner, W. Kupke, M. Rose, *et al.*, "Silicon angular rate sensor for automotive applications with piezoelectric drive and piezoresistive read-out," in *Solid State Sensors and Actuators, 1997. TRANSDUCERS '97 Chicago., 1997 International Conference on*, 1997, pp. 879-882 vol.2.
- [15] L. P. Wang, E. Ginsburg, F. Gerfers, D. Samara-Rubio, B. Weinfeld, Q. Ma, *et al.*, "Sputtered AlN Thin Films for Piezoelectric MEMS Devices," in *2006 5th IEEE Conference on Sensors*, 2006, pp. 10-13.
- [16] F. Gerfers, M. Kohlstadt, H. Bar, M. Y. He, Y. Manoli, and L. P. Wang, "Sub- μ g Ultra-Low-Noise MEMS Accelerometers Based on CMOS-Compatible Piezoelectric AlN Thin Films," in *TRANSDUCERS 2007 - 2007 International Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems Conference*, 2007, pp. 1191-1194.
- [17] R. H. Olsson, K. E. Wojciechowski, M. S. Baker, M. R. Tuck, and J. G. Fleming, "Post-CMOS-Compatible Aluminum Nitride Resonant MEMS Accelerometers," *Journal of Microelectromechanical Systems*, vol. 18, pp. 671-678, 2009.
- [18] D. L. Polla and L. F. Francis, "Processing and characterization of piezoelectric materials and integration into microelectromechanical systems," *Annual Review of Materials Science*, vol. 28, pp. 563-597, 1998.

- [19] G. Y. Han, R. Wolf, K. Deng, L. Zou, S. Tadigadapa, and S. Troilier-McKinstry, "Fabrication and performance of d33-mode lead-zirconate-titanate (PZT) MEMS accelerometers," in *Micromachining and Microfabrication*, 2001, pp. 130-137.
- [20] P. Murali, "Recent progress in materials issues for piezoelectric MEMS," *Journal of the American Ceramic Society*, vol. 91, pp. 1385-1396, 2008.
- [21] S. Tadigadapa and K. Mateti, "Piezoelectric MEMS sensors: state-of-the-art and perspectives," *Measurement Science and Technology*, vol. 20, p. 092001, 2009.
- [22] 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, pp. 6386-6434, 2007.
- [23] G. Krotz, C. Wagner, W. Legner, H. Sonntag, H. Moller, and G. Muller, "Micromachining applications of heteroepitaxially grown B-SiC layers on silicon," *SILICON CARBIDE AND RELATED MATERIALS 1995*, vol. 142, pp. 829-832, 1996.
- [24] A. R. Atwell, R. S. Okojie, K. T. Kornegay, S. L. Roberson, and A. Beliveau, "Simulation, fabrication and testing of bulk micromachined 6H-SiC high-g piezoresistive accelerometers," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 104, pp. 11-18, 3/15/ 2003.
- [25] R. G. Azevedo, D. G. Jones, A. V. Jog, B. Jamshidi, D. R. Myers, L. Chen, *et al.*, "A SiC MEMS resonant strain sensor for harsh environment applications," *Sensors Journal, IEEE*, vol. 7, pp. 568-576, 2007.
- [26] M. A. Khan, J. M. Van Hove, J. N. Kuznia, and D. T. Olson, "High electron mobility GaN/Al_xGa_{1-x}N heterostructures grown by low-pressure metalorganic chemical vapor deposition," *Applied Physics Letters*, vol. 58, p. 2408, 1991.
- [27] M. A. Khan, Q. Chen, C. Sun, M. Shur, and B. Gelmont, "Two-dimensional electron gas in GaN-AlGa_xN heterostructures deposited using trimethylamine-alane as the aluminum source in low pressure metalorganic chemical vapor deposition," *Applied physics letters*, vol. 67, pp. 1429-1431, 1995.
- [28] "GaN and SiC Devices for Power Electronics Applications," Yole développement 2015.
- [29] P. Zuk, "High-Voltage Silicon MOSFETs, GaN, and SiC: All have a place," E. Network, Ed., ed, 2012.
- [30] F. Medjdoub, J.-F. Carlin, M. Gonschorek, E. Feltin, M. Py, D. Ducatteau, *et al.*, "Can InAlN/GaN be an alternative to high power/high temperature AlGa_xN/GaN devices?," in *Electron Devices Meeting, 2006. IEDM'06. International*, 2006, pp. 1-4.
- [31] D. Maier, M. Alomari, N. Grandjean, J.-F. Carlin, M.-A. Diforte-Poisson, C. Dua, *et al.*, "Testing the temperature limits of GaN-based HEMT devices," *Device and Materials Reliability, IEEE Transactions on*, vol. 10, pp. 427-436, 2010.
- [32] T. Zhu and R. A. Oliver, "Unintentional doping in GaN," *Physical Chemistry Chemical Physics*, vol. 14, pp. 9558-9573, 2012.
- [33] "IEEE Standard on Piezoelectricity," *ANSI/IEEE Std 176-1987*, p. 0_1, 1988.
- [34] T. Zimmermann, D. Deen, Y. Cao, J. Simon, P. Fay, D. Jena, *et al.*, "AlN/GaN insulated-gate HEMTs with 2.3 A/mm output current and 480 mS/mm transconductance," *Electron Device Letters, IEEE*, vol. 29, pp. 661-664, 2008.
- [35] R. Comyn, Y. Cordier, V. Aimez, and H. Maher, "Reduction of the thermal budget of AlGa_xN/GaN heterostructures grown on silicon: A step towards monolithic integration of GaN-HEMTs with CMOS," *physica status solidi (a)*, vol. 212, pp. 1145-1152, 2015.
- [36] P. Leclaire, "Hétérostructures ultra minces de type AlGa_xN/GaN sur substrat Si et applications aux résonateurs NEMS à haute fréquence," Lille 1, 2015.
- [37] M. Rais-Zadeh, V. J. Gokhale, A. Ansari, M. Faucher, D. Théron, Y. Cordier, *et al.*, "Gallium nitride as an electromechanical material," *Journal of Microelectromechanical Systems*, vol. 23, pp. 1252-1271, 2014.
- [38] N. Herbecq, "Conception et réalisation de composants GaN innovants pour les applications de conversion de puissance au-delà du kilovolt," Lille 1, 2015.

- [39] B. S. Kang, S. Kim, J. Kim, F. Ren, K. Baik, S. J. Pearton, *et al.*, "Effect of external strain on the conductivity of AlGaIn/GaN high-electron-mobility transistors," *Applied Physics Letters*, vol. 83, pp. 4845-4847, 2003.
- [40] B. Kang, S. Kim, F. Ren, J. Johnson, R. Therrien, P. Rajagopal, *et al.*, "Pressure-induced changes in the conductivity of AlGaIn/ GaN high-electron mobility-transistor membranes," *Applied Physics Letters*, vol. 85, pp. 2962-2964, 2004.
- [41] T. Zimmermann, M. Neuburger, P. Benkart, F. Hernández-Guillén, C. Pietzka, M. Kunze, *et al.*, "Piezoelectric GaN sensor structures," *Electron Device Letters, IEEE*, vol. 27, pp. 309-312, 2006.
- [42] K. Brueckner, F. Niebelschuetz, K. Tonisch, S. Michael, A. Dadgar, A. Krost, *et al.*, "Two-dimensional electron gas based actuation of piezoelectric AlGaIn/GaN microelectromechanical resonators," *Applied Physics Letters*, vol. 93, p. 173504, 2008.
- [43] M. Faucher, B. Grimberty, Y. Cordier, N. Baron, A. Wilk, H. n. Lahreche, *et al.*, "Amplified piezoelectric transduction of nanoscale motion in gallium nitride electromechanical resonators," *Applied Physics Letters*, vol. 94, p. 233506, 2009.
- [44] A. Ben Amar, M. Faucher, B. Grimberty, Y. Cordier, M. François, P. Tilmant, *et al.*, "Bias Dependence of Gallium Nitride Micro-Electro-Mechanical Systems Actuation Using a Two-Dimensional Electron Gas," *Applied Physics Express*, vol. 5, p. 067201, 2012.
- [45] L. C. Popa and D. Weinstein, "2DEG electrodes for piezoelectric transduction of AlGaIn/GaN MEMS resonators," in *European Frequency and Time Forum & International Frequency Control Symposium (EFTF/IFC), 2013 Joint*, 2013, pp. 922-925.
- [46] A. Ansari, V. J. Gokhale, J. Roberts, and M. Rais-Zadeh, "Monolithic integration of GaN-based micromechanical resonators and HEMTs for timing applications," in *Electron Devices Meeting (IEDM), 2012 IEEE International*, 2012, pp. 15.5. 1-15.5. 4.
- [47] A. Talukdar, M. Faheem Khan, D. Lee, S. Kim, T. Thundat, and G. Koley, "Piezotransistive transduction of femtoscale displacement for photoacoustic spectroscopy," *Nat Commun*, vol. 6, p. 7885, 2015.
- [48] S. Bouwstra and B. Geijselaers, "On the resonance frequencies of microbridges," 1991.
- [49] K. Brueckner, V. Cimalla, F. Niebelschütz, R. Stephan, K. Tonisch, O. Ambacher, *et al.*, "Strain- and pressure-dependent RF response of microelectromechanical resonators for sensing applications," *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 17, pp. 2016-2023, 2007.
- [50] F. I. Baratta, "When is a Beam a Plate?," *Journal of the American Ceramic Society*, vol. 64, 1981.
- [51] M. Imboden and P. Mohanty, "Dissipation in nanoelectromechanical systems," *Physics Reports*, vol. 534, pp. 89-146, 2014.
- [52] F. Parrain, "Mise en Oeuvre de Micro Resonateurs pour Capteurs MEMS Innovants," ed, 2013.
- [53] S. S. Verbridge, J. M. Parpia, R. B. Reichenbach, L. M. Bellan, and H. G. Craighead, "High quality factor resonance at room temperature with nanostrings under high tensile stress," *Journal of Applied Physics*, vol. 99, p. 124304, 2006.
- [54] S. Schmid and C. Hierold, "Damping mechanisms of single-clamped and prestressed double-clamped resonant polymer microbeams," *Journal of Applied Physics*, vol. 104, p. 093516, 2008.
- [55] S. Schmid, K. D. Jensen, K. H. Nielsen, and A. Boisen, "Damping mechanisms in high-Q micro and nanomechanical string resonators," *Physical Review B*, vol. 84, 2011.
- [56] Q. P. Unterreithmeier, T. Faust, and J. P. Kotthaus, "Damping of nanomechanical resonators," *Phys Rev Lett*, vol. 105, p. 027205, Jul 9 2010.
- [57] F. Blom, S. Bouwstra, M. Elwenspoek, and J. Fluitman, "Dependence of the quality factor of micromachined silicon beam resonators on pressure and geometry," *Journal of Vacuum Science & Technology B*, vol. 10, pp. 19-26, 1992.
- [58] W. E. Newell, "Miniaturization of tuning forks," *Science*, vol. 161, pp. 1320-1326, 1968.

