



HAL
open science

Nano systèmes électromécaniques résonants à haute fréquence (NEMS HF) : une rupture technologique pour l'imagerie infrarouge non refroidi

Ludovic Laurent

► To cite this version:

Ludovic Laurent. Nano systèmes électromécaniques résonants à haute fréquence (NEMS HF) : une rupture technologique pour l'imagerie infrarouge non refroidi. Optique [physics.optics]. Université Grenoble Alpes, 2017. Français. NNT : 2017GREAY050 . tel-01731409

HAL Id: tel-01731409

<https://theses.hal.science/tel-01731409>

Submitted on 14 Mar 2018

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE LA COMMUNAUTE UNIVERSITE GRENOBLE ALPES

Spécialité : **Physique Appliquée**

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

Ludovic LAURENT

Thèse dirigée par **Laurent DURAFFOURG** et
co-encadrée par **Jean-Jacques YON**

préparée au sein du **Laboratoire pour l'Imagerie Bolométrique
du CEA/LETI-Minatec**
dans **l'École Doctorale de Physique – Grenoble**

Nano systèmes électromécaniques résonants à haute fréquence (NEMS HF) : une rupture technologique pour l'imagerie infrarouge non refroidi

Thèse soutenue publiquement le **13/07/2017**
devant le jury composé de :

M, Jean-Jacques GREFFET

Professeur, LPS (Palaiseau), Président du jury

M, Alain BOSSEBOEUF

Professeur, C2N (Orsay), Rapporteur

M, Riad HAIDAR

Chercheur HDR, ONERA (Palaiseau), Rapporteur

M, Lionel Buchillot

Directeur de recherche, IEMN (Villeneuve d'Ascq), Examineur

M, Olivier ARZICET

Chargé de Recherche, Institut Néel (Grenoble), Examineur

M, Michael Roukes

Professeur, CALTECH (Pasadena), Examineur

M, Jean-Jacques YON

Chercheur, CEA (Grenoble), Encadrant de thèse

M, Laurent DURAFFOURG

Chercheur HDR, CEA (Grenoble), Directeur de thèse



Remerciements

Bien heureux(se) et soulagé(e) est chaque thésard(e) qui écrit ces pages de remerciements. Elles sont l'aboutissement d'un travail de longue haleine, éreintant que ce soit sur un plan physique ou mental. C'est à ce moment, après les dernières corrections, que l'on se rend compte de l'ampleur du travail effectué lors de ces trois années. Mais c'est aussi à cet instant que l'on se remémore ô combien l'aboutissement de ce travail a nécessité l'aide d'autrui.

En premier lieu, je tiens particulièrement à remercier mes encadrants de thèse, Laurent et Jean-Jacques. Par les conseils prodigués par Laurent lors des caractérisations difficiles de début de thèse ou par les remarques toujours avisées de JJ, ils m'ont tous deux permis d'apprendre énormément durant ces trois ans. Et de devenir, sans nul doute, un bien meilleur scientifique que je ne l'étais auparavant. Je pense notamment que, sans leur soutien sans faille, il aurait été autrement plus compliqué de venir à bout de ce manuscrit. Leurs nombreuses relectures ont considérablement amélioré la qualité de ce document, et je les remercie infiniment pour la patience et le temps qu'ils y ont consacré.

J'aimerai aussi remercier le Laboratoire d'Imagerie Bolométrique (même si je pense que le nom a changé) pour l'accueil que ses membres m'ont réservé. L'ambiance conviviale, presque familiale, qui règne au sein de cette équipe, a permis mon intégration, rapide et aisée, dans le collectif. Merci à Agnès de m'avoir fait confiance pour porter ce sujet de thèse, malgré ma pauvre prestation en entretien, notamment dès l'abord de ma motivation à faire une thèse ! Cette expérience a finalement été extrêmement bénéfique pour moi. Je remercie au passage Vincent Agache, qui m'a considérablement aidé, malgré lui sans doute, a présenté une candidature de qualité pour ce sujet de thèse. Seb n'est pas en reste quant au soutien et la confiance accordés lors de ces travaux. Sans sa confiance, pas de lot MOTION 2, projet qui a largement pimenté ma dernière année de thèse ! Soutien par ailleurs acquis, sans nul doute, grâce à un subtil ralentissement lors de ma première participation à l'Ekiden, lui laissant 1 seconde d'avance sur le 10 km. Sans rancune !

Merci à Pierre de m'avoir introduit à l'écosystème grenoblois et aux sorties Bastille, Vouillants, Bachelard le midi. Je me sens à présent un peu plus grenoblois grâce à toi ! Bien entendu, les discussions autour de la machine à café (celle du BHT, qui fonctionne) ont toujours été des moments privilégiés, durant mon passage au labo, à discuter des dernières recrues du FCG, de la non-victoire du XV de France, de l'orga du prochain team-building (ou, comme dirait Amandine, de « la construction d'esprit d'équipe ») etc... Bien entendu, d'un point de vue scientifique, je te remercie aussi de ta patience à m'expliquer les arcanes du fonctionnement de la salle blanche, ou le béaba de la fabrication des bolos. J'inclus bien entendu dans ces remerciements Stef, Lolo et Rémi, avec tous les bons moments que l'on a partagé au labo, en salle blanche, au café, au bar ou en sortie de labo. Mention spéciale aux « 20 ans des bolos » et à la fin de soirée au Kalisté (Je me rappelle, 2 minutes après la fin du match : « il y a eu combien déjà ?? » Suivi de : « C'était quoi déjà comme match ?? »). Plus généralement, big up à tout le BHT. En espérant n'oublier personne : Geo (prononcez Jo) pour les discussions, toujours plaisantes, orientées « Courrier International » et « Dessous des Cartes », Marc, compagnon de

Remerciements

thèse, de formations UJF (Avec nos : « Mais pourquoi on a pris microélec comme formation ? »), de bars, de sorties, de concerts etc... Denis pour les sorties en montagne et son temps en fin de thèse (avec nos caracs : tu vois du VO₂ là ? Mais pourquoi il y a rien ? Hein, pourquoi ?), Elaura, Eléonore, Clémence, Cécile ...

Je remercie particulièrement Marc Sansa et Guillaume Jourdan pour les conseils plus qu'avisés qu'ils m'ont fourni durant cette première partie de thèse (et aussi pour leurs codes Python !). Sans leur aide, cette thèse n'aurait sans doute pas été un tel succès. Merci à JS pour tous ce qu'il a fait pour moi, bien entendu avant mon arrivée, et durant les quelques mois où nous avons travaillé ensemble. Je suis particulièrement heureux de la manière dont les choses ont ensuite tourné pour lui, d'un point de vue professionnel. Idem pour Thomas Alava, un chouette gars, que j'espère faire vite revenir dans les cercles rugbystiques.

Passons à la seconde entité du LIB, la carac, bâtiment D7, où j'ai passé ma seconde partie de thèse. D'ailleurs, je pense avoir amélioré mon coup de pédale grâce à ces 3 ans (j'ai regardé : 1,2 kms, à raison de 2 aller-retours par jour durant 3 ans : 1 440 kms, qui plus est en MétroVélo !). Bref, je remercie tous ceux qui m'ont aidé à mettre en place mon banc, à améliorer mon ETSV par leur aide matérielle, technique ou morale : merci à Antoine (toujours plus grand l'écran), Baptiste (bon courage pour les caracs V2), Jérôme (pareil pour la rédac), Claire, Valérie, Etienne (j'espère que l'agreg passera l'an prochain !), ©Jo et à Thom. Bon courage à ce dernier pour ses nouvelles aventures chez Sofradir. De toute façon, j'ai peu de doutes sur le fait d'en rediscuter prochainement autour d'une bière. Etienne, je n'oublie pas notre premier échange au boulot devant Agnès, pour mon premier jour : « On se connaît, non ? T'as fait une soirée chez moi récemment ? ». Ou comment perdre sa crédibilité en 15 s. Sans rancune ! Merci aussi aux « filles du montage », comme il est d'usage de les appeler, Lydie, Murielle, à qui je souhaite une joyeuse retraite, et Joëlle, pour m'avoir permis la cohabitation, qui, je crois, s'est globalement bien passée. Je souhaite bonne chance (et bon courage) à Quentin pour la bascule dans la seconde moitié de thèse, que j'ai lâchement laissé comme seul thésard au labo ! Sans rancune, il fallait bien que je la soutienne, cette thèse.

Une petite pensée pour mes *officemates* avec qui je me suis perdu nombre de fois, avec délectation, dans des discussions alambiquées, diverses et variées (qui allaient de la politique au Tour de France, en passant par l'économie, le CEA etc...) ! C'était ô combien relaxant, notamment lorsque Word décidait de planter, après 2h de rédaction, pour une référence malencontreusement placée dans une équation ! Une dédicace donc à Xavier, parti vers d'autres horizons, bien plus théoriques (même si, aux dernières nouvelles, il n'a toujours pas trouvé la matière noire), Abdel, et JLOB pour ses éclairages de vieux briscard du CEA.

Merci à ceux qui m'ont aidé dans mes travaux en dehors du labo, notamment Olivier Arzicet, qui a accepté de participer à mon jury de thèse. Je remercie par la même occasion tous les membres du jury pour leur évaluation de mes travaux. Leurs remarques, questions et suggestions m'ont beaucoup aidé.

Passons à l'extra-pro. Première dédicace à Oliv et l'US 2 Ponts pour ces 3 saisons passées ensemble sur les prés, mardi, jeudi et dimanche. J'espère pouvoir reprendre rapidement pour terminer ma carrière rugbystique FFR avec vous, et une belle saison faite de derbys isérois. Je ne pensais pas pouvoir vivre autant d'émotions en club en si peu de temps : une défaite en finale des Alpes, puis une montée et enfin une participation aux phases finales de Fed 3 en seulement 3 saisons ! Clairement, quel plaisir de se défouler sur le terrain après une journée de thèse où

Remerciements

rien ne fonctionnait. Petite dédicace aussi aux Lunatics, qui m'ont accueilli lors de cette dernière année de thèse et avec lesquels j'espère pouvoir aussi rejouer l'an prochain ! Finalement, merci aux Michels, de l'EC Lille, avec lesquels, j'espère pouvoir participer au BARGE jusqu'à mes 40 ans, si mon corps me le permet ! Quel plaisir de se retrouver chaque année pour ce tournoi, avec les copains de Lille, les nouveaux de l'Ecole, et les anciens glorieux !

Une dédicace aux gars du Foot pour ces 4 ans de virées nocturnes sur Grenoble : Max, Yann, Mike, Doudou etc... J'inclue aussi Flo et les Mercredis Pimentés (merci le Camberra). Merci à tous les potes de l'EC Lille pour les virées en Croatie, Corse, Irlande, les sorties à Paris lors de mes visites (pro ou non). Une pensée spéciale pour l'enchaînement (devrais-je dire le rituel) « Diamant – Chez Gladine » estampillé « Buttes aux Cailles » et la « BonneMousse » (qui possède un fouet grâce à mon dernier séjour). De même, une dédicace pour la coloc « Fort Knox » et Jerem (promis, premier salaire, je te paie un resto pour la douane croate), Marty le Chevalier (on attend encore la danse des vilaines) et Karine (encore désolé pour la pizza). PE, M. batterie, et G@te qui m'ont bien aidé pendant cette thèse, toujours plus au courant que moi du déroulement de la thèse. Nico, et la lettre de Maya, back to Gre. Bonhomme, inventeur de l'osso bucco de la piscine, parti à Mayotte. Thierry, fidèle en Marche. Mousse, qui ne reviendra sans doute jamais sur Gre l'été (c'était peut-être un peu trop les 1000 m de dénivelé pour reprendre le sport...). Sentous pour le we en Normandie. Le Duc pour le mime corse de Nico. Quentin pour la St Patrick dublinoise. Paul pour la virée en Californie et la chauve-souris enragée. Naturellement, Madame a largement contribué au succès de cette thèse. Mais, le soutien le plus inconditionnel à cette thèse a sans nul doute été « Une Journée à la Madeleine ».

Finalement, un grand merci aux colocs, Stefou, Paulo et Amandine, et l'anecdote des chaises, pour ces 3 ans de vie communes, et tous les bons moments qu'on a pu partager ensemble! Petit up à Amandine pour l'organisation du pot de thèse.

Je crois n'oublier personne. Si c'est le cas, je m'en excuse platement. Merci à tous pour ces 3 ans !

Je glisse enfin dans la conclusion un paragraphe tout spécial pour Morgane, qui a partagé 80 % de ces 3 ans avec moi, parfois de manière compliquée avec ces allers-retours strasbourgeois, et qui m'a constamment épaulé lors des moments compliqués de ces travaux. Merci aussi pour l'organisation du pot et de la soirée mémorable ! Voilà, c'est dit, et maintenant, bonne lecture !

Table des matières

Remerciements	I
Introduction générale	1
Liste des acronymes	12
Chapitre I : Détection infrarouge.....	15
I.1) Le rayonnement infrarouge	16
I.1.a) Rayonnement « invisible »	16
I.1.b) Intérêt du rayonnement infrarouge	18
I.2) Les détecteurs infrarouge.....	20
I.2.a) Limite de détection des capteurs : <i>NEP</i>	20
I.2.b) Résolution sur la scène : <i>NETD</i>	21
I.2.c) Détecteurs photoniques	22
I.2.d) Détecteurs thermiques.....	24
I.3) Etudes des potentialités des technologies non refroidi existantes	30
I.3.a) Réduction des échelles	30
I.3.b) Etude des performances potentielles des technologies existantes au pas de 5 μm	36
I.3.c) Performances des acteurs du marché.....	58
I.4) Conclusion	60
Chapitre II : Résonateur M/NEMS pour l'imagerie infrarouge non refroidi	67
II.1) Les résonateurs MEMS comme références de temps.....	68
II.1.a) Horloges : applications et stabilités	68
II.1.b) Résonateurs MEMS	69
II.2) Généralités sur les résonateurs mécaniques	71
II.2.a) Modèle général et modes de vibrations.....	71
II.2.b) Transduction du mouvement mécanique	76
II.2.c) Lecture de la fréquence de résonance du M/NEMS.....	80
II.3) Des MEMS aux NEMS : conséquences de la réduction des échelles.....	85
II.3.a) Influence sur les performances du résonateur NEMS	86
II.3.b) Non linéarités.....	90
II.3.c) Réseau de capteurs	93
II.4) Résonateurs pour l'imagerie infrarouge : un état de l'art.....	96
II.4.a) Travaux précurseurs.....	96
II.4.b) Travaux récents sur les résonateurs	97

II.5) Proposition d'un résonateur M/NEMS au pas de 12 μm	99
II.5.a) Mode de vibrations	99
II.5.b) Transduction du résonateur envisagé	100
Chapitre III : Modélisation et caractérisations mécaniques des résonateurs en torsion	113
III.1) Fabrication de matrices de résonateurs pour l'imagerie IR non refroidi	114
III.1.a) Spécifications de fabrication	114
III.1.b) Description du résonateur fabriqué	114
III.1.c) Variantes de résonateurs	116
III.2) Modèle électromécanique	122
III.2.a) Expressions analytiques liées à la transduction capacitive	123
III.2.b) Mouvement harmonique du résonateur	128
III.2.c) Modèle analytique du mouvement non linéaire de l'oscillateur	134
III.2.d) Applications du modèle analytique aux variantes MDO0X	140
III.3) Schémas de détection expérimentaux : description et résultats	148
III.3.a) Présentation des bancs de tests utilisés	148
III.3.b) Mesure directe	149
III.3.c) Comparaison de différents schémas de détection hétérodyne	157
III.3.d) Utilisation d'un circuit transimpédance	162
III.3.e) Extraction du facteur de qualité	165
III.4) Comparaison expérimentale des performances des variantes MDO0X	167
III.4.a) Comportement non linéaire	167
III.4.b) Facteur de qualité et gamme dynamique linéaire	177
III.4.c) Coefficient de Température en Fréquence (TCF)	180
III.5) Conclusion	185
Chapitre IV Etudes théoriques et mesures expérimentales de la stabilité fréquentielle	190
IV.1) Introduction : facteur de mérite du thermomètre	191
IV.1.a) Microbolomètres	191
IV.1.b) Résonateurs	192
IV.2) Instabilités fréquentielles du signal des oscillateurs	192
IV.2.a) Bruits d'amplitudes	192
IV.2.b) Bruits de phase ou de fréquence	194
IV.3) Etude théorique des bruits	195
IV.3.a) Bruit thermomécanique	195
IV.3.b) Bruit du circuit électronique	202
IV.3.c) Bruit de phonon	210
IV.3.d) Conclusion sur les considérations théoriques	214

IV.4) Mesures de stabilités fréquentielles	214
IV.4.a) Outils d'analyse	214
IV.4.b) Protocole de mesure	219
IV.4.c) Résultats	222
IV.5) Performances théoriques des détecteurs IR résonants	227
IV.5.a) Comparaison des performances des variantes MDO0X	227
IV.5.b) Architecture de lecture en réseau	228
IV.5.c) Conclusion : Amélioration des performances des résonateurs	229
IV.6) Conclusion	231
Chapitre V Mesure de la sensibilité optique IR et perspectives d'optimisation	234
V.1) Caractérisation Electrooptique	235
V.1.a) Caractérisation de la source IR	235
V.1.b) Caractérisation de l'absorption des résonateurs MDO01	238
V.1.c) Caractérisation du temps de réponse du capteur	244
V.2) Comparaison des performances à la littérature	249
V.2.a) Puissance équivalente de bruit (<i>NEP</i>)	249
V.2.b) Figure de mérite de la technologie développée	251
V.2.c) Identification des axes d'amélioration	253
V.3) Perspectives d'amélioration du TCF	256
V.3.a) Modes de vibration	257
V.3.b) Contraintes thermiques	260
V.3.c) Mixage de modes	264
V.3.d) Matériaux à transition de phase	267
V.3.e) Conclusion sur l'amélioration du TCF	274
V.4) Pas de 5 μm	275
V.4.a) Transduction capacitive	275
V.4.b) Autres modes de transduction	280
V.4.c) Thermomètre à base de résonateur optique	287
V.5) Bilan de performances	289
V.5.a) Performances des bolomètres résonants au pas de 12 μm	289
V.5.b) Performances des bolomètres résonants au pas de 5 μm	290
Conclusion générale.....	297
Publications	I
Liste des symboles	II
Annexe I : Applications des caméras infrarouges (formats supérieurs à 1000 pixels)	VIII
Annexe II : Comparaisons des systèmes de détection de résonances (extrait des travaux de thèse de G. Arndt).....	IX

Annexe III : Paramètres physiques des matériaux considérés.....	X
Annexe IV : Méthodes des échelles de temps multiples.....	XI
Annexe V : Résolution de l'amplitude de la réponse.....	XV
Annexe VI : Intégration du bruit thermomécanique	XIX
Annexe VII : Fluctuations d'énergie.....	XXIII
Annexe VIII : Méthode de mesure des 2 modes de torsion simultanés	XXV

Introduction générale

Depuis le début des années 1990, les technologies liées aux détecteurs infrarouge (IR) non refroidi, et plus précisément les bolomètres, ont connu des améliorations spectaculaires. La réduction des coûts des caméras basées sur ce type de détecteurs a notamment permis l'émergence de nouveaux marchés pour l'imagerie IR comme la thermographie, la surveillance ou encore dans le domaine médical. Auparavant, les technologies de détection IR étaient principalement réservées aux domaines militaire et spatial.

La recherche dans le domaine de la détection IR a largement bénéficié de l'engouement du domaine de la Défense pour de telles technologies. En effet, une grande partie de l'énergie issue du rayonnement naturel produit par les objets terrestres (autour de 300 K) se situe dans une bande de transmission atmosphérique. On comprend donc l'intérêt de caméras IR pour le domaine militaire, que ce soit pour le guidage de missile, la surveillance ou les opérations nocturnes. Toutefois, ces applications nécessitent généralement des résolutions importantes de la part des détecteurs puisque les différences de radiation émises par les objets de la scène imagée sont faibles, souvent inférieures à 1 % [1].

Bien que les premiers détecteurs IR aient été des détecteurs thermiques, avec la construction des premiers thermocouples par Nobili et Melloni au XIX^{ème} siècle, ces derniers furent délaissés au profit de détecteurs plus performants, basés sur l'effet photoconducteur. En effet, les progrès de la physique du solide durant la 2nd partie du XX^{ème} siècle permirent de développer des matériaux dont la bande interdite correspondait à l'énergie du rayonnement IR incident (fenêtre atmosphérique dans la bande 8-14 μm). Ces détecteurs photoniques, conditionnés sous forme de barrettes linéaires, ont permis la réalisation des premières images IR, dès 1940, en scannant mécaniquement la scène à imager [2].

Néanmoins, ces détecteurs nécessitent des systèmes de refroidissement (pouvant aller jusqu'à l'utilisation d'azote liquide à 77 K), qui les rendent coûteux et limitent leur autonomie. Ainsi, des détecteurs fonctionnant à température ambiante et peu onéreux étaient désirés pour des applications telles que des lunettes de surveillance individuelles, une surveillance 24h/24...

Au début des années 80, les équipes de recherches se sont à nouveau tournées vers les détecteurs thermiques. Le principe de détection de ces capteurs est basé sur l'échauffement provoqué par l'absorption de l'onde IR. Ils sont donc principalement constitués d'une membrane intégrant un thermomètre et un absorbeur, membrane isolée thermiquement de son environnement. Les développements de la microélectronique (notamment la lithographie et la gravure afin d'obtenir des très petits motifs pour les transistors et les mémoires) ont alors permis d'envisager des isolations thermiques importantes pour la membrane, et donc l'amélioration des performances de ce type de détecteurs. Le temps de réponse plus important de ces détecteurs est compensé par l'utilisation de plans focaux 2D (*Focal Plane Array* – FPA).

De plus, les techniques de fabrication collective de la microélectronique ont ouvert la possibilité de fabriquer ces FPA de manière homogène ainsi que de réaliser des économies d'échelles grâce aux techniques de lithographie photo-répétée. Finalement, le développement des circuits basés sur la technologie CMOS (*Complementary Metal Oxide on Semi-Conductor*), ainsi que la diminution du coût de cette technologie, a permis d'envisager des circuits de lecture (ROIC) peu onéreux intégrés sous l'imageur.