- [59] K. Kokubun, M. Hirata, H. Murakami, Y. Toda, and M. Ono, "A bending and stretching mode crystal oscillator as a friction vacuum gauge," *Vacuum*, vol. 34, pp. 731-735, 1984.
- [60] J. E. Sader, "Frequency response of cantilever beams immersed in viscous fluids with applications to the atomic force microscope," *Journal of Applied Physics*, vol. 84, pp. 64-76, 1998.
- [61] G. Aoust, R. Levy, B. Bourgeteau, and O. Le Traon, "Viscous damping on flexural mechanical resonators," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 230, pp. 126-135, 2015.
- [62] V. Cimalla, F. Niebelschutz, K. Tonisch, C. Foerster, K. Brueckner, I. Cimalla, et al., "Nanoelectromechanical devices for sensing applications," *Sensors and Actuators B: Chemical*, vol. 126, pp. 24-34, 2007.
- [63] R. Christian, "The theory of oscillating-vane vacuum gauges," *Vacuum*, vol. 16, pp. 175-178, 1966.
- [64] Z. Kádár, W. Kindt, A. Bossche, and J. Mollinger, "Quality factor of torsional resonators in the low-pressure region," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 53, pp. 299-303, 1996.
- [65] B. Li, H. Wu, C. Zhu, and J. Liu, "The theoretical analysis on damping characteristics of resonant microbeam in vacuum," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 77, pp. 191-194, 1999.
- [66] M. Bao and H. Yang, "Squeeze film air damping in MEMS," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 136, pp. 3-27, 2007.
- [67] 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, pp. 156-164, 2003.
- [68] D. M. Photiadis and J. A. Judge, "Attachment losses of high Q oscillators," *Applied Physics Letters*, vol. 85, p. 482, 2004.
- [69] M. C. Cross and R. Lifshitz, "Elastic wave transmission at an abrupt junction in a thin plate with application to heat transport and vibrations in mesoscopic systems," *Physical Review B*, vol. 64, 2001.
- [70] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Course of Theoretical Physics Vol 7: Theory and Elasticity*: Pergamon Press, 1959.
- [71] X. Liu, E. Thompson, B. White Jr, and R. Pohl, "Low-temperature internal friction in metal films and in plastically deformed bulk aluminum," *Physical Review B*, vol. 59, p. 11767, 1999.
- [72] C. Zener, "Internal Friction in Solids II. General Theory of Thermoelastic Internal Friction," *Physical Review*, vol. 53, pp. 90-99, 1938.
- [73] R. Lifshitz and M. L. Roukes, "Thermoelastic damping in micro-and nanomechanical systems," *Physical review B*, vol. 61, p. 5600, 2000.
- [74] C. Q. Ru, "Thermoelastic dissipation of nanowire resonators with surface stress," *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, vol. 41, pp. 1243-1248, 2009.
- [75] J. Lamb and J. Richter, "Anisotropic acoustic attenuation with new measurements for quartz at room temperatures," in *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 1966, pp. 479-492.
- [76] B. Helme and P. King, "The phonon viscosity tensor of Si, Ge, GaAs, and InSb," *physica status solidi (a)*, vol. 45, pp. K33-K37, 1978.
- [77] K. Kunal and N. Aluru, "Akhiezer damping in nanostructures," *Physical Review B*, vol. 84, p. 245450, 2011.
- [78] H. E. Bömmel and K. Dransfeld, "Excitation and Attenuation of Hypersonic Waves in Quartz," *Physical Review*, vol. 117, pp. 1245-1252, 1960.
- [79] D. L. DeVoe, "Piezoelectric thin film micromechanical beam resonators," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 88, pp. 263-272, 2001.
- [80] C. Morelle, D. Théron, B. Grimbert, I. Roch-Jeune, V. Brandli, V. Avramovic, et al., "Gallium nitride MEMS resonators: How residual stress impacts design and performances," in *2016 Symposium on Design, Test, Integration and Packaging of MEMS/MOEMS (DTIP)*, 2016, pp. 1-4.

- [81] M. Shur, A. Bykhovski, and R. Gaska, "Pyroelectric and piezoelectric properties of GaN-based materials," in *MRS Proceedings*, 1998, p. G1. 6.
- [82] S. M. Sze, "Current Transport and Maximum Dielectric Strength of Silicon Nitride Films," *Journal of Applied Physics*, vol. 38, pp. 2951-2956, 1967.
- [83] M. Faucher, Y. Cordier, M. Werquin, L. Buchailot, C. Gaquiere, and D. Theron, "Electromechanical Transconductance Properties of a GaN MEMS Resonator With Fully Integrated HEMT Transducers," *Journal of Microelectromechanical Systems*, vol. 21, pp. 370-378, 2012.
- [84] T. R. Albrecht, P. Grütter, D. Horne, and D. Rugar, "Frequency modulation detection using high-Q cantilevers for enhanced force microscope sensitivity," *Journal of Applied Physics*, vol. 69, p. 668, 1991.
- [85] E. Rubiola, "Phase noise and frequency stability in oscillators," 2008.
- [86] J. R. Vig, "IEEE standard definitions of physical quantities for fundamental frequency and time metrology—random instabilities (IEEE standard 1139-1999)," *IEEE, New York*, vol. 1, 1999.
- [87] R. Levy, O. Le Traon, S. Masson, O. Ducloux, D. Janiaud, J. Guérard, *et al.*, "An integrated resonator-based thermal compensation for Vibrating Beam Accelerometers," in *Sensors, 2012 IEEE*, 2012, pp. 1-5.
- [88] 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, p. 023505, 2007.
- [89] G. G. Stoney, "The tension of metallic films deposited by electrolysis," *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, vol. 82, pp. 172-175, 1909.
- [90] S. G. ITU-T, "Transmission Systems and Media," *Digital Systems and Networks G*, 1996.
- [91] ETSI, "EN 300 462-1-1 Transmission and Multiplexing (TM)," *Generic requirements for synchronization networks*, 1998.

Annexes

Annexe A : Équations constitutives de la piézoélectricité et formules de passage

Les matériaux piézoélectriques présentent un couplage entre les propriétés mécaniques et les propriétés électriques. Les quatre tenseurs décrivant la contrainte T , la déformation S , le champ électrique E et le déplacement électrique (ou induction électrique) D sont liées par les équations constitutives de la piézoélectricité. T et S sont des tenseurs présentant six paramètres en utilisant la notation de Voigt ; E et D sont des tenseurs présentant trois paramètres correspondant aux trois axes de l'espace. Il est possible d'écrire ces équations sous quatre formes différentes, équivalentes, suivant les paramètres choisis [33].