Le matériau thermomètre permettant de détecter l'élévation de température liée à l'absorption du signal IR doit être choisi avec soin pour être compatible avec la microélectronique. Depuis le début des années 90, trois grandes technologies de thermomètres se sont distinguées :

- Les matériaux résistifs, principalement le silicium amorphe (a-Si) et les oxydes de Vanadium (VOx). Ces détecteurs présentent des sensibilités en température importantes (de l'ordre de 2-3 %/K), mais ils nécessitent une polarisation externe. Les détecteurs intégrant ces matériaux sont communément appelés bolomètres ou μ bolomètres ;
- Les matériaux thermoélectriques, détecteurs passifs mais peu sensibles, nécessitant la connexion de plusieurs thermocouples en série (thermopile). Ces dispositifs souffrent donc d'une faible isolation thermique ;
- Enfin, les matériaux pyroélectriques qui utilisent le phénomène pyroélectrique. Néanmoins, ces matériaux utilisés étant cristallins, leur intégration sur un circuit de lecture nécessite souvent une intégration hybride, afin de limiter le budget thermique du circuit CMOS. En conséquence, des isolations thermiques importantes sont souvent plus difficiles à obtenir sur ces détecteurs que pour les μ bolomètres.

Les premières caméras industrialisées intégraient des détecteurs des surfaces de l'ordre de $(50 \mu\text{m})^2$ par pixel (on parle aussi de pas pixel de $50 \mu\text{m}$). De fait de leur surface, le coût de fabrication de ces FPA était alors encore important. Ainsi, en 2001, un FPA au pas de $50 \mu\text{m}$ coûtait entre 15-20 k\$ au format 320×240 pixels [3] – format QVGA pour *Quarter Video Graphics Array*. Aujourd'hui encore, les coûts de ces caméras restent excessif pour certaines applications grand public. Les principales raisons du coût élevé de ces FPA, et des caméras, sont la surface importante de la rétine, le coût de l'optique permettant de focaliser le flux IR et le conditionnement sous vide utilisé afin d'éviter la conduction thermique de l'air. Une estimation de la répartition du coût d'une caméra IR non refroidi, datée de 2014 [4], est présentée sur la Figure 1.

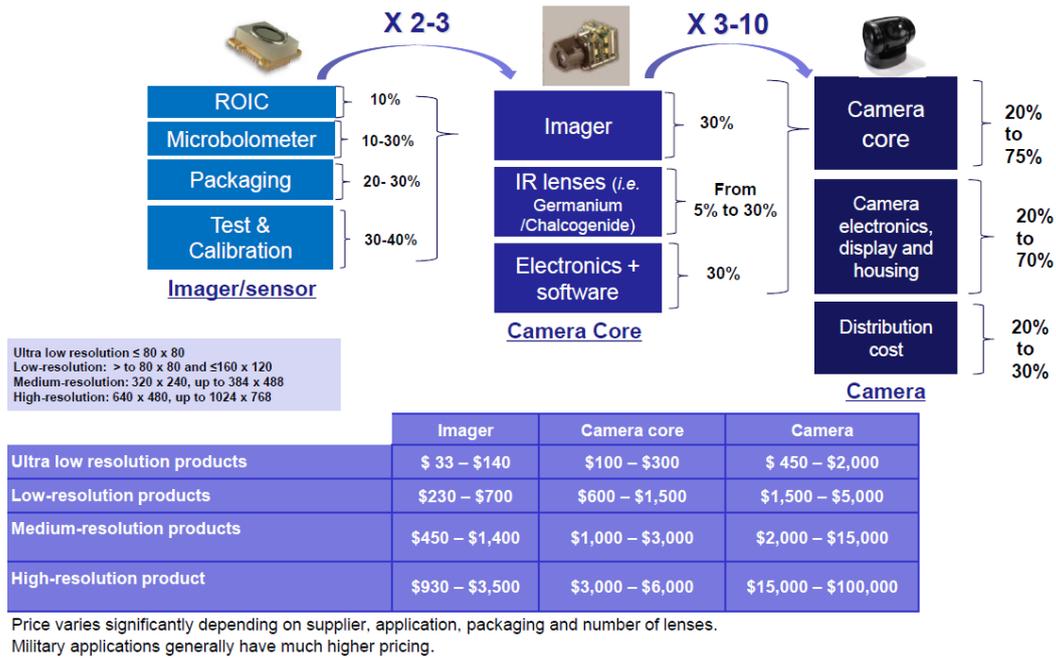


Figure 1 : Estimation de la répartition du coût d’une caméra IR non refroidi. Adapté de Yole Développement [4].

Afin de diminuer le coût des détecteurs IR, plusieurs solutions ont été envisagées au cours des deux dernières décennies. Des méthodes d’encapsulation sous vide collectives ont notamment été inventées dans le but de remplacer les onéreuses encapsulations individuelles de puces sur support céramique ou en boîtier métallique. Il s’agit des technologies (WLP pour *Wafer Level Packaging* [5] ou PLP pour *Pixel Level Packaging* [6]...). L’utilisation de substrat de grandes surfaces (actuellement 200 mm) permet aussi de réaliser des économies d’échelles, au prix cependant d’un investissement initial important. Toutefois, ces économies d’échelles sont moins importantes que celles réalisées, par exemple, sur la fabrication des circuits intégrés CMOS. En effet, les volumes de production du marché de l’IR sont encore modestes (de l’ordre de 600000 pièces en 2015 [7]).

Finalement, une réduction du pas pixel des détecteurs permet de diminuer le coût de production des FPA, leur taille, et, en conséquence, le coût des lentilles utilisées. Ainsi, la course engagée afin de réduire la dimension des détecteurs IR a permis de diminuer en 20 ans le pas pixel des détecteurs résistifs de $50 \mu\text{m}$ à $17 \mu\text{m}$. Cette évolution est illustrée sur la Figure 2.a. Les détecteurs pyroélectriques et les détecteurs thermoélectriques n’ont quant à eux pas réussi une telle réduction, de sorte que les détecteurs bolométriques représentent aujourd’hui plus de 90 % des imageurs IR non refroidi, comme le montre la Figure 2.b.

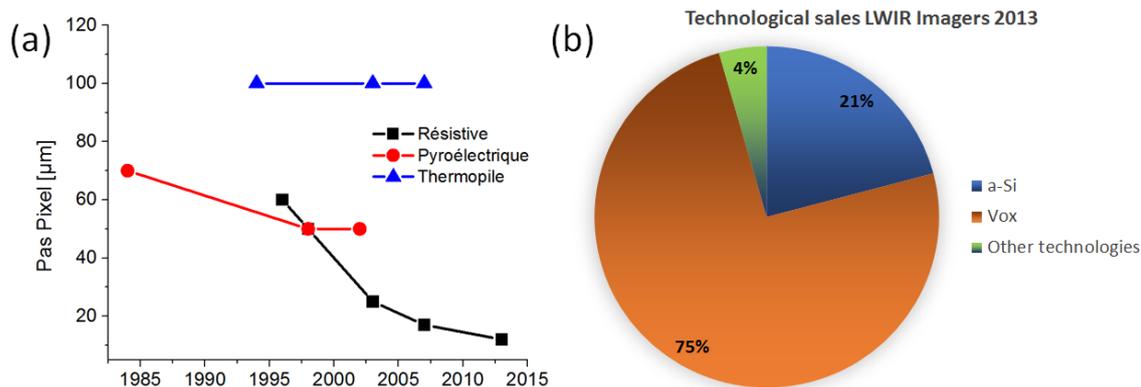


Figure 2 : (a) Illustration de la réduction du pas pixel pour les 3 principales technologies de thermomètre. (b) Répartition du marché des imageurs IR non refroidi supérieurs au format 80×80 pixels. Adaptée de Yole Développement [4].

Une des raisons des difficultés rencontrées pour la réduction du pas pixel du capteur, est la proportionnalité inverse de la résolution du détecteur avec la surface du pixel. En conséquence, la réduction du pas pixel doit être accompagnée d'une amélioration de la sensibilité du détecteur, principalement effectuée en augmentant l'isolation thermique de la membrane. Or, l'intégration hybride des détecteurs pyroélectriques et l'utilisation de thermocouples en série pour les détecteurs thermoélectriques n'ont pas permis à ces deux technologies d'atteindre les isolations thermiques requises aux petits pas pixels, au contraire de la technologie résistive. Ainsi, les améliorations successives des détecteurs bolométriques ont permis de diminuer le prix d'un imageur bolométrique au format QVGA (actuellement de l'ordre de 1-3 k\$ [4]).

L'érosion du coût des caméras IR a permis l'augmentation du nombre d'unités vendues pour les applications « historiques » (surveillance, thermographie, agroalimentaire, militaire...). De plus, des applications émergentes (domotique [8], aide à la conduite [9]...) et/ou des supports nouveaux (notamment les smartphones [4]), peuvent bénéficier de l'utilisation de systèmes de détections IR. Ces applications impliquent des volumes importants et peuvent se contenter de résolutions intermédiaires (entre 80×80 et 320×240 pixels). Toutefois, la technologie la plus adaptée pour adresser ces marchés n'est pas encore clairement identifiée.

Si les technologies thermoélectriques et pyroélectriques se sont spécialisées sur le marché des détecteurs IR de présence (ou des imageurs petit format), l'amélioration de leurs performances à iso-coût permettrait d'adresser certains de ces marchés. De même, une diminution du coût des caméras IR à μ bolomètre permettrait de répondre au besoin de certaines applications émergentes. La Figure 3.a représente les technologies habituellement présentes dans un graphique de prix/résolutions. Le positionnement de deux marchés émergents (aide à la conduite et smartphones) est aussi illustré, mettant en évidence leur position à l'intersection des marchés habituels des technologies pyroélectriques, thermoélectriques ou résistives (μ bolomètres).

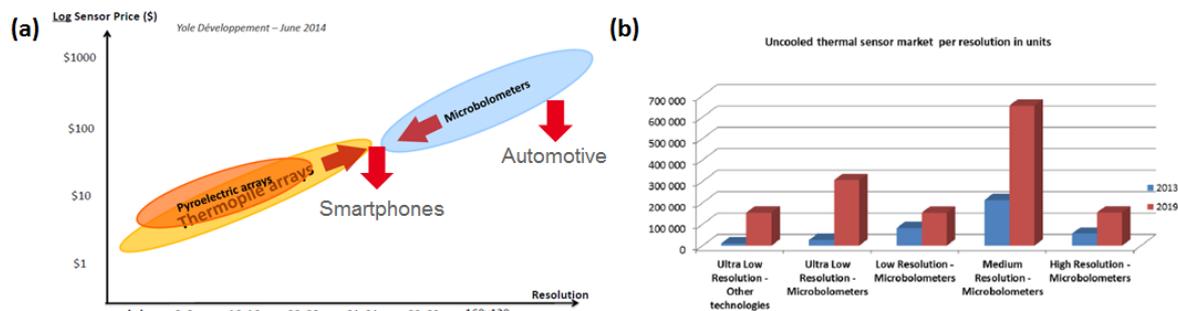


Figure 3 : (a) Représentation de la segmentation des secteurs de marchés en fonction du coût et de la résolution des caméras. Illustration des caractéristiques des caméras requises pour 2 applications émergentes, impliquant des volumes importants : les smartphones et l'aide à la conduite (b) Répartition des caméras IR non refroidi selon les formats vendus en 2013. Prévision des volumes en 2019, selon un scénario optimiste pour le marché des smartphones (60 % de croissance). Adapté de Yole Développement [4].

La résolution de l'image peut être améliorée jusqu'à atteindre le pas de $5 \mu\text{m}$, avant d'être limitée par le phénomène de diffraction [10]. Or, comme nous le remarquons sur la Figure 2.a, le rythme de diminution du pas pixel des bolomètres, et donc la réduction des coûts des FPA, a fortement ralenti au cours des dernières années. Ainsi, il a fallu 7 ans pour passer du pas de $17 \mu\text{m}$ au pas de $12 \mu\text{m}$. Ceci résulte notamment de l'augmentation du bruit des détecteurs bolométriques avec la surface du pixel.

La capacité de la technologie résistive à atteindre ce pas pixel de $5 \mu\text{m}$ est donc posée. Des méthodes de détection alternatives ont été proposées (jonction p-n [11], [12], transistor FDSOI [13], cristaux liquides [14]...), sans, pour l'heure, apporter une rupture technologique majeure en termes de performances et/ou de coûts de production.

Ainsi, nous étudions dans ces travaux un nouveau type de thermomètre basé sur un résonateur mécanique. En effet, nous constatons que la technologie de fabrication des bolomètres est finalement proche des micro-systèmes électromécaniques (MEMS). Nous proposons donc d'utiliser une technologie utilisée initialement pour la fabrication de bolomètres afin d'évaluer les performances de résonateurs mécaniques comme détecteur IR non refroidi.

En effet, les résonateurs mécaniques sont connus pour leur facteur de qualité important, notamment sous vide, ce qui permet de les utiliser afin de fabriquer des références de temps présentant des stabilités fréquentielles importantes (de l'ordre de 10^{-6} à 10^{-9} selon les dimensions, les matériaux, les temps d'intégration...). Néanmoins, la sensibilité des fréquences de résonance avec la température, bien que faible (TCF pour *Temperature Coefficient of Frequency* de l'ordre de 10^{-5} %/K), gêne considérablement les applications de ces résonateurs (notamment en Silicium [15], [16]) comme références de temps pour les circuits électroniques par exemple.

Au contraire, nous souhaitons ici utiliser cette dépendance en température de la fréquence de résonance afin de quantifier le flux IR absorbé par une membrane. Les stabilités fréquentielles importantes des résonateurs MEMS permettent de compenser théoriquement la faible sensibilité en température du thermomètre et donc de réaliser des bolomètres ultra sensibles. Nous nous attendons à une amélioration du rapport signal à bruit du thermomètre.

Ces capteurs résonants ont en effet démontré leur capacité à réaliser des mesures de grande précision dans le domaine de la gravimétrie [17], pour la détection de gaz [18] ou la spectrométrie de masse [19], [20], domaines nécessitant le développement de réseaux de détecteurs. L'utilisation de tels réseaux MEMS (ou NEMS lorsque les dimensions deviennent nanométriques) est donc un sujet de recherche qui mobilise actuellement de nombreux groupes [21]–[25]. La fabrication d'imageurs s'inscrit donc dans cette démarche.

Une telle approche a déjà été proposée avec des résonateurs à base de matériau piézoélectrique (quartz [26]–[29], GaN [30], AlN [31], [32], BST [33], ZnO [34]). Toutefois, ces dispositifs souffrent des mêmes difficultés de fabrication et d'intégration que la filière piézoélectrique, présentées précédemment, pour atteindre des isolations thermiques importantes. En conséquence, les dimensions de ces détecteurs ne descendent généralement pas sous des pas pixels de 80 μm . Un résonateur en SiN a aussi été proposé récemment au pas de 5 μm [35]. Toutefois, les moyens de lithographie utilisés (par faisceau d'électrons) ne permettent pas de réaliser aisément la fabrication collective de matrices denses de détecteurs. De plus, aucune transduction électrique du mouvement du résonateur n'a été proposée.

Nous décrivons dans ce manuscrit un résonateur mécanique au pas de 12 μm prévu pour répondre aux exigences du domaine IR, notamment compatible avec une fabrication de matrices denses à rendement élevé et avec une intégration monolithique permettant l'atteinte d'une isolation thermique importante (de l'ordre de 100 MK/W). Une transduction capacitive du mouvement mécanique du résonateur– et donc intégrable – est proposée, en modifiant à minima les propriétés d'absorption IR du pixel. En revanche, si les méthodes de fabrications entre les deux technologies sont proches, les comportements physiques diffèrent. En effet, les structures requises pour l'isolation thermique importante du pixel sont sub-micrométriques, de sorte que l'on peut parler de résonateurs M/NEMS. Ces dimensions rendent la mécanique du pixel extrêmement sensible aux non linéarités du système. Or, ces dernières peuvent considérablement limiter les performances du résonateur. Ainsi, la conception d'un pixel résonant doit tenir compte à la fois des contraintes de performances de la détection IR thermique, mais aussi de ces phénomènes non linéaires. Une étude détaillée des bruits thermomécaniques et électroniques est proposée avec l'objectif clair de se comparer aux μ bolomètres actuels. Ce manuscrit est donc articulé autour de 5 chapitres.

Après un bref historique de la détection IR, nous détaillons dans le Chapitre I les principales figures de mérites usuelles des détecteurs IR, ainsi que les deux grandes familles de capteurs IR : photoniques et thermiques. Nous nous focalisons sur la seconde famille de détecteurs dans la suite du manuscrit. Nous nous attardons alors sur les spécificités de la réduction du pas pixel, notamment au sein des μ bolomètres. Nous mettons notamment en avant le risque d'une isolation thermique excessive lors de la réduction du pas pixel, pouvant conduire à un phénomène dit d'éblouissement solaire. La dernière partie de ce chapitre introductif met en évidence, sur des considérations théoriques, l'incapacité des technologies IR actuelles (microthermomécanique, thermoélectrique, pyroélectrique et résistive) à atteindre le pas pixel de $5\ \mu\text{m}$ en conservant les performances des FPA actuels.

Le **Chapitre II** expose les spécificités des références de temps basées sur l'utilisation de résonateurs mécaniques. Après avoir présenté différents modes de vibrations et de transduction du mouvement mécanique, nous mettons en avant l'influence de la réduction des dimensions sur les caractéristiques mécaniques des résonateurs. Nous observons notamment une dégradation du facteur de qualité et une réduction de la gamme dynamique de fonctionnement linéaire du résonateur des résonateurs peu rigides. Ces deux phénomènes tendent à dégrader la stabilité fréquentielle des dispositifs et doivent donc être pris en compte dans la conception de notre capteur. Après une comparaison des performances des résonateurs de la littérature pour l'imagerie IR non refroidi, nous identifions deux types d'architecture susceptibles de concurrencer la filière résistive. Elles impliquent deux modes de vibration différents (un mode de torsion et un mode de volume), et nous mettons en évidence l'avantage pratique du mode de torsion sur le mode de volume. Afin d'effectuer une preuve de concept au pas de $12\ \mu\text{m}$, ce mode de vibration sera donc privilégié dans la conception des détecteurs.

Nous présentons dans le **Chapitre III** les différentes variantes fabriquées. Un modèle analytique prenant en compte les non linéarités électrostatiques et mécaniques du mouvement mécanique de torsion est développé. Ce modèle permet d'évaluer l'amplitude critique du résonateur en fonction des dimensions du résonateur. Cette amplitude critique détermine directement la gamme de fonctionnement linéaire du résonateur, et donc sa stabilité fréquentielle. Nous mettons en évidence qu'une variante des dispositifs fabriqués se situe dans une zone de compensation des non linéarités. Ce modèle est confronté aux caractérisations expérimentales. Les grandes tendances observées théoriquement sont confirmées. Toutefois, nous mettons en exergue de manière expérimentale l'influence de l'encastrement du bras de torsion sur le comportement non linéaire. Des compensations des non linéarités sont observées expérimentalement sur certains dispositifs permettant ainsi un fonctionnement linéaire jusqu'à des déflexions de $13,5^\circ$. Finalement, les TCF des différentes variantes sont mesurées et présentées.

Afin d'estimer les performances théoriques de nos résonateurs, nous analysons dans le **Chapitre IV** les différentes sources de bruit qui limitent théoriquement la stabilité fréquentielle de nos dispositifs. Grâce au modèle non linéaire développé au **Chapitre III**, nous estimons la dégradation de la stabilité fréquentielle de nos résonateurs provoquée par le bruit thermomécanique et le circuit de lecture. La contribution du bruit fondamental commun à tous les détecteurs thermiques, le bruit de phonon, est aussi évaluée. Cette étude théorique préliminaire nous permet de discuter des résultats expérimentaux obtenus. Nous mettons en évidence que, sans cointégration de l'électronique, le bruit du circuit de lecture limite les performances de nos résonateurs. Les mesures expérimentales confirment cette analyse théorique. De plus, ces mesures montrent aussi une source de bruit coloré, de type $1/f$, inattendue dans notre analyse théorique, fixant la stabilité fréquentielle $\delta f/f_0$ à un niveau de l'ordre de 10^{-7} . Dès lors, nous montrons que, malgré des niveaux de bruit bien plus faibles que les bolomètres, le TCF doit être amélioré d'un facteur 10 afin de concurrencer la filière résistive au pas de $12\ \mu\text{m}$.

Le **Chapitre V** de ce manuscrit décrit le schéma expérimental permettant de mesurer la réponse au flux IR de deux dispositifs, identifiés comme les plus performants. Nous comparons alors les performances obtenues à la littérature. Nous proposons ensuite des pistes d'améliorations du TCF et étudions le potentiel de l'utilisation d'un matériau à transition de phase. Finalement, nous proposons des architectures de pixels au pas de $5\ \mu\text{m}$, susceptibles de répondre aux exigences de l'imagerie IR non refroidi, tout en minimisant l'impact de l'éblouissement solaire. Nous mettons en avant les limites de la transduction capacitive au pas de $5\ \mu\text{m}$. Nous présentons ainsi les avantages que pourraient présenter un pixel intégrant une transduction optomécanique via un résonateur optique à modes de galeries.

La **Conclusion** de ce manuscrit résume les résultats importants issus de ces travaux. Nous mettons en avant les axes de recherche nécessaires à l'émergence d'une technologie permettant une rupture pour l'imagerie IR non refroidi. Nous motivons ces efforts par la perspective qu'ils offrent de l'émergence d'une filière concurrente à la filière résistive pour des pas inférieurs au pas de $12\ \mu\text{m}$, et notamment $5\ \mu\text{m}$.

Bibliographie

- [1] P. W. Kruse and D. D. Skatrud, *Uncooled Infrared Imaging Arrays and Systems*, Elsevier., vol. 47. Academic Press, 1997.
- [2] A. Rogalski, “Infrared detectors: status and trends,” *Prog. Quantum Electron.*, vol. 27, no. 2–3, pp. 59–210, 2003.
- [3] P. W. Kruse, *Uncooled Thermal Imaging Arrays, Systems, and Applications*, vol. TT51. 2001.
- [4] Yole Developpement, “Uncooled Infrared Imaging Technology & Market Trends 2014 - Commercial & Military Applications.” 2014.
- [5] R. Gooch and T. Schimert, “Low-Cost Wafer-Level Vacuum Packaging for MEMS,” *MRS Bull.*, vol. 28, no. 1, pp. 55–59, Jan. 2003.
- [6] G. Dumont *et al.*, “Pixel level packaging for uncooled IRFPA,” 2011, vol. 8012, p. 80121I–80121I–7.
- [7] Yole Developpement, “Uncooled Infrared Imaging Technology & Market Trends 2016.” 2016.
- [8] S. Bagavathiappan, B. B. Lahiri, T. Saravanan, J. Philip, and T. Jayakumar, “Infrared thermography for condition monitoring – A review,” *Infrared Phys. Technol.*, vol. 60, pp. 35–55, Sep. 2013.
- [9] A. M. Waxman *et al.*, “Electronic imaging aids for night driving: low-light CCD, uncooled thermal IR, and color-fused visible/LWIR,” 1997, vol. 2902, pp. 62–73.
- [10] R. G. Driggers, R. Vollmerhausen, J. P. Reynolds, J. Fanning, and G. C. Holst, “Infrared detector size: how low should you go?,” *Opt. Eng.*, vol. 51, no. 6, pp. 063202-1, 2012.
- [11] S. Eminoglu, M. Y. Tanrikulu, and T. Akin, “A Low-Cost 128 128 Uncooled Infrared Detector Array in CMOS Process,” *J. Microelectromechanical Syst.*, vol. 17, no. 1, pp. 20–30, Feb. 2008.
- [12] D. Takamuro *et al.*, “Development of new SOI diode structure for beyond 17 μm pixel pitch SOI diode uncooled IRFPAs,” 2011, vol. 8012, p. 80121E–80121E–10.
- [13] L. Gitelman, S. Stolyarova, S. Bar-Lev, Z. Gutman, Y. Ochana, and Y. Nemirovsky, “CMOS-SOI-MEMS Transistor for Uncooled IR Imaging,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 56, no. 9, pp. 1935–1942, Sep. 2009.