Les deux formes les plus couramment utilisées des équations constitutives de la piézoélectricité sont :

$$S = s_E \cdot T + d^t \cdot E \quad D = d \cdot T + \varepsilon_T \cdot E \quad \text{Équation A.1}$$

et

$$T = c_E \cdot S - e^t \cdot E \quad D = e \cdot S + \varepsilon_S \cdot E \quad \text{Équation A.2}$$

Les deux autres formes, qui utilisent le déplacement électrique plutôt que le champ électrique comme paramètre sont :

$$S = s_D \cdot T + g^t \cdot D \quad E = -g \cdot T + \varepsilon_T^{-1} \cdot D \quad \text{Équation A.3}$$

et

$$T = c_D \cdot S - h^t \cdot D \quad E = -h \cdot S + \varepsilon_S^{-1} \cdot D \quad \text{Équation A.4}$$

s et c sont les tenseurs de la flexibilité et de la rigidité élastique calculés à champ électrique constant ou bien déplacement électrique constant (indices E et D respectivement). Ils sont représentés par des matrices de taille 6 x 6. d , e , g et q sont les tenseurs des coefficients piézoélectriques, représentés par des matrices de taille 3 x 6. ε est le tenseur de permittivité diélectrique calculé à contrainte constante ou bien déformation constante (indices T et S respectivement). Il est représenté par une matrice de taille 3 x 3. L'exposant t est utilisé pour la transposition de matrice.

Ci-dessous sont données les différentes relations de passage permettant de déterminer l'ensemble des coefficients à partir d'une des équations constitutives :

Équation A.1 – Équation A.2

$$c_E = s_E^{-1}$$

$$e = d \cdot c_E$$

$$\varepsilon_S = \varepsilon_T - e \cdot d^t$$

Équation A.1 – Équation A.3

$$g = \varepsilon_T^{-1} \cdot d$$

$$s_D = s_E - d^t \cdot g$$

Équation A.2 – Équation A.4

$$h = \varepsilon_S^{-1} \cdot e$$

$$c_D = c_E + e^t \cdot h$$

Équation A.3 – Équation A.4

$$c_D = s_D^{-1}$$

$$h = g \cdot c_D$$

$$\varepsilon_S^{-1} = \varepsilon_T^{-1} + h \cdot g^t$$

Annexe B : Expressions du facteur de qualité à partir de l'équation d'Euler-Bernoulli

Avec ou sans contrainte, on peut poser pour le déplacement de la poutre, en ne considérant qu'un seul mode $U(x, t) = U_n(x)y(t)$ où $U_n(x)$ est la fonction modale d'indice n , et $y(t)$ représente la variation temporelle. L'équation d'Euler-Bernoulli (Équation 7) s'écrit alors :

$$\left(E_{ef}I \frac{\partial^4 U_n(x)}{\partial x^4} - \sigma A \frac{\partial^2 U_n(x)}{\partial x^2} \right) y(t) + \rho A U_n(x) \frac{\partial^2 y(t)}{\partial t^2} + \alpha U_n(x) \frac{\partial y(t)}{\partial t} = p(x, t) \quad \text{Équation B.1}$$

Or, à partir de l'Équation 12, on peut écrire :

$$E_{ef}I \frac{\partial^4 U_n(x)}{\partial x^4} - \sigma A \frac{\partial^2 U_n(x)}{\partial x^2} = \rho A \omega_n^2 U_n(x) \quad \text{Équation B.2}$$

Il vient :

$$\left(\rho A \frac{\partial^2 y(t)}{\partial t^2} + \alpha \frac{\partial y(t)}{\partial t} + \rho A \omega_n^2 y(t) \right) U_n(x) = p(x, t) \quad \text{Équation B.3}$$

On peut remarquer que cette expression ne dépend pas explicitement de la contrainte : elle dépend de la contrainte uniquement par le décalage de fréquence. On retrouve l'expression temporelle correspondant à un oscillateur harmonique amorti ponctuel :

$$\frac{\partial^2 y(t)}{\partial t^2} + \frac{\omega_n}{Q_n} \frac{\partial y(t)}{\partial t} + \omega_n^2 y(t) = 0 \quad \text{Équation B.4}$$

Le lien entre le facteur de qualité et le coefficient d'amortissement visqueux α est :

$$Q_n = \frac{\rho A \omega_n}{\alpha} \quad \text{Équation B.5}$$

En utilisant la transformée de Fourier pour se ramener à une étude fréquentielle, on a, pour un actionnement par une force d'amplitude F à une pulsation ω :

$$\tilde{y}(\omega) = \frac{F/m}{\omega_n^2 - \omega^2 + i \frac{\omega \omega_n}{Q_n}} \quad \text{Équation B.6}$$

avec m la masse de l'oscillateur ponctuel équivalent. Les termes $y(t)$ et $U_n(x)$ sont définis à une constante près, et le produit de ces deux constantes est lié à la force appliquée pour l'actionnement. A partir de cette expression complexe, on peut en déduire l'amplitude et la phase φ en fonction de la pulsation :

$$|\tilde{y}(\omega)| = \frac{F/m}{\sqrt{(\omega_n^2 - \omega^2)^2 + \frac{\omega^2 \omega_n^2}{Q_n^2}}} \quad \text{Équation B.7}$$

$$\tan(\varphi(\omega)) = \frac{Q_n(\omega_n^2 - \omega^2)}{\omega \omega_n} \quad \text{Équation B.8}$$

Le maximum de l'amplitude de vibration est obtenu pour la pulsation de résonance réelle :

$$\omega_r = \omega_n \sqrt{1 - \frac{1}{2Q_n^2}} \quad \text{Équation B.9}$$

Le facteur de qualité peut être exprimé en fonction de la largeur à mi-hauteur de la résonance. Cette largeur à mi-hauteur fait référence aux deux pulsations donnant la moitié de l'énergie maximale. Or l'énergie est proportionnelle à l'amplitude de vibration au carré. Pour déterminer ces deux pulsations ω_{n1} et ω_{n2} il faut donc résoudre l'équation :

$$|\tilde{y}(\omega_{ni})| = \frac{\max(|\tilde{y}(\omega)|)}{\sqrt{2}} = \frac{|\tilde{y}(\omega_r)|}{\sqrt{2}} \quad \text{Équation B.10}$$

Cela revient à résoudre une équation bicarrée, dont les deux solutions réelles positives sont :

$$\omega_{ni} = \omega_n \sqrt{1 - \frac{1}{2Q^2} \pm \frac{1}{Q} \sqrt{1 - \frac{1}{4Q^2}}} \quad \text{Équation B.11}$$

En considérant une faible dissipation, c'est-à-dire un facteur de qualité grand devant 1, il est possible d'effectuer un développement limité de cette expression. En négligeant les termes d'ordre $1/Q^2$ devant les termes d'ordre $1/Q$, on en déduit :

$$Q_n = \frac{\omega_n}{\omega_{n2} - \omega_{n1}} = \frac{\omega_n}{\Delta\omega_n} \quad \text{Équation B.12}$$

L'expression de la phase en fonction de la pulsation, donné par l'Équation B.7 permet de déduire une autre formule pour le facteur de qualité :

$$Q_n = -\frac{\omega_n}{2} \frac{\partial \varphi}{\partial \omega}(\omega_n) \quad \text{Équation B.13}$$

Le facteur de qualité peut donc être mesuré à partir de la pente de la phase en fonction de la pulsation à la résonance.

L'ensemble de ces calculs reposent sur la validité de l'équation d'Euler-Bernoulli et notamment la dissipation modélisée par un amortissement visqueux. Il peut être montré que quel que soit le type de dissipation, il peut être modélisé par un amortissement visqueux équivalent tant que les dissipations restent faibles (Annexe C).

Annexe C : Équation temporelle d'une résonance en absence d'expression de la dissipation

L'objectif est de déterminer la forme de la résonance en fonction de la fréquence en absence de connaissance des différentes forces dissipatives. On utilise simplement des hypothèses sur la décroissance de l'énergie du système. On se place au voisinage d'une résonance de pulsation ω_n . On suppose que l'énergie se dissipe, en moyenne par cycle, avec un mouvement à la pulsation ω suivant la formule :

$$\bar{E} = E_0 e^{-2\zeta\omega t} \quad \text{Équation C.1}$$

où \bar{E} désigne la moyenne de l'énergie par cycle et ζ est le taux d'amortissement, que l'on suppose constant à proximité de la pulsation de résonance ω_n . Il est nécessaire d'utiliser une moyenne par cycle car au cours d'un cycle la dissipation n'est pas nécessairement constante. Par exemple, pour un amortissement visqueux, la dissipation sera maximale lorsque la vitesse est maximale.

Le facteur de qualité est lié au rapport d'énergie stockée du système et de l'énergie dissipée via l'Équation 27, donc on peut écrire :

$$\bar{E} = E_0 e^{-\frac{\omega t}{Q}} \quad \text{Équation C.2}$$

On peut en déduire que $Q = \frac{1}{2\zeta}$, ce qui est une définition usuelle reliant le facteur de qualité au taux d'amortissement.