- [14] H. R. Clark Jr *et al.*, “Liquid crystal uncooled thermal imager development,” in *Proc. Military Sens. Symp. Conf.*, 2014, pp. 1–18.
- [15] W.-T. Hsu, J. R. Clark, and C.-C. Nguyen, “Mechanically temperature-compensated flexural-mode micromechanical resonators,” in *Electron Devices Meeting, 2000. IEDM’00. Technical Digest. International*, 2000, pp. 399–402.
- [16] R. Melamud *et al.*, “Temperature-compensated high-stability silicon resonators,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 90, no. 24, p. 244107, Jun. 2007.
- [17] W. Hiebert, “Mass sensing: Devices reach single-proton limit,” *Nat. Nanotechnol.*, vol. 7, no. 5, pp. 278–280, May 2012.
- [18] I. Bargatin *et al.*, “Large-Scale Integration of Nanoelectromechanical Systems for Gas Sensing Applications,” *Nano Lett.*, vol. 12, no. 3, pp. 1269–1274, Mar. 2012.
- [19] M. S. Hanay *et al.*, “Single-protein nanomechanical mass spectrometry in real time,” *Nat. Nanotechnol.*, vol. 7, no. 9, pp. 602–608, Sep. 2012.
- [20] E. Sage *et al.*, “Neutral particle mass spectrometry with nanomechanical systems,” *Nat. Commun.*, vol. 6, p. 6482, Mar. 2015.
- [21] R. Lifshitz, E. Kenig, and M. C. Cross, “Collective dynamics in arrays of coupled nonlinear resonators,” *ArXiv Prepr. ArXiv11112967*, 2011.
- [22] G. Putrino, A. Keating, M. Martyniuk, L. Faraone, and J. Dell, “Integrated Resonant Optical Readout Applicable to Large Arrays of MEMS Beams,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 24, no. 24, pp. 2243–2246, Dec. 2012.
- [23] O. Basarir, S. Bramhavar, and K. L. Ekinici, “Motion Transduction in Nanoelectromechanical Systems (NEMS) Arrays Using Near-field Optomechanical Coupling,” *Nano Lett.*, vol. 12, no. 2, pp. 534–539, Feb. 2012.
- [24] M. Rinaldi, C. Zuniga, B. Duick, and G. Piazza, “Use of a single multiplexed CMOS oscillator as direct frequency read-out for an array of eight AlN Contour-Mode NEMS Resonant Sensors,” in *2010 IEEE Sensors*, 2010, pp. 2666–2670.
- [25] E. Sage *et al.*, “Frequency-addressed NEMS arrays for mass and gas sensing applications,” in *2013 Transducers Eurosensors XXVII: The 17th International Conference on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems (TRANSDUCERS EUROSENSORS XXVII)*, 2013, pp. 665–668.
- [26] J. R. Vig, R. L. Filler, and Y. Kim, “Uncooled IR imaging array based on quartz microresonators,” *Microelectromechanical Syst. J. Of*, vol. 5, no. 2, pp. 131–137, 1996.
- [27] P. Kao and S. Tadigadapa, “Micromachined quartz resonator based infrared detector array,” *Sens. Actuators Phys.*, vol. 149, no. 2, pp. 189–192, Feb. 2009.

- [28] M. B. Pisani, K. Ren, P. Kao, and S. Tadigadapa, “Application of Micromachined SiO_2 -Cut-Quartz Bulk Acoustic Wave Resonator for Infrared Sensing,” *J. Microelectromechanical Syst.*, vol. 20, no. 1, pp. 288–296, Feb. 2011.
- [29] M. R. Hamrour, S. Galliou, and B. Dulmet, “A new type of infrared-sensitive resonator used as a thermal sensor,” *Sens. Actuators Phys.*, vol. 65, no. 2–3, pp. 147–151, Mar. 1998.
- [30] V. J. Gokhale and M. Rais-Zadeh, “Uncooled Infrared Detectors Using Gallium Nitride on Silicon Micromechanical Resonators,” *J. Microelectromechanical Syst.*, pp. 1–1, 2014.
- [31] Y. Hui and M. Rinaldi, “High performance NEMS resonant infrared detector based on an aluminum nitride nano-plate resonator,” in *2013 Transducers Eurosensors XXVII: The 17th International Conference on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems (TRANSDUCERS EUROSENSORS XXVII)*, 2013, pp. 968–971.
- [32] W. C. Ang *et al.*, “ALN-based piezoelectric resonator for infrared sensing application,” in *2014 IEEE 27th International Conference on Micro Electro Mechanical Systems (MEMS)*, 2014, pp. 688–691.
- [33] M. Z. Koohi, S. Lee, V. Lee, S. A. Sis, and A. Mortazawi, “Un-cooled resonant IR detectors based on Barium Strontium Titanate switchable FBARs,” in *Microwave Conference (EuMC), 2015 European*, 2015, pp. 948–951.
- [34] Z. Wang *et al.*, “ZnO based film bulk acoustic resonator as infrared sensor,” *Thin Solid Films*, vol. 519, no. 18, pp. 6144–6147, Jul. 2011.
- [35] X. C. Zhang, E. B. Myers, J. E. Sader, and M. L. Roukes, “Nanomechanical Torsional Resonators for Frequency-Shift Infrared Thermal Sensing,” *Nano Lett.*, vol. 13, no. 4, pp. 1528–1534, Apr. 2013.

Liste des acronymes

AFM	<i>Atomic Force Microscope</i>
BAW	<i>Bulk Acoustic Wave</i>
c-c	<i>Clamped-clamped</i>
CCD	<i>Charge Coupled Devices</i>
CMOS	<i>Complementary Metal Oxide on Semi-Conductor</i>
CNT	<i>Carbon NanoTubes</i>
CTE	<i>Coefficient of Thermal Expansion</i>
CTIA	<i>Capacitive Trans-Impedance Amplifier</i>
DPO	<i>Double Paddle Oscillator</i>
DSP	Densité Spectrale de Puissance
ENBW	<i>Equivalent Noise BandWidth</i>
ETSV	Enceinte Thermostatée Sous Vide
FDSOI	<i>Fully Depleted Silicon On Insulator</i>
FET	<i>Field Effect Transistor</i>
FEM	<i>Finite Element Method</i>
FOM	<i>Figure of Merit</i>
FPA	<i>Focal Plane Array</i>
FTIR	<i>Fourier Transform InfraRed</i>
GPS	<i>Global Positioning System</i>
IR	InfraRouge
JFET	<i>Junction Field Effect Transistor</i>
LIA	<i>Lock-In Amplifier</i>
MDOX	Motif de Dispositifs Oscillants (numéro X)
MEB	Microscope Electronique à Balayage
MEMS	<i>MicroElectroMechanical Systems</i>

MOSFET	<i>Metal Oxide on Semi-Conductor Field Effect Transistor</i>
NEMS	<i>NanoElectroMechanical Systems</i>
NEP	<i>Noise Equivalent Power</i>
NETD	<i>Noise Equivalent Temperature Difference</i>
PCB	<i>Printed Circuit Board</i>
PID	<i>Proportional Integer Derivative</i>
PLL	<i>Phase Locked Loop</i>
PLP	<i>Pixel Level Packaging</i>
PML	<i>Perfectly Matched Layer</i>
ppm	<i>parts per million</i>
QVGA	<i>Quarter Video Graphics Array</i>
rms	<i>Root Mean Square</i>
RF	<i>RadioFréquence</i>
ROIC	<i>ReadOut Integrated Circuit</i>
SBR	<i>Signal to Background</i>
SC	<i>Semi-conducteurs</i>
SNR	<i>Signal to Noise Ratio</i>
SOI	<i>Silicon on Insulator</i>
SWIR	<i>Short Wavelength InfraRed</i>
MWIR	<i>Mid Wavelength InfraRed</i>
LED	<i>Light-Emitting Diode</i>
LWIR	<i>Long Wavelength InfraRed</i>
ROIC	<i>ReadOut Integrated Circuit</i>
SPAD	<i>Single-Photon Avalanche Diode</i>
SMA	<i>SubMiniature version A</i>
TCR	<i>Temperature Coefficient of Resistivity</i>
TCF	<i>Temperature Coefficient of Frequency</i>
TSV	<i>Through-Silicon Via</i>
VCO	<i>Voltage Controlled Oscillator</i>

Liste des acronymes

WGM *Whispering Gallery Mode*

WLP *Wafer Level Packaging*

ZCE Zone de Charge d'Espace

Chapitre I :

Détection infrarouge

Dans ce premier chapitre, nous présentons tout d'abord un bref historique de la détection infrarouge (IR) et introduisons des notions liées aux rayonnements électromagnétiques produits par les corps noirs. Nous mettrons en évidence trois bandes spectrales utiles pour l'imagerie passive longue distance, car situées dans des bandes de transmission atmosphérique. Nous sensibilisons alors le lecteur à deux grandes familles de détecteurs optiques : les détecteurs photoniques et les détecteurs thermiques. La suite de ce manuscrit se concentre sur les détecteurs thermiques car fonctionnant à température ambiante – afin de répondre aux questions de coût.

Ce travail vise à évaluer la capacité de résonateurs mécaniques à améliorer les performances actuelles des détecteurs thermiques pour l'IR afin, notamment, de permettre à cette technologie d'accéder à des marchés grand public (smartphones, conduite assistée...). Pour cela, nous rappellerons dans ce chapitre le principe d'un détecteur thermique ainsi que les principales figures de mérites (NEP , $NETD$, FOM) permettant d'évaluer et de comparer les différentes technologies existantes du marché.

Une évaluation des performances potentielles des principales technologies matures de détecteurs non refroidi est estimée au pas de $5 \mu\text{m}$ par extrapolation des données publiées pour des pas pixels plus grands. Nous verrons alors qu'aucune de ces technologies n'est potentiellement à même d'atteindre des performances satisfaisantes pour ce pas pixel ($NETD = 50 \text{ mK}$, $\tau_{th} = 8 \text{ ms}$). Finalement, nous comparons les performances actuelles des détecteurs IR non refroidi à l'aide de la littérature existante. Cette analyse montre que, de toutes les technologies présentées, les $\mu\text{bolomètres}$ dominent actuellement le marché des imageurs grands formats, notamment grâce à leur capacité à atteindre des isolations thermiques importantes aux petits pas pixels. Les performances des détecteurs résonants proposés dans ce travail seront donc comparées avec les performances actuelles des $\mu\text{bolomètres}$.