L'énergie totale stockée est égale à la somme de l'énergie cinétique et des énergies potentielles. Avec l'hypothèse que le déplacement peut s'écrire sous la forme $U(x, t) = U_n(x)y(t)$ on a à partir des Équation 19 à Équation 21 :

$$E_c = \frac{\rho A}{2} \int_0^L U_n^2(x) dx y'^2 \quad \text{Équation C.3}$$

$$E_{pflexion} = \frac{1}{2} E_{ef} I \int_0^L \left(\frac{\partial^2 U_n(x)}{\partial x^2} \right)^2 dx y^2 \quad \text{Équation C.4}$$

$$E_{paxiale} = \frac{\sigma A}{2} \int_0^L \left(\frac{\partial U_n(x)}{\partial x} \right)^2 dx y^2 \quad \text{Équation C.5}$$

A partir de ces expressions et de l'Équation B.2, on a :

$$E = E_c + E_{pflexion} + E_{paxiale} = \left(\frac{\rho A}{2} \int_0^L U_n^2(x) dx \right) (y'^2 + \omega_n^2 y^2) \quad \text{Équation C.6}$$

En dérivant cette équation on obtient :

$$\frac{dE}{dt} = \left(\rho A \int_0^L U_n^2(x) dx \right) y'(y'' + \omega_n^2 y) \quad \text{Équation C.7}$$

En dérivant l'Équation C.1, on obtient :

$$\frac{d\bar{E}}{dt} = -2\zeta\omega E_0 e^{-2\zeta\omega t} \quad \text{Équation C.8}$$

L'énergie potentielle est proportionnelle au carré de l'amplitude de vibration. L'amplitude de vibration a donc une décroissance exponentielle de la forme $e^{-\zeta\omega t}$ en moyenne. La vitesse de vibration, lié au terme y' , devrait donc être proportionnel à $-\zeta\omega e^{-\zeta\omega t}$ en moyenne. A partir des deux équations précédentes, on peut alors écrire :

$$y'' + \omega_n^2 y = K e^{-\zeta\omega t} e^{i\omega t} \quad \text{Équation C.9}$$

où K est une constante pouvant être imaginaire. Cette équation est une approximation qui ne tient pas compte des variations de dissipation au cours d'un cycle. Il est à noter que la notation complexe n'a pas été utilisée avant cette équation car elle n'est pas valable lors de calcul non linéaire, et elle n'est donc pas valable pour exprimer l'énergie.

En cherchant une solution de la forme $y = A(\omega)e^{-\zeta\omega t}e^{i\omega t}$, on obtient :

$$A(\omega) = \frac{K}{\omega_n^2 - \omega^2(1 - \zeta^2) - 2i\zeta\omega^2} \quad \text{Équation C.10}$$

Cette formule est à comparer avec Équation B.6 : $\tilde{y}(\omega) = \frac{C}{\omega_n^2 - \omega^2 + i\frac{\omega\omega_n}{Q_n}}$.

On obtiendrait la même équation si $Q_n = \frac{\omega_n}{\omega} \frac{1}{2\zeta}$ et en négligeant le terme ζ^2 devant 1, ce qui correspond aux faibles dissipations. L'étude est faite au voisinage de la résonance donc le rapport des pulsations est très proche de 1. Il y a également une différence de signe de la partie imaginaire, ce qui correspond à une modification du signe de la phase. Ce changement de signe est lié au fait que la phase est ici calculée par rapport à un terme lié à l'énergie lors de la vibration, au lieu de la calculer par rapport à une force d'actionnement extérieure.

On peut montrer qu'on a toujours $Q_n \approx \frac{\omega_n}{\Delta\omega_n}$.

A partir d'hypothèses sur la diminution de l'énergie, on parvient à une résolution égale, au premier ordre, à celle de l'équation d'Euler-Bernoulli avec amortissement visqueux. Il est donc possible de modéliser tout type de faible dissipation par un amortissement visqueux équivalent afin de décrire le mouvement du résonateur. Cependant, contrairement à un amortissement visqueux, il est probable que le paramètre d'amortissement dépende de la fréquence. Cet amortissement visqueux équivalent ne décrit pas la physique de la dissipation, mais est un outil mathématique permettant la modélisation.

Annexe D : Outils de mesure utilisés pour la caractérisation des composants

D.1 Caractérisation de transistors

Afin de vérifier le bon fonctionnement des composants fabriqués en salle blanche, et contrôler certaines étapes de fabrication, les composants sous testés sur des bancs de mesure sous pointes (Figure D.i). Ces pointes sont des aiguilles métalliques que l'on vient poser à l'aide d'un microscope sur des plots de contacts prévu à cet effet afin de connecter le composant aux appareils de mesure. Pour les mesures à haute fréquence, il est nécessaire d'utiliser des pointes coplanaires, comme des pointes GSG (ground-signal-ground). En effet une simple aiguille se comporte comme une antenne et une partie du signal est perdue par une émission dans l'air. Les pointes coplanaires se comportent comme des guides d'onde permettant de supprimer cet effet. A nos fréquences de fonctionnement, inférieurs à 2 MHz, ces pertes devraient être négligeables pour de simples aiguilles mais le dessin des plots de contact est fait pour pouvoir accueillir des pointes coplanaires et éviter tout doute possible sur la précision des mesures. L'espacement entre les différentes pointes d'une sonde coplaire, dit le pitch, est normalisé et le dessin des composants est à adapter en fonction de celui-ci. Il est donc nécessaire de connaître les pointes qui seront utilisés pour la caractérisation afin de concevoir les composants, autrement dit, c'est le composant qui s'adapte aux techniques de caractérisation et non l'inverse.

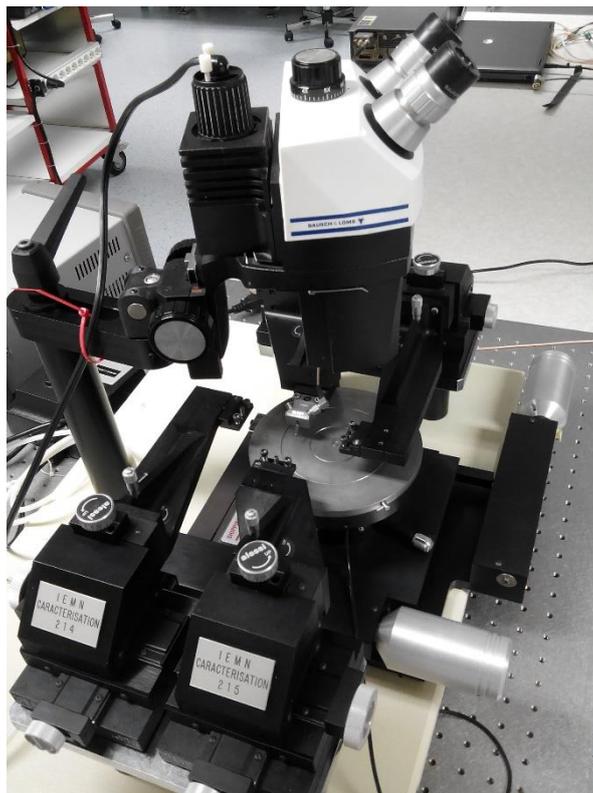


Figure D.i : Photographie d'un banc de mesure sous pointes en centrale de caractérisation de l'IEMN. Ce banc possède quatre manipulateurs. Sur cette photographie, une pointe GSG est fixée à l'un d'entre eux.

Afin d'obtenir les caractéristiques statiques des transistors, nous utilisons une unité de source et mesure Keithley 2612A. Les deux voies sont utilisées pour polariser le transistor en une tension drain-source et grille-source et mesurer les courants correspondants. Un logiciel permet de

contrôler ce sourcemètre afin d'effectuer des balayages en tension, en spécifiant le nombre de points de mesure, le temps de mesure par point et l'intervalle de temps d'attente entre chaque point. Cet intervalle de temps permet d'attendre que le courant s'établisse à la nouvelle polarisation avant d'effectuer la mesure. Les temps de mesure et l'intervalle de temps entre chaque point pour nos mesure est de l'ordre de quelques dizaines de millisecondes, qui donne les mêmes résultats que pour des temps supérieurs. Les compliances en courant de drain et de grille sont également fixées afin d'éviter l'endommagement des composants.

D.2 Mesure de l'amplitude de vibration des résonateurs

L'amplitude de vibration des résonateurs et leur spectre fréquentiel est mesuré par un vibromètre laser à effet Doppler de la marque Polytec monté sur un banc sous pointes. Il s'agit d'une mesure optique utilisant un laser à focaliser à une position donnée sur la poutre vibrante que l'on souhaite caractériser. La mesure se fait par rapport à un second faisceau de référence en mesurant l'écart de fréquence, qui est équivalent à un écart de longueur d'onde, entre la réflexion du faisceau de mesure et celle du faisceau de référence. Cet écart en fréquence provient de l'effet Doppler : la fréquence du faisceau réfléchi sur un élément en mouvement crée un décalage en fréquence proportionnel à sa vitesse. Cela permet de déterminer la vitesse de l'objet mesuré, et d'en déduire l'amplitude de déplacement par intégration sur le temps. Une transformée de Fourier peut être effectuée afin d'obtenir le spectre fréquentiel de l'amplitude de vibration. La taille du point de focalisation est de l'ordre de quelques micromètres. Déplacer la position de ce point sur la longueur de la poutre permet d'observer la forme des modes de résonances.