I.1) Le rayonnement infrarouge

La détection d'un rayonnement IR est aisément perceptible par tout un chacun lorsque la peau est placée à proximité d'une source chaude, non lumineuse – au sens de la perception de l'œil humain. La chaleur issue des braises, même non incandescentes, en sont l'exemple même. L'énergie reçue par notre peau est, bien avant de l'être par conduction, transportée par rayonnement. C'est d'ailleurs par ce mode de transport immatériel que le soleil réchauffe notre croûte terrestre.

I.1.a) Rayonnement « invisible »

I.1.a.i) Découverte expérimentale et théorie

La première preuve de l'existence d'un transport de chaleur par un rayonnement « invisible » (pour l'œil humain tout du moins) est généralement imputée à Herschell en 1800 [1]. Celui-ci utilisa un prisme pour séparer spatialement les composantes spectrales de la lumière. Puis, à l'aide d'un thermomètre, il observa une élévation de température même lorsque ce dernier était placé au-delà du rouge. Il en conclut qu'une partie du rayonnement solaire était de toute évidence capable de chauffer des matériaux mais pas de les éclairer. La répartition de l'énergie rayonnée par un corps chaud en fonction de la longueur d'onde trouva son explication dans la seconde partie du XIX^{ème} siècle grâce aux travaux de Kirchoff [2], Rayleigh, Wien [3] et finalement Planck, qui réconcilia les différentes théories en postulant l'existence de quantas d'énergie [4]. Ses travaux permettent d'exprimer la luminance spectrale d'un corps noir :

$$L_{\lambda}^0 = \frac{2hc^2}{\lambda^5 \left(e^{\frac{hc}{k_B T \lambda}} - 1 \right)} \quad [W \cdot m^{-3} \cdot sr^{-1}] \quad (I.1)$$

L_{λ}^0 exprime la puissance rayonnée par unité de longueur d'onde et par unité de surface du corps noir vu d'une direction faisant un angle θ_m avec la normale au corps noir, par unité d'angle solide. λ représente la longueur d'onde, k_B la constante de Boltzmann, T la température, h la constante de Planck et c la vitesse de la lumière. La luminance L^0 du corps noir est obtenue en intégrant l'Eq. (I.1) sur toutes les longueurs d'ondes. On définit aussi l'émittance M^0 (resp. l'émittance spectrale M_{λ}^0) du corps noir comme la puissance rayonné par unité de surface de la source qui s'exprime en $W \cdot m^{-2}$ (resp. $W \cdot m^{-3}$).

Un corps noir est défini comme un objet idéal qui absorberait parfaitement toute l'énergie électromagnétique qu'il reçoit, sans réflexion ni transmission. A l'équilibre thermique, à la température T , émission et absorption sont égales, et son rayonnement ne dépend que de T , comme le montre l'Eq. (I.1). De plus, nous remarquons que sa luminance est indépendante de θ_m (loi de Lambert) ce qui permet de relier simplement émittance et luminance $M^0 = \pi L^0$. Finalement, le corps noir est aussi utilisé afin définir l'émissivité ε d'un corps réel. Cette grandeur est définie comme le rapport entre l'émittance M d'un objet sur l'émittance M^0 d'un corps noir à la température T .

Au-delà de l'avancée conséquente apportée à l'époque par les travaux de Planck, les progrès ultérieurs dans le domaine de la physique statistique lors de la première moitié du XX^{ème} siècle ont permis de classer cette loi de répartition spectrale de l'énergie parmi les lois de répartition des particules à l'équilibre thermodynamique (telle la loi de distribution de Bose-Einstein). Vu sous cet angle, cette loi peut être aussi interprétée comme la répartition de la densité de photons à une température donnée en fonction de la longueur d'onde (i.e. de l'énergie).

1.1.a.ii) Transmission atmosphérique

La Figure I.1 compare L_{λ}^0 pour un corps noir à 300 K (température terrestre) et à 5500 K (température apparente de la surface du Soleil). La transmission atmosphérique entre 300 nm et 14 μm est aussi tracée pour deux conditions d'humidités différentes [5]. Les conditions d'humidités sont données pour une teneur en vapeur d'eau P_w (en mm ou kg d'eau/m²), égale à la hauteur d'eau liquide obtenue si toute la vapeur d'eau contenue dans une colonne d'air était condensée et précipitée. Elle est reliée à l'humidité relative H_R par la relation :

$$H_r = \frac{P_{atm}}{P_{sat}} \frac{P_w}{0,622\rho_{air}L_{air} + P_w} \quad (I.2)$$

Où L_{air} est la longueur de la colonne d'air considérée, ρ_{air} la densité de l'air, P_{atm} la pression atmosphérique et P_{sat} la pression de saturation. Ainsi, la Figure I.1 présente la transmission atmosphérique pour une colonne d'air $L_{air} = 1 \text{ km}$, au niveau de la mer, pour une teneur en vapeur d'eau de 10 et 20 mm, soit 40 et 80% d'humidité relative pour une pression atmosphérique $P_{atm} = 1.10^5 \text{ Pa}$, une pression de saturation à 25°C $P_{sat} = 2,336.10^3 \text{ Pa}$, et $\rho_{air} = 1,2.10^{-3}$. L'absorption due au CO₂ est aussi prise en compte.

Nous remarquons que le soleil présente un maximum d'intensité dans le visible alors que les objets terrestres, aux alentours de la température ambiante, possèdent leur maximum d'énergie autour de 10 μm . La transmission atmosphérique distingue trois fenêtres permettant la mesure de rayonnements IR émis par des corps chauds :

- La fenêtre "*Short Wavelength InfraRed*" (SWIR) entre 1,4 et 2.5 μm
- La fenêtre "*Mid Wavelength InfraRed*" (MWIR) entre 3 et 5 μm
- La fenêtre "*Long Wavelength InfraRed*" (LWIR) entre 8 et 14 μm

Ainsi, le rayonnement produit par les objets émissifs autour de 300 K se propage dans l'atmosphère et peut donc être mesuré dans la fenêtre LWIR, voire MWIR. Mais quel intérêt pratique peut représenter l'étude de ce rayonnement ?

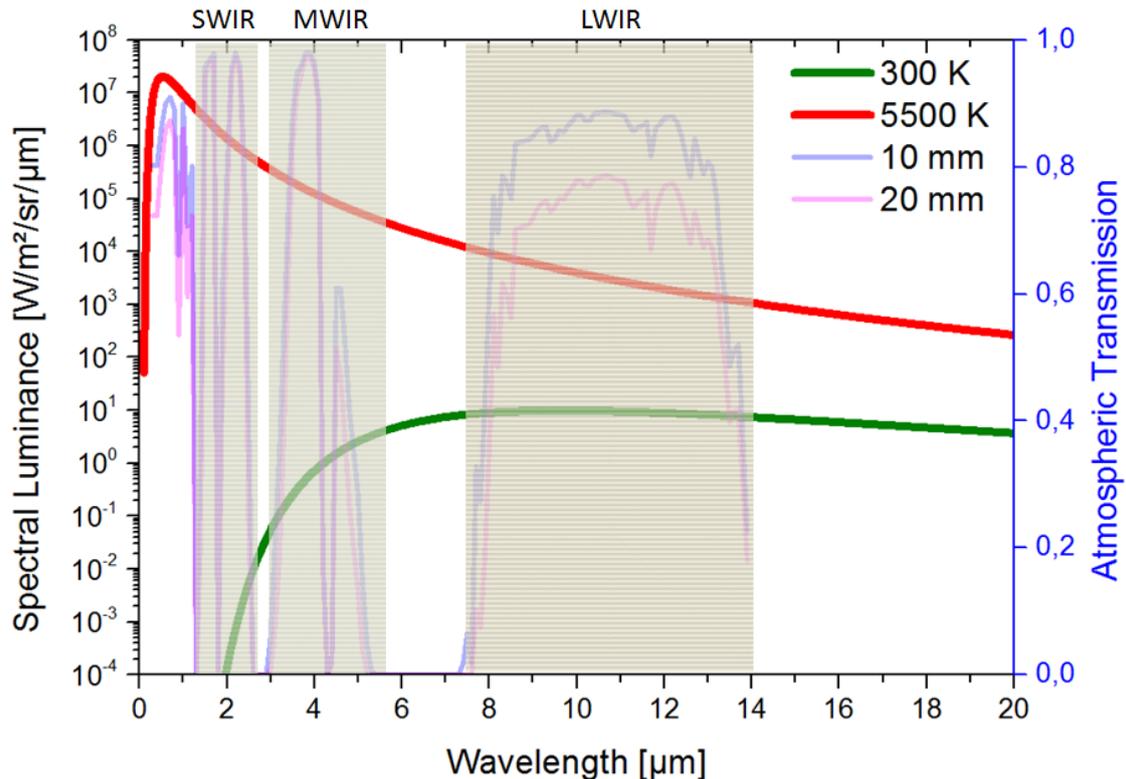


Figure I.1 : Comparaison des luminances spectrales d'un corps noir à 300 K et à 5500 K. La transmission atmosphérique est donnée ici pour un trajet horizontal de 1 km au niveau de la mer pour deux teneurs en vapeur d'eau de 10 et 20 mm, correspondant respectivement à 40 et 80 % d'humidité relative [5].

I.1.b) Intérêt du rayonnement infrarouge

L'être humain a depuis longtemps éprouvé le besoin d'étendre ses activités pendant la nuit que ce soit pour des raisons professionnelles ou ludiques (repas, travail, voyage, commerce...). Ce besoin est même parfois prioritaire dans le domaine de la défense [6]. Dès lors que ses capteurs biologiques ne répondent plus, l'individu est en danger, et ses proies (animales ou humaines) en profitent. Rien d'étonnant donc dans le fait que le domaine de la défense ait largement contribué au développement des méthodes de vision nocturne.

A ce jour, celle-ci peut être améliorée principalement par 4 méthodes : l'éclairage artificiel, l'amplification de la lumière naturelle présente, la détection dans une bande spectrale non visible et la détection du rayonnement émis par les objets :

- D'un point de vue technologique, l'éclairage artificiel fut la première disponible (on pourrait même remonter à la maîtrise du feu dans ce cas). Logique donc que la plupart de nos activités l'utilise aujourd'hui sous ses différentes formes (incandescence, néon, LED...). Deux particularités caractérisent principalement l'éclairage artificiel d'une scène. Premièrement, un effet indésirable pour la furtivité de l'observateur (surveillance, infiltration) est la localisation aisée de la source de lumière. Ensuite, la source de lumière éblouit l'observé si la puissance utilisée est importante. Effet

désirable pour une arrestation mais considérablement gênant lors du croisement nocturne de deux véhicules. Finalement, le champ de vision produit par cette méthode est généralement réduit par rapport au champ disponible en plein jour. Cela est notamment gênant pour anticiper les mouvements périphériques lors d'une conduite automobile de nuit (piétons, animaux...).

- L'amplification du signal émis par l'éclairage naturel a connu un essor grâce aux progrès de la microélectronique dans la seconde partie du XX^{ème} siècle (diodes à avalanche, photomultiplicateurs). Le coût de ces dispositifs a notamment considérablement chuté pour être utilisés par nombre d'acteurs de la surveillance nocturne. Cependant, en cas de complète obscurité, ces détecteurs restent aveugles. De plus, les photons visibles peuvent être fortement diffusés par les constituants des aérosols dans certaines situations (pollution urbaine [7], brouillard [5]...). Dans ces conditions, la détection des photons visibles ne permet pas de fournir une image correcte.
- L'utilisation d'une bande de longueur d'onde où il y a suffisamment de lumière naturelle, sans besoin de l'amplifier. On peut par exemple citer le cas du rayonnement SWIR, qui permet d'exploiter le phénomène d'illumination nocturne¹ et de réaliser des images proches des images obtenus dans le domaine visible (réflexion des objets), même lors de nuits sans Lune.
- Finalement, l'imagerie IR, passive, permet de s'affranchir des limitations décrites ci-dessus. En effet, le rayonnement des objets chauds et émissifs ne nécessite pas d'éclairage naturel, tandis que la longueur d'onde plus importante des photons IR évite, dans certains cas, la diffusion des photons par les molécules constituantes des fumées et nuages.

On voit donc tout l'intérêt de développer des détecteurs permettant de détecter le rayonnement IR. Par abus de langage, on utilise souvent le terme « détecteurs IR » afin de désigner ce type de capteur. Les applications citées précédemment mettent aussi en exergue la nécessité d'obtenir plus qu'un simple signal de présence d'une puissance IR pour pouvoir correctement réagir à des situations variables (vitesse, taille, nature de l'obstacle) et donc le besoin d'imageurs. Une revue plus exhaustive des applications de l'imagerie IR selon différents domaines (militaire, civil, médicale...) est fournie en Annexe I [6]. Néanmoins, à cause de la faible énergie des photons incidents – de l'ordre de 0,1 eV – et des faibles contrastes de température que l'on souhaite discriminer – de l'ordre de 1 %), le développement de l'imagerie IR a longtemps été limité aux applications militaires.

¹ Phénomène lié à l'émission propre de la haute atmosphère, dont l'énergie du rayonnement est principalement distribuée dans la bande [0,9;1,7] μm . Les causes principales de ce rayonnement sont la recombinaison des particules photoionisées par le Soleil, la luminescence causée par les rayons cosmiques frappant l'atmosphère et enfin la chimiluminescence des atomes O et N avec les ions HO⁺.

I.2) Les détecteurs infrarouge

Dans un matériau, l'énergie transportée par les ondes électromagnétiques, et donc par leurs particules duales – les photons, peut être perdue au profit d'une autre particule. Les rayons gamma sont par exemple assez énergétiques pour réorganiser les baryons (protons et neutrons) du noyau des atomes. Cependant, la plupart du temps, la faible énergie portée par les photons conduit seulement à des transitions électroniques entre les bandes d'énergie électronique des atomes traversés par l'onde. Cet électron peut ensuite être mesuré par un courant ou perdre son énergie au profit d'autres particules, comme le phonon (agitation du réseau cristallin), le plasmon (oscillation collective des électrons d'un cristal), être réémis sous forme de photon ou être transformé en agitation particulaire. La plupart de ces réémissions se traduit par une élévation de la température du matériau (effet Joule).

I.2.a) Limite de détection des capteurs : *NEP*

Afin de caractériser la résolution des détecteurs, on introduit le *NEP* (*Noise Equivalent Power*) comme étant le flux **incident** sur la surface **totale** du pixel nécessaire à la production d'un signal égal au bruit rms du pixel [8]. Soit :

$$NEP = \frac{\sqrt{\int_{f_{inf}}^{f_{BW}} S_Z(f) df}}{\left(\frac{dZ}{dP_{inc}}\right)_{\lambda_1 \rightarrow \lambda_2}} \quad [W] \quad (I.3)$$

Où dZ/dP_{inc} représente la sensibilité du paramètre Z mesuré (courant, capacité, tension, résistance, fréquence etc...) à la puissance optique incidente dans la bande de longueurs d'onde $[\lambda_1; \lambda_2]$. $S_Z(f)$ représente la somme quadratique des densités spectrales de bruit affectant la mesure Z et $f_{BW} - f_{inf}$ la bande passante équivalente de bruit (ENBW – pour *Equivalent Noise BandWidth*) considérée pour la mesure. Nous notons donc que le *NEP* dépend de la ENBW sur laquelle on mesure le signal. Cette bande passante peut être fixée par le circuit de lecture associé aux détecteurs (généralement pour les technologies matures) ou par l'utilisateur via l'instrumentation utilisée pour la mesure (dans le cas de technologies émergentes ou de dispositifs testés hors matrices). Finalement, nous précisons que l'on peut trouver cette grandeur définie comme masculine (comme étant le flux minimal nécessaire à générer un signal égal au bruit du détecteur) ou féminine (comme étant une limite de détection de puissance incidente). Le genre masculin étant le plus répandu dans la littérature, nous l'adoptons dans la suite de ce manuscrit.

Les sources de bruits affectant généralement les détecteurs photoniques sont proportionnelles à la surface du capteur A_p (bruit de grenaille, courant d'obscurité...). De plus, ces bruits sont généralement « blancs », c'est-à-dire que leur densité spectrale ne dépend pas de la fréquence d'intégration du signal $f_{BW} - f_{inf}$. Ainsi, une figure de mérite couramment utilisée pour la comparaison des technologies de détecteurs est la détectivité spécifique D^* , définit par :

$$D^* = \frac{\sqrt{A_p(f_{BW} - f_{inf})}}{NEP} \quad [cm. Hz^{1/2}. W^{-1}] \quad (I.4)$$

Bien que couramment utilisée pour comparer aussi bien détecteurs thermiques que photoniques [9], cette grandeur est seulement pertinente lorsque les bruits limitants les performances des détecteurs sont blancs.

Dans le cas des détecteurs thermiques, nous verrons notamment que les bolomètres (thermomètres résistifs) sont affectés par des bruits basses fréquences, ayant des signatures de type 1/f, ce qui ne permet pas d'utiliser cette figure de mérite. De plus, plusieurs sources de bruits peuvent voir leur niveau augmenter avec la diminution du volume du matériau. Conséquemment, la diminution du pas pixel aura pour conséquence une augmentation de leur *NEP* respectif, et donc une dégradation des performances du détecteur. C'est notamment le cas du bruit thermique de phonon, limite fondamentale à tous les détecteurs thermiques, qui domine généralement le bruit thermique de radiation – proportionnel à la surface – aux faibles pas pixel). D^* n'est donc pas une figure de mérite adéquate pour ce type de détecteurs et nous verrons donc plus loin une figure de mérite mieux adaptée à la comparaison des détecteurs thermiques.

I.2.b) Résolution sur la scène : *NETD*

On nomme généralement « scène », l'espace que l'on souhaite imager grâce aux détecteurs. Le *NEP* étant en quelque sorte la résolution intrinsèque du détecteur, elle ne donne pas directement une information sur la limite de résolution sur la température de la scène. Dans ce but, on introduit le concept de *NETD* (*Noise Equivalent Temperature Difference*). En effet, puisque les contrastes sur la scène sont induits par des différences de température, il est souvent pratique d'exprimer le pouvoir de résolution du détecteur en kelvins. Le *NETD* peut être défini comme le changement de température d'un corps noir de dimensions infinies qui va provoquer un signal égal au bruit rms du pixel [8].

Nous passons du *NEP* au *NETD* en exprimant la relation entre un changement de température sur la scène, autour de 300 K, et la variation en puissance incidente P_{inc} sur le détecteur, résultante de ce changement :

$$NEP = \left(\frac{dP_{inc}}{dT_{sc}} \right)_{T_{sc}=300 K} NETD \quad [W] \quad (I.5)$$

Or, des considérations radiométriques simples permettent d'exprimer la quantité d'énergie incidente sur le détecteur en fonction de la luminance du corps noir :

$$P_{inc} = \frac{\pi A_p \Phi_\lambda}{4F^2} L_{\lambda_1 \rightarrow \lambda_2} \quad [W] \quad (I.6)$$

Où $L_{\lambda_1 \rightarrow \lambda_2}$ est la luminance du corps noir intégrée dans la bande spectrale $\lambda_1 \rightarrow \lambda_2$, A_p la surface du pixel, Φ_λ la transmission combinée de l'atmosphère et de l'optique dans la bande de longueur d'onde considérée F est le nombre d'ouverture de l'optique, défini comme

$F = 1/2/\sin(\theta_m)$, où θ_m représente l'angle que font les rayons marginaux provenant de la scène avec l'axe optique. Nous avons alors $4F^2 = 4(f/D)^2 + 1$, où f et D représente respectivement la focale et le diamètre de l'optique. Ainsi, la relation (I.5) s'exprime comme suit :

$$NEP = \frac{\pi A_p \Phi_\lambda}{4F^2} \left(\frac{dL_{\lambda_1 \rightarrow \lambda_2}}{dT_{sc}} \right)_{T_{sc}=300 K} NETD \quad [W] \quad (I.7)$$

On considère seulement la bande de longueur d'onde 8-14 μm , car elle correspond à la bande de transmission atmosphérique et au maximum d'émission des températures terrestres (autour de 300 K). Φ_λ est régulièrement prise égale à 1 lors des estimations de $NETD$ à partir de la mesure du NEP du détecteur. Finalement, pour un corps noir à 300 K, (dL_λ/dT_{sc}) est évaluée 0,84 $W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1} \cdot K^{-1}$ dans cette bande [6].

En pratique, le $NETD$ peut être aussi directement mesuré en mesurant la réponse du détecteur devant deux corps noirs étendus de température proches de 300 K, en précisant bien l'ouverture optique utilisée pour caractériser la réponse du capteur.

I.2.c) Détecteurs photoniques

I.2.c.i) Principe général de détection

En réalité, la durée de transit de l'électron au niveau d'énergie fourni par le photon est extrêmement faible dans les matériaux intrinsèques (on parle de durée de vie de la paire électron-trou – ou par raccourci de la durée de vie de l'électron). Afin de pouvoir mesurer cet électron, une solution consiste à créer une jonction p-n, à l'aide d'un semi-conducteur possédant une bande interdite d'énergie proche du photon que l'on veut absorber (généralement le silicium, dans le cas du visible). Ce capteur est généralement appelé photodiode. Ainsi, lorsque celle-ci est polarisée en inverse, la paire électron-trou créée dans la Zone de Charge d'Espace (ZCE) est séparée par le champ électrique E_{ZCE} , limitant ainsi les probabilités de recombinaison.

La manière d'utiliser cette photodiode diffère ensuite selon les capteurs. Parmi les architectures majoritaires, nous pouvons citer le capteur CMOS (*Complementary Metal Oxide Semiconductors*), où la charge en provenance de la photodiode est directement amplifiée par un transistor MOS. Au contraire, le principe d'un détecteur CCD (*Charge Coupled Devices*) est de stocker la charge dans un puits de potentiel, puis de transférer successivement la charge vers un amplificateur en sortie d'imageur. Finalement, nous pouvons citer les détecteurs SPADs (*Single-Photon Avalanche Diode*), utilisés par exemple pour des applications de temps de vol [10] ou de fluorescence [11], qui utilisent la diode dans sa zone d'avalanche afin d'augmenter le courant généré par le photon capté.

La Figure I.2.a présente le principe de fonctionnement d'un détecteur SPAD, qui exploite le principe d'une ZCE. L'intensité du champ énergétique confère alors une telle énergie cinétique aux électrons qu'ils arrachent d'autres électrons aux atomes (ionisation par impact), provoquant

un emballement du courant de diode. Un circuit de contre réaction est utilisé en aval de la diode afin de limiter le courant de la diode, et donc la protéger (Figure I.2.b).