L'amplitude du bruit de la détection est inversement proportionnelle à la puissance détectée des deux faisceaux réfléchis. Il est donc possible de mesurer des niveaux de détections plus faibles pour des surfaces ayant un coefficient de réflexion élevé. Le faisceau de référence est donc généralement positionné sur un plot métallique. Concernant notre étude, le GaN est un matériau transparent, ce qui limite la puissance du faisceau réfléchi lors de la focalisation sur les poutres. De plus, il n'est pas impossible que la poutre produise des interférences optiques par des effets de dues aux différentes réflexions comme illustré par la Figure D.ii, voire des effets de réflexions multiples. L'effet Doppler crée un décalage en fréquence proportionnel à la vitesse de l'objet par rapport à la vitesse de l'onde lumineuse dans le milieu, donné via l'indice de réfraction du milieu. L'indice de réfraction du GaN étant supérieur à 2, cela peut expliquer l'amplitude plus importante parfois mesurée en certaines positions ponctuelles de la poutre par rapport à l'amplitude mesurée sur l'ensemble de la poutre et sur les contacts métalliques.

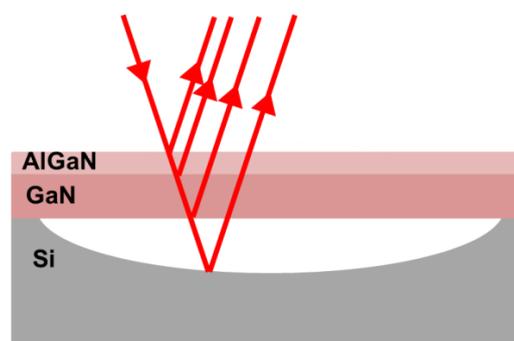


Figure D.ii : Schéma des résonateurs étudiés présentant les différentes réflexions possibles. Etant donné les résultats expérimentaux, il ne semble pas y avoir d'effet d'interférence.

Afin de diminuer le bruit de la mesure il est possible d'utiliser un miroir pour le faisceau de référence, en augmentant ainsi la puissance reçue par le capteur lorsque la réflexion de l'échantillon est trop faible. Cependant, dans ce cas le faisceau de référence n'est plus placé sur l'échantillon étudié, la mesure est donc sensible au mouvement de l'ensemble de l'échantillon pouvant provenir de vibrations extérieures. La majorité des mesures ont été effectuées en utilisant le faisceau de référence placé sur l'échantillon. Pour les quelques mesures effectuées avec le miroir, aucune vibration extérieure à nos fréquences de fonctionnement n'a été mesurée car le système de mesure est placé sur une table muni d'un système anti-vibration et un marbre.

Lors des mesures effectuées, il est généralement possible de détecter des déplacements de l'ordre de 0,1 nm, voire inférieurs, pour nos fréquences d'utilisation (50 kHz – 4 MHz).

Afin de mettre en mouvement les résonateurs lors de ces mesures optiques, la source de tension fournie avec le vibromètre laser est utilisée. Les amplitudes d'actionnement présentés dans ce manuscrit sont obtenues en appliquant un chirp (signal dont le spectre fréquentiel est non-nulle sur une plage de fréquence et nulle ailleurs) sur l'actionneur afin d'obtenir la réponse fréquentielle sur l'ensemble de la bande de fréquence de manière quasi-instantanée.

D.3 Caractérisation des résonateurs par détection électrique par le R-HEMT

La caractérisation des résonateurs par détection électrique peut être faite en utilisant des bancs sous pointes ou bien après la mise en boîtier des composants.

Afin d'effectuer une détection par le transistor placé sur la poutre, dit R-HEMT, il est nécessaire de le polariser en appliquant une tension continue sur le drain et la grille. Pour cela deux sources de tension sont utilisées. Pour les premières mesures effectuées durant le travail de thèse, les deux voies de la source Keithley 2612A utilisée pour la caractérisation statique des transistors ont été utilisées. Par la suite, cette polarisation a été effectuée par deux sources faible bruit Yokogawa car la source Keithley produit un bruit non négligeable à nos fréquences de travail. De plus, il est nécessaire d'utiliser une électronique faible bruit afin de mesurer la résolution des accéléromètres. Le même système de détection est utilisé pour la caractérisation des résonateurs, que ce soient des poutres bi-encastrées avec ou sans masse d'épreuve.

De premières mesures ont été effectuées en utilisant un analyseur de réseau vectoriel ZVA Rohde & Schwarz. La fréquence minimale d'utilisation étant de 300 kHz, il n'était pas toujours possible d'observer le mode fondamental. Les mesures par la suite ont donc été effectuées par un amplificateur à détection synchrone (en anglais lock-in amplifier) UHFLI ou HF2LI Zurich Instruments. Quelle que soit l'appareil utilisé le principe de mesure reste le même. Une tension sinusoïdale est appliquée sur l'actionneur avec un balayage en fréquence. Le drain est relié au port de détection afin de mesurer la phase et l'amplitude de la tension détectée. Le schéma du montage est donné Figure D.iii. Des tés de polarisation sont utilisés afin de séparer les composantes continue et alternative. Cela est nécessaire car l'analyseur de réseau vectoriel et les amplificateurs à détection synchrone sont limités en tension continue et ne pas supprimer la composante continue pourrait endommager les appareils. Les tés de polarisation équivalent à une capacité placée sur la voie du signal alternatif et une bobine sur la voie du signal continu. Un bouchon de résistance 50 Ω est placé au niveau du té de polarisation lié à la grille du R-HEMT. Un amplificateur faible bruit est également utilisé afin d'amplifier la tension mesurée. Pour les résultats présentés dans ce manuscrit, un amplificateur de tension 40 dB FEMTO avec une impédance d'entrée de 1 M Ω a été utilisé. A nos fréquences de

fonctionnement, cette impédance est grande devant l'impédance de la bobine du té de polarisation. La tension mesurée augmente avec la valeur de l'impédance de la bobine jusqu'à ce que cette impédance devienne grande devant la valeur de la résistance interne du transistor. L'inductance et la capacité équivalente des tés de polarisations utilisés sont de $800 \mu\text{H}$ et 160 nF respectivement. Le transistor R-HEMT agit comme un générateur de courant possédant une résistance en parallèle avec la valeur du courant fixé par la modulation mécanique et la transconductance du transistor. On obtient le montage d'un amplificateur de tension utilisant un transistor en émetteur commun mais avec une résistance de charge correspondant à l'impédance de la bobine. Pour la réalisation d'oscillateur et pour obtenir une résistance de charge indépendante de la fréquence, il sera préférable d'utiliser une résistance de charge fixée. Afin de limiter la tension d'alimentation à utiliser il serait possible d'utiliser une bobine possédant une grande inductance en parallèle à la résistance de charge, en limitant ainsi l'impédance pour la composante statique.

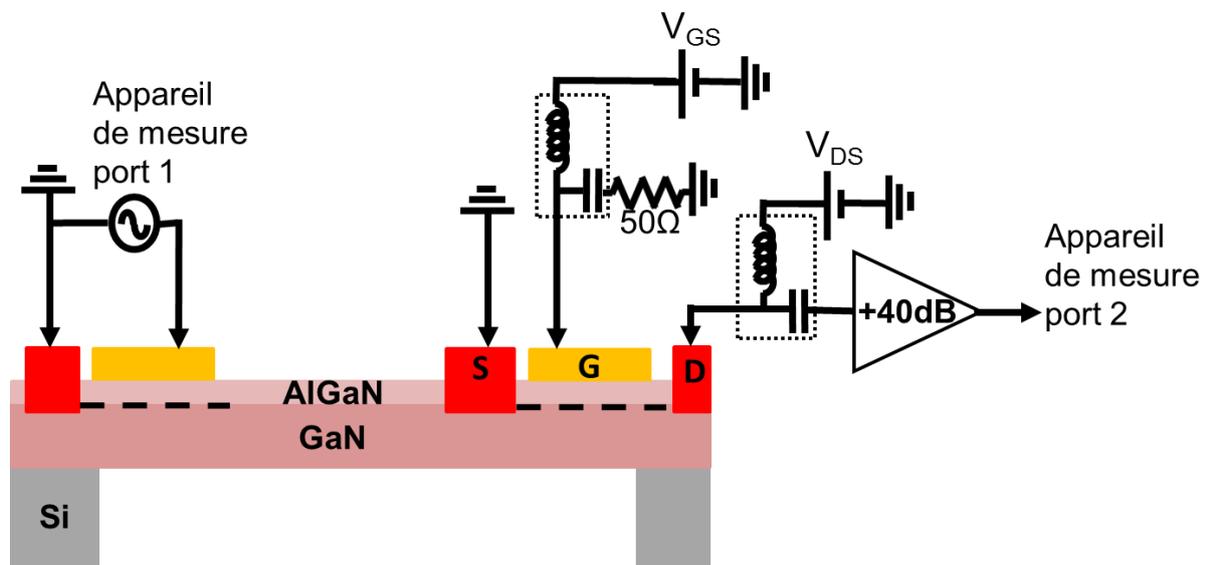


Figure D.iii : Schéma du montage pour une détection électrique. Les tés de polarisation sont représentés par les bobines et capacités encadrées en pointillés.

L'utilisation d'impédances élevées permet de limiter le courant dans le circuit en dehors du courant d'alimentation du transistor, et limite ainsi les pertes par effet Joule. Le schéma électrique équivalent de la détection au niveau du drain est donné par la Figure D.iv. Ces impédances élevées ne devraient pas créer de dissipation due au circuit car l'impédance de charge pour le circuit équivalent du résonateur mécanique devrait être fixée par l'impédance du R-HEMT qui reste faible devant la résistance motiionnelle du résonateur.

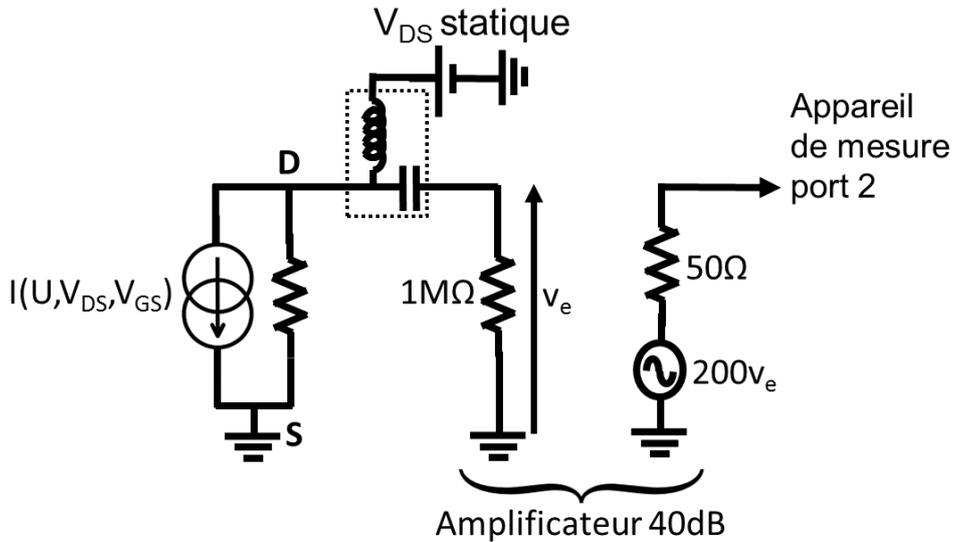


Figure D.iv : Schéma électrique équivalent de la détection au niveau du drain du R-HEMT. Le transistor est équivalent à une source de courant et une résistance interne en parallèle. Cette source de courant possède une composante alternative liée au mouvement de la poutre en plus des polarisations statique du transistor. g_m désigne la transconductance du R-HEMT. 40 dB correspondent à une multiplication de la tension par 100. Il y a un facteur 2 supplémentaire car la mesure de tension suppose une impédance de 50Ω , ce qui divise par deux la tension effectivement mesurée.

L'impédance d'entrée des amplificateurs à détection synchrone pouvant être fixée à 50Ω ou $1 M\Omega$, sera de 50Ω puisque l'amplificateur 40 dB utilisé est optimisé pour cette valeur. Les impédances de l'analyseur de réseau vectoriel sont également 50Ω .

Des filtres passe-bas de fréquence de coupure supérieure au mégahertz ont été utilisés en sortie des sources de tension continue afin de limiter d'une manière supplémentaire le bruit haute fréquence de ces sources pour ne pas perturber le système. Cela ne modifie pas le fonctionnement statique et à nos fréquences de travail et ne sont pas représenté sur le schéma équivalent.

Les amplificateurs à détection synchrone permettent de réaliser une boucle à verrouillage de phase. Dans ce cas, le schéma du montage reste le même, mais la tension appliquée sur l'actionneur possède une fréquence pouvant varier dans un certain intervalle de telle sorte que la phase mesurée au niveau de la détection soit constante et égale à une valeur spécifiée. Pour notre utilisation, la phase fixée est égale à la phase à la fréquence de résonance, avec un intervalle de fréquence autorisée permettant l'oscillation sur un seul mode. La bande passante de la boucle à verrouillage de phase est à spécifier, permettant une résolution en fréquence meilleure pour des bandes passantes plus faibles.

D.4 Banc d'accélérométrie

Afin de tester les accéléromètres, il est nécessaire d'appliquer une accélération connue. Il est possible de mesurer le décalage en fréquence entre $+g$ et $-g$ en alignant l'axe sensible du capteur avec l'axe vertical de la pesanteur et en le retournant. Cependant cela ne permet pas mesurer la bande passante du capteur à moins d'effectuer des mesures de retournement à vitesse variable, ce qui n'est pas un type de mesure à notre disposition. Afin d'appliquer l'accélération au capteur, il a

été décidé d'utiliser un pot vibrant (vibrateur électrodynamique type 4810 Brüel & Kjær). Ce pot est alimenté par l'amplificateur de puissance type 2718 Brüel & Kjær, lui-même alimenté par un générateur de tension basse fréquence. Cela permet d'appliquer une accélération verticale d'amplitude variable et de fréquence variable.

Les accéléromètres à tester sont mis en boîtier, et fixés sur un circuit imprimé PCB. Ce circuit imprimé est ensuite relié aux différents instruments de mesure. Etant donné les techniques de mise en boîtier et le circuit imprimé utilisé, l'axe sensible de l'accéléromètre est situé dans le plan du circuit imprimé. Afin d'appliquer une accélération avec le pot vibrant que le capteur puisse mesurer, il est nécessaire d'utiliser un système de fixation pour positionner le circuit imprimé verticalement. Une première solution a été de fabriquer une équerre métallique, présentée Figure D.v.

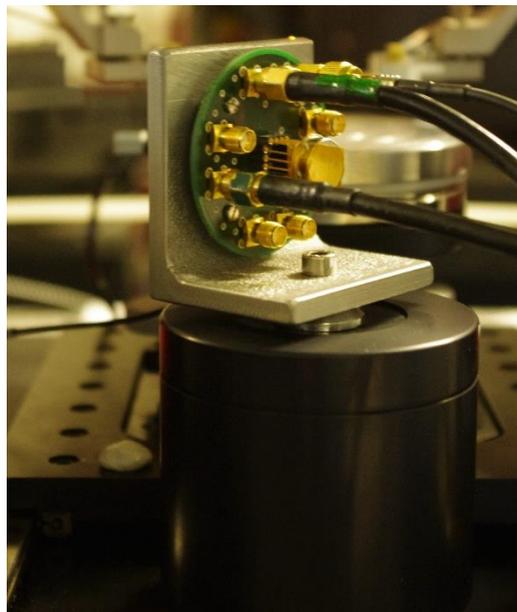


Figure D.v : Photographie d'un accéléromètre en boîtier lié au pot vibrant par une équerre métallique. Le circuit imprimé est fixé à l'équerre par quatre vis et des écrous.

Afin de contrôler la valeur de l'accélération appliquée, ces premières mesures ont été effectuées en utilisant le vibromètre laser à effet Doppler qui avait été utilisé pour mesurer les amplitudes de vibration des poutres. Pour ces mesures, le faisceau de référence est relié à un miroir, et le faisceau de mesure est focalisé au sommet de l'équerre métallique. La fréquence du résonateur, sensible à l'accélération, est mesurée électriquement à l'aide de la détection électrique présentée précédemment. Comme expliqué en sous-section 2.6.4, le décalage en fréquence dû à l'accélération est mesuré en appliquant un signal de fréquence constante égale à une fréquence de résonance en absence d'accélération et en mesurant les changements de phase ; ou bien à l'aide d'une boucle à verrouillage de phase. La Figure D.vi présente une photographie de l'ensemble du banc de mesure. Le filtre numérique intervenant entre l'amplificateur 40 dB et la détection par l'amplificateur à détection synchrone n'a pas été utilisé après les toutes premières mesures puisque ce filtrage supplémentaire n'était pas nécessaire.

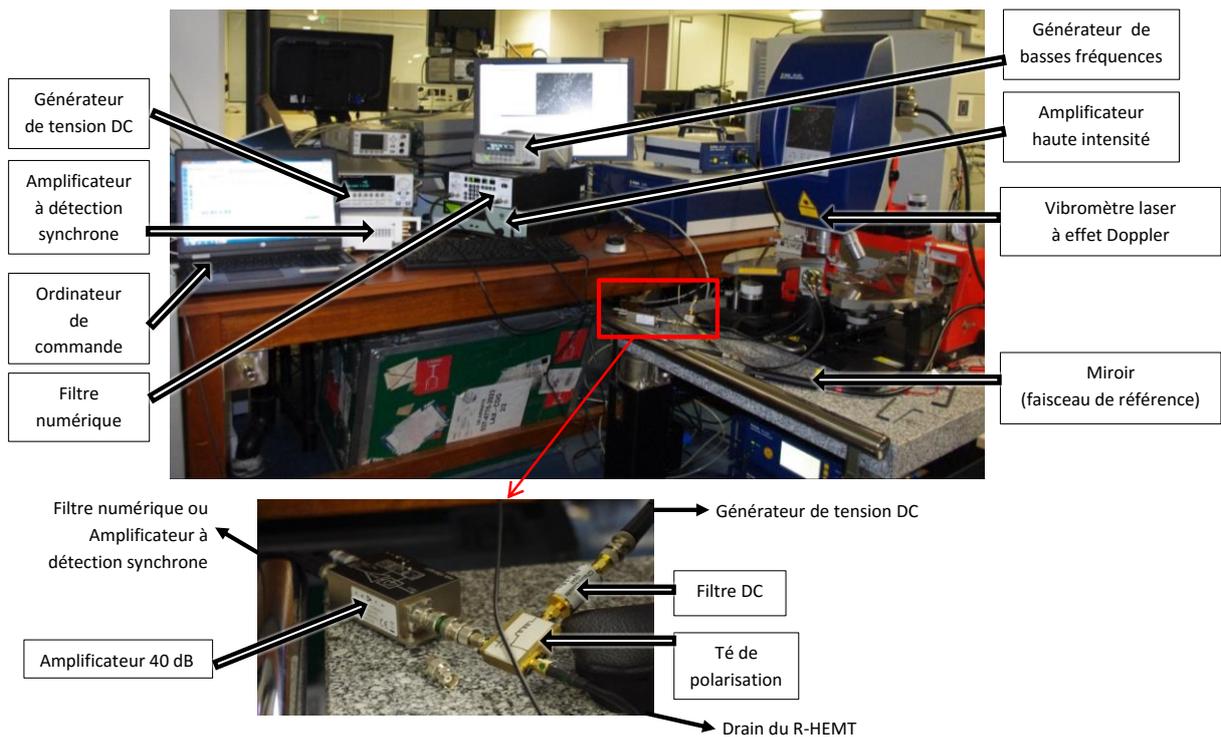


Figure D.vi : Photographie du banc d'accélérométrie ayant permis la première détection d'accélération à partir d'un accéléromètre à base de GaN. L'ordinateur de commande pilote l'amplificateur à détection synchrone. L'écran situé derrière le générateur de basses fréquences est relié à l'unité centrale contrôlant le vibromètre laser.

Afin de réaliser des mesures sous vide, ou bien des mesures à l'air en se passant du vibromètre laser, un accéléromètre commercial 4507 Brüel & Kjær a été utilisé. L'équerre métallique est asymétrique et de masse importante, ce qui n'est pas idéal pour l'utilisation du pot vibrant, et n'a pas été conçue pour accueillir l'accéléromètre commercial. Un nouveau support en plastique ABS a été fabriqué à l'aide d'une imprimante 3D afin de corriger ces inconvénients, et est présenté Figure D.vii. Les deux barres supérieures permettent de consolider l'ensemble de la structure en limitant les phénomènes de vibrations et résonances qui pourraient se produire pour un support en U.

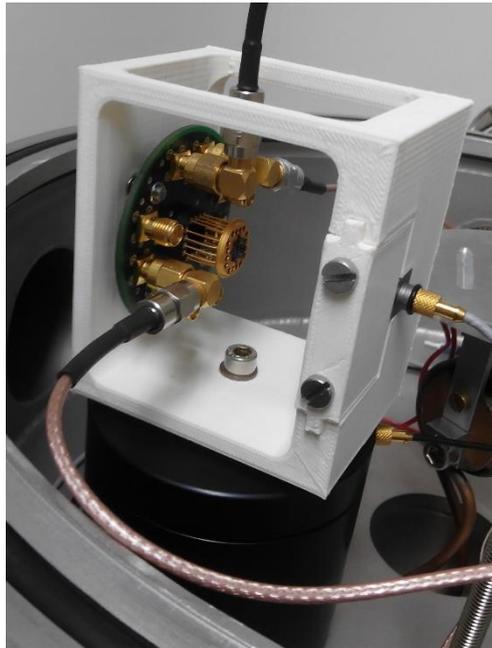


Figure D.vii : Photographie du nouveau support réalisé par impression 3D. L'accéléromètre commercial est visible à droite de l'image, fixé dans le support.

L'accéléromètre commercial a été calibré à l'aide d'une excitation par le pot vibrant à différentes fréquences et en utilisant le vibromètre laser focalisé au niveau de l'extrémité du boîtier, là où est collé l'accéléromètre en GaN (Figure D.viii). Cela a permis de remarquer, et il a été confirmé en déplaçant le point de focalisation du laser sur le support ABS, que ce support vibre avec une amplitude différente, pour des fréquences de 100 à 300 Hz, pour sa partie droite qui contient l'accéléromètre commercial et pour sa partie gauche à laquelle est fixé le capteur à caractériser. Le support étant majoritairement vide avec une structure en nid d'abeille, ce phénomène de résonance doit provenir de la déformation élastique du plastique, se comportant comme un ressort de faible raideur. La partie gauche supportant une masse plus importante que la partie droite explique le fait que la fréquence de résonance de la partie gauche est plus faible. Créer un support avec une quantité de matière plus importante et une structure plus complexe devrait limiter ou supprimer ces effets de résonance.

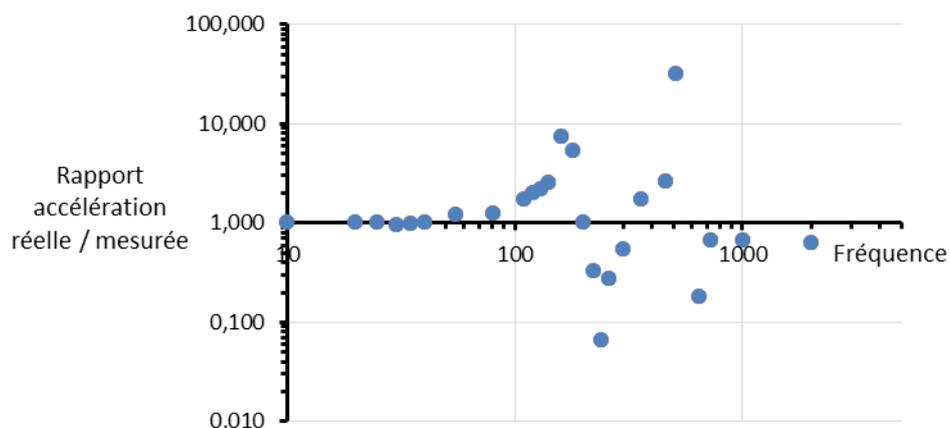


Figure D.viii : Mesures de calibrage de l'accéléromètre commercial Brüel & Kjær fixé au support ABS. L'accélération réelle est mesurée par le vibromètre laser au niveau de l'extrémité du boîtier où est collé l'échantillon. L'accélération mesurée est donnée par l'accéléromètre commercial.

Il a également été remarqué que le boîtier fixé au circuit imprimé sur ses longues broches crée un phénomène de résonance du boîtier vers 500 Hz, visible pour une fixation sur le support ABS et sur l'équerre métallique. De nouveaux circuits imprimés ont donc été réalisés afin de modifier le système de fixation du boîtier et éviter cette résonance. Les boîtiers sont désormais soudés comme présenté par la Figure D.ix. Il y a donc un circuit intégré à réaliser par accéléromètre à tester, ce qui n'était pas le cas de l'ancien circuit puisque le même circuit pouvait être utilisé pour les différents boîtiers.

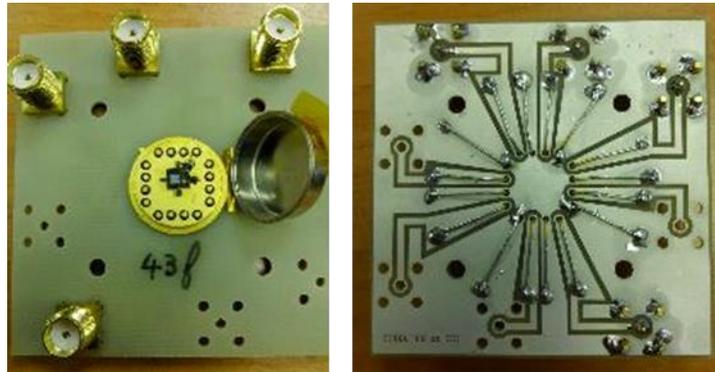


Figure D.ix : Photographies face avant et face arrière d'un accéléromètre en boîtier soudé à son circuit imprimé.

D.5 Mesures sous vide

Afin de supprimer les fortes dissipations dues à l'air et de profiter des facteurs de qualité importants des résonateurs, il est nécessaire de placer les composants sous vide. Pour cela plusieurs bancs sous vide de la centrale de caractérisation de l'IEMN ont été utilisés.

Une majorité des caractérisations des résonateurs ont été effectués à l'aide du banc présenté Figure D.x. Ce banc est muni d'une pompe primaire permettant d'atteindre des pressions de $5 \cdot 10^{-2}$ à $10 \cdot 10^{-2}$ mbar, ce qui est suffisant pour nos résonateurs. Ce banc est muni de quatre manipulateurs permettant l'utilisation de quatre pointes sous vide. Des résonateurs et accéléromètres en boîtier ont également été caractérisés à l'aide de ce banc en retirant les pointes pour relier directement les connecteurs au circuit PCB sur lequel est fixé le boîtier. Le tube reliant la pompe à vide à la chambre est maintenu par un système de fixation afin de limiter l'impact des vibrations de la pompe.

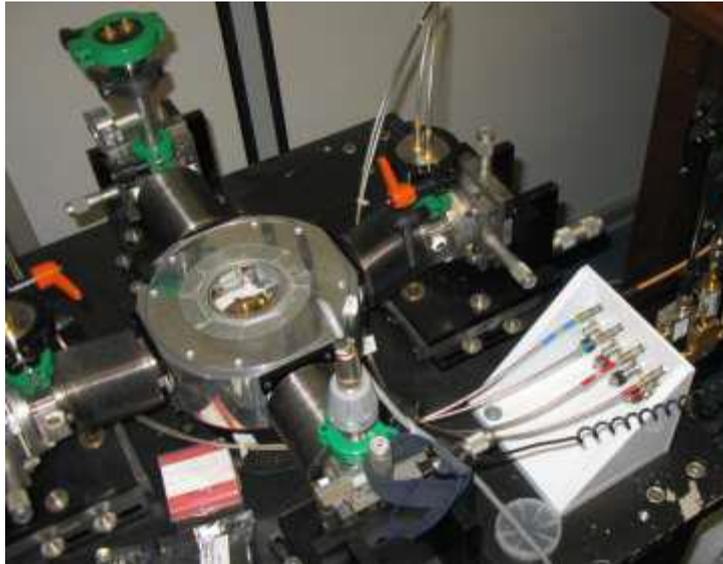


Figure D.x : Photographie d'un banc sous vide et sous pointes utilisé pour la caractérisation des résonateurs. A droite de l'image on aperçoit deux tés de polarisation utilisés dans le cadre d'une mesure correspondant à la Figure D.iii.

Quelques mesures ont également été effectuées en utilisant un autre banc sous vide permettant d'atteindre un vide secondaire de l'ordre de 10^{-5} mbar.

Pour la caractérisation des accéléromètres en présence d'accélération, ces bancs ont une hauteur trop limitée pour accueillir le pot vibrant. Un nouveau banc sous vide a été installé afin d'effectuer ces mesures (Figure D.xi). Ce banc est muni de deux enceintes permettant chacune l'utilisation de six câbles. Lors des mesures effectuées, cinq d'entre eux sont utilisés pour alimenter le pot vibrant placé dans la chambre, la connexion au drain et à la grille du R-HEMT, à l'actionneur, et pour alimenter l'accéléromètre commercial. Ces enceintes sont reliées à une pompe primaire permettant d'atteindre une pression d'environ 0,1 mbar, ainsi qu'une pompe turbomoléculaire fixée sous ces enceintes permettant d'atteindre un vide secondaire avec une pression de l'ordre de 10^{-5} mbar.

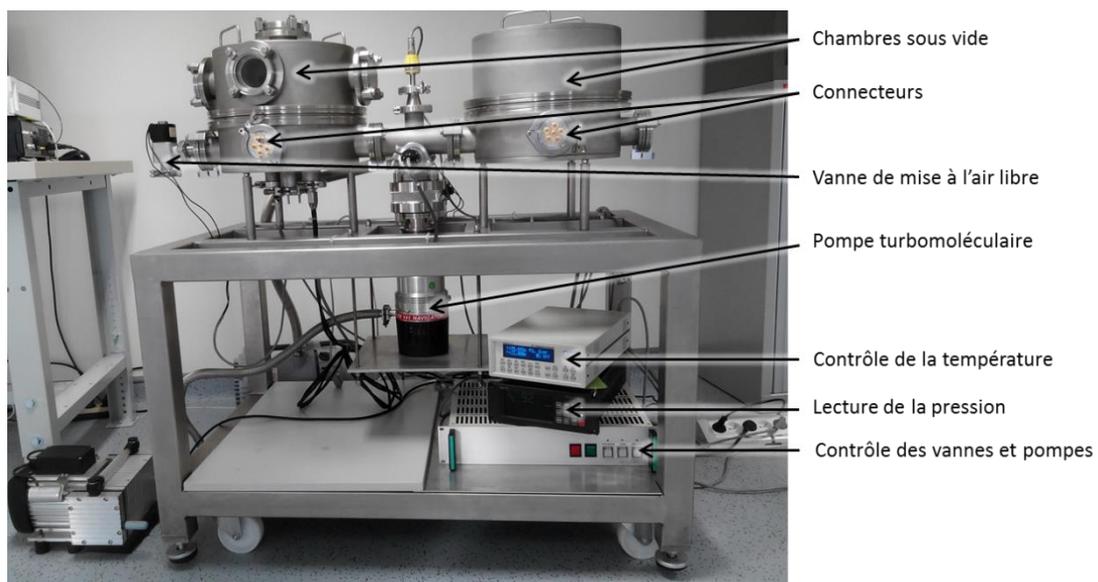


Figure D.xi : Photographie du banc sous vide utilisé pour l'application d'accélération par le pot vibrant.

Liste des publications

Brevet

1 dépôt de brevet

Revue internationale à comité de lecture :

1 article en cours de révision en premier auteur

3 articles en cours de rédaction en premier auteur

P. Leclaire, E. Frayssinet, C. Morelle, Y. Cordier, D. Théron, and M. Faucher, "Piezoelectric MEMS resonators based on ultrathin epitaxial GaN heterostructures on Si," *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 26, p. 105015, 2016.

Conférences internationales à comité de lecture et avec actes :

C. Morelle, D. Théron, B. Grimberty, I. Roch-Jeune, V. Brandli, V. Avramovic, E. Okada, and M. Faucher, "Gallium nitride MEMS resonators: How residual stress impacts design and performances," in *2016 Symposium on Design, Test, Integration and Packaging of MEMS/MOEMS (DTIP)*, 2016.

Conférence internationale invitée :

M. Faucher, P. Leclaire, C. Morelle, I. Roch, B. Grimberty, E. Frayssinet, V. Brandli, L. Buchailot, D. Theron and Y. Cordier, "Using GaN for MEMS: from material to resonators and sensors", in *European Frequency and Time Forum Symposium (EFTF)*, 2016.

M. Faucher, C. Morelle, P. Leclaire, Y. Cordier, I. Roch, E. Frayssinet, B. Grimberty, E. Okada, V. Avramovic, L. Buchailot, and D. Theron, "A GaN technology for high-performance MEMS accelerometers" in *International Workshop on Nitride Semiconductors (IWN 2016)*, 2016.

Résumé

Etude de résonateurs MEMS en GaN pour application aux capteurs inertiels

Le nitrure de gallium (GaN) est un matériau semi-conducteur dont la filière est en plein essor. Ses propriétés ont permis d'en faire le deuxième matériau semi-conducteur le plus utilisé pour les composants optiques et électroniques, après le silicium. Cependant, comparativement à ces domaines, peu d'études ont été menées quant à la réalisation de microsystèmes électromécaniques (MEMS) malgré des propriétés mécaniques favorables. Dans ce contexte, ces travaux présentent le développement de premiers accéléromètres MEMS résonants en filière GaN. Ces derniers reposent sur l'utilisation de poutres vibrantes possédant une forte contrainte mécanique en tension, avec un actionnement et une détection électriques intégrés. La présence de contrainte modifie significativement les performances de l'accéléromètre. Une étude théorique analytique de l'impact de la contrainte démontre ses bénéfices, notamment en termes de facteur de qualité et d'étendue de mesure. Les étapes du procédé de fabrication des composants ont été développées. Enfin, la caractérisation des accéléromètres démontre de très bonnes performances par rapport à l'état de l'art des autres filières technologiques et en accord avec les modèles préalablement établis.

Mots clés : accéléromètre, GaN, MEMS, résonateur, contrainte

Abstract

Study of GaN MEMS resonators for application to inertial sensors

The gallium nitride (GaN) is a semiconductor material for which the sector is rapidly expanding. Thanks to its properties, it has become the second most used semiconductor material for optic and electronic components, after the silicon. However, relatively to those sectors, few studies have been performed about the production of microelectromechanical systems (MEMS) despite the favorable mechanical properties. In this frame, this work presents the development of first resonant MEMS accelerometer in GaN. They are based on the use of vibrating beams which have a high tensile stress, with an integrated electrical actuation and detection. The existence of stress results in a significant modification of the performances of the accelerometer. An analytical theoretical study of the impact of the stress demonstrates its benefits, particularly for the quality factor and the measuring range. The process flow for the fabrication of the component has been developed. Finally, the characterization of the accelerometers shows very good performances compared to the state of the art of the other technologies and in agreement with the models previously established.

Key words: accelerometer, GaN, MEMS, resonator, stress