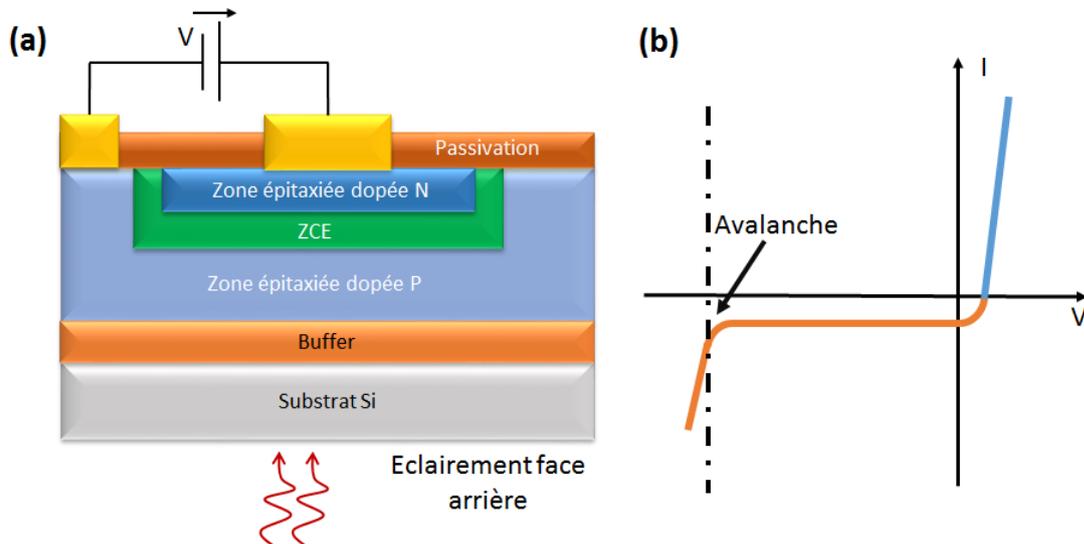


Figure I.2 : Exemple d'une architecture de diode photoélectrique. Une couche d'un matériau dont l'énergie de la bande interdite est similaire à l'énergie du photon IR (HgCdTe par exemple) est épitaxiée à partir d'un substrat Si, qui permet alors un éclairage arrière de la diode (le silicium étant transparent dans l'IR) [12]. (a) Les dopages de type N et P du matériau permettent de créer une zone de charge d'espace (ZCE) dont la largeur est modulée par la tension V et les dopages respectifs de chaque zone. L'éclairement par la face arrière permet de ne pas dégrader la capacité de détection du détecteur à cause des électrodes de polarisation de la photodiode (b) L'application d'une tension supérieure à la tension d'avalanche va permettre la multiplication des électrons par ionisation par impact lors de la création d'une paire électron-trou causée par l'absorption d'un photon.

La Figure I.3 reprend des exemples de matériaux utilisés en fonction de la longueur d'onde d'intérêt. Nous remarquons que l'on peut par exemple modifier la largeur de la bande interdite en modifiant la constitution du composé (par exemple, le HgCdTe dans le cas du LWIR), ce qui permet d'étendre leur gamme spectrale d'utilisation.

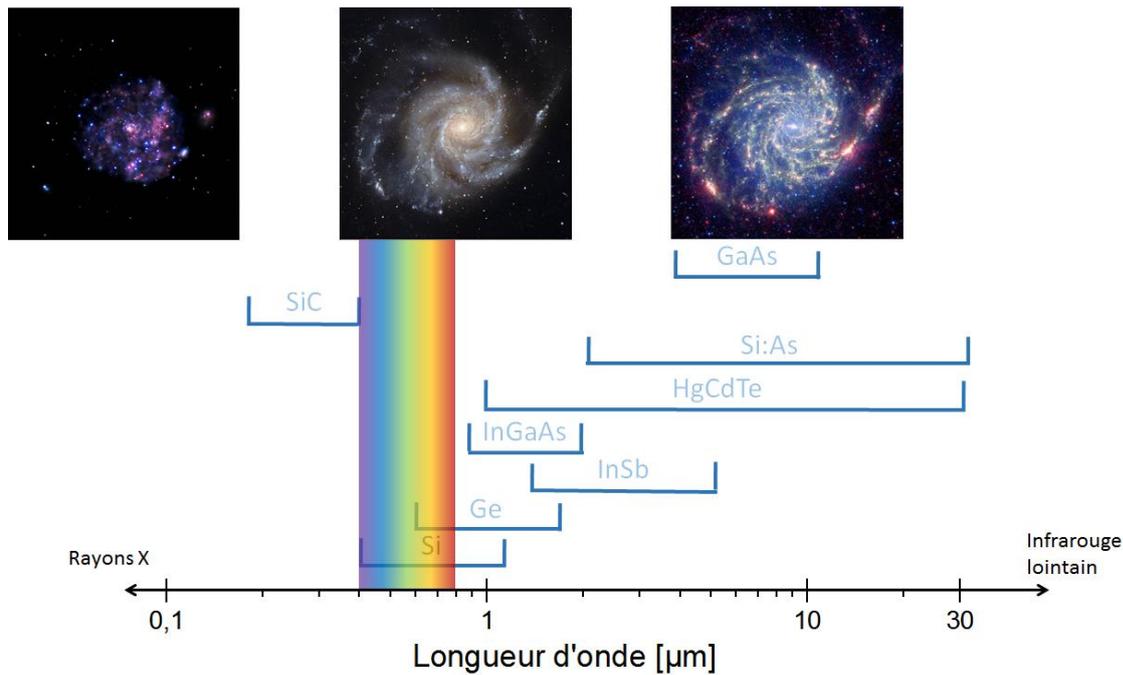


Figure I.3 : Exemples de semi-conducteurs utilisés comme capteurs photoniques selon la longueur d'onde désirée [12]–[16]. En haut, 3 images de la galaxie Messier 101, respectivement prises de gauche à droite par les télescopes orbitaires Chandra [17] en rayons X, Hubble [18] en visible et Spitzer [19] en IR.

1.2.c.ii) Limite des détecteurs photoniques pour la détection IR

Les paires créées proviennent de l'absorption d'un photon mais aussi de divers mécanismes d'échanges énergétiques indésirables avec la matière, dont l'activation thermique. Cette dernière possède une énergie de l'ordre de $k_B T$ soit 0,02 eV à 300 K. En comparaison, les photons visibles possèdent une énergie nettement supérieure (2 eV) de sorte qu'il n'est pas nécessaire de refroidir les photodiodes. En revanche, les photons IR possèdent une énergie bien plus faible, de l'ordre 0,12 eV autour de 10 μm. L'activation thermique dégrade donc de manière significative leurs performances. Il est donc nécessaire de refroidir les détecteurs photoniques à des températures cryogéniques (typiquement 77 K) afin d'obtenir des performances satisfaisantes, ce qui les rend onéreux et encombrants. L'utilisation permanente de machine à froid limite donc la durée de vie des caméras. Ainsi, en pratique, ces détecteurs ne sont donc pas utilisés dans des applications nécessitant un contrôle continu de l'environnement, ce qui limite donc leur utilisation pour la surveillance nocturne.

1.2.d) Détecteurs thermiques.

1.2.d.i) Emergence des détecteurs thermiques pour la détection IR

Les détecteurs photoniques ne permettent donc pas de réaliser des détecteurs IR légers, autonomes, bon marché & économes en énergie. Plutôt que de détecter les paires électrons-trous émises par les photons, la détection de l'énergie du photon réémise sous forme de chaleur reste une solution alternative. Ces deux modes de détection sont d'ailleurs l'élément différenciant majeur des panneaux solaires photovoltaïque et thermique.

Afin d'augmenter l'élévation de température du matériau, il est souhaitable de l'isoler thermiquement de son environnement pour limiter les pertes par conduction. D'autre part, l'épaisseur du détecteur est limitée par la contrainte d'inertie thermique : la masse thermique doit être compatible avec des fréquences d'imagerie de l'ordre de 50 Hz. Ces raisons expliquent notamment que les imageurs thermiques IR sont longtemps restés en retrait par rapport aux détecteurs photoniques – plus performants.

Néanmoins, les progrès de la microélectronique depuis les années 80 ont permis d'améliorer de manière significative la finesse et la qualité des couches déposées. En parallèle, les gains en résolution des procédés lithographiques ont permis d'atteindre des isolations thermiques jusqu'alors hors de portée.

Nous détaillons à présent les principales grandeurs permettant d'apprécier les performances des détecteurs thermiques (*NEP*, *NETD* & figure de mérite). La bibliographie utilisant souvent *NEP* ou *NETD*, il est parfois délicat d'obtenir toutes les informations nécessaires afin de passer de l'un à l'autre pour comparer de manière rigoureuse chaque technologie. Nous nous sommes néanmoins prêtés à cet exercice en fin de chapitre afin d'éclairer le lecteur sur l'état de l'art des détecteurs thermiques.

1.2.d.ii) Principe de fonctionnement d'un détecteur thermique

L'architecture de base d'un détecteur thermique est constituée d'un absorbeur et d'un matériau sensible à l'échauffement du matériau (en d'autres termes, un thermomètre). Les deux peuvent être confondus en utilisant une couche épaisse de matériau afin d'absorber la totalité du flux incident (matériau pyroélectrique par exemple). Cet ajout de matériau ce fait au détriment de la réponse thermique du détecteur (symbolisé par sa capacité thermique C_{th}).

Pour une application d'imagerie, le temps de réponse du détecteur nécessite d'être inférieure au temps trame (de l'ordre de 20 ms), et nécessite donc l'utilisation d'une couche fine de matériau. C'est la raison pour laquelle, les technologies d'imagerie thermique utilisent la plupart du temps une électrode semi-transparente comme absorbeur, dont l'impédance est égale à l'impédance du vide, de sorte que, théoriquement, 50 % de l'énergie incidente sur l'absorbeur est captée par l'électrode. L'utilisation de semi-métaux, comme le TiN ou le NiCr, permet d'utiliser des absorbeurs de quelques nanomètres d'épaisseur.

Un matériau thermomètre est donc connecté thermiquement à l'absorbeur. Naturellement, la sensibilité de la grandeur étudiée (module d'Young, polarisation, résistance...) à la température doit être maximale, et son bruit minimal. Comme nous l'avons souligné précédemment, nous constatons souvent que le volume du matériau thermomètre influe directement sur le niveau de bruit du thermomètre. Les membranes sont donc souvent conçues de sorte à ce que le volume du matériau thermomètre soit maximal, dans la limite de la réponse thermique exigée par l'imagerie ($\tau_{th} < 10 \text{ ms}$).

L'élévation de température de l'absorbeur (et donc du thermomètre) est maximisée par l'isolation thermique du système vis-à-vis du substrat (représentée par sa conductance thermique G_{bras}). Ainsi, le détecteur est généralement isolé par des bras longs et fins possédant des couches de matériaux à conductivité thermique faible (matériaux diélectriques, amorphes,

poreux...). Les isolations thermiques requises pour obtenir des $NETD$ inférieurs à 50 mK nécessitent de plus un fonctionnement sous vide du détecteur, afin de s'affranchir de la conductance thermique de l'air.

Finalement, afin de maximiser l'énergie absorbée, une électrode réfléchissante est placée sous l'absorbeur, créant ainsi une onde stationnaire, dont le premier maximum d'énergie est situé à une distance égale à $\lambda/4n_{opt}$, où n_{opt} est l'indice de réfraction du matériau situé entre l'absorbeur et le réflecteur et λ la longueur d'onde de l'onde incidente. Généralement, afin de réduire la masse thermique du détecteur, cette cavité est réalisée entre le substrat et le détecteur et l'indice de réfraction utilisé est donc celui du vide. La Figure I.4.a représente schématiquement le fonctionnement d'un détecteur thermique.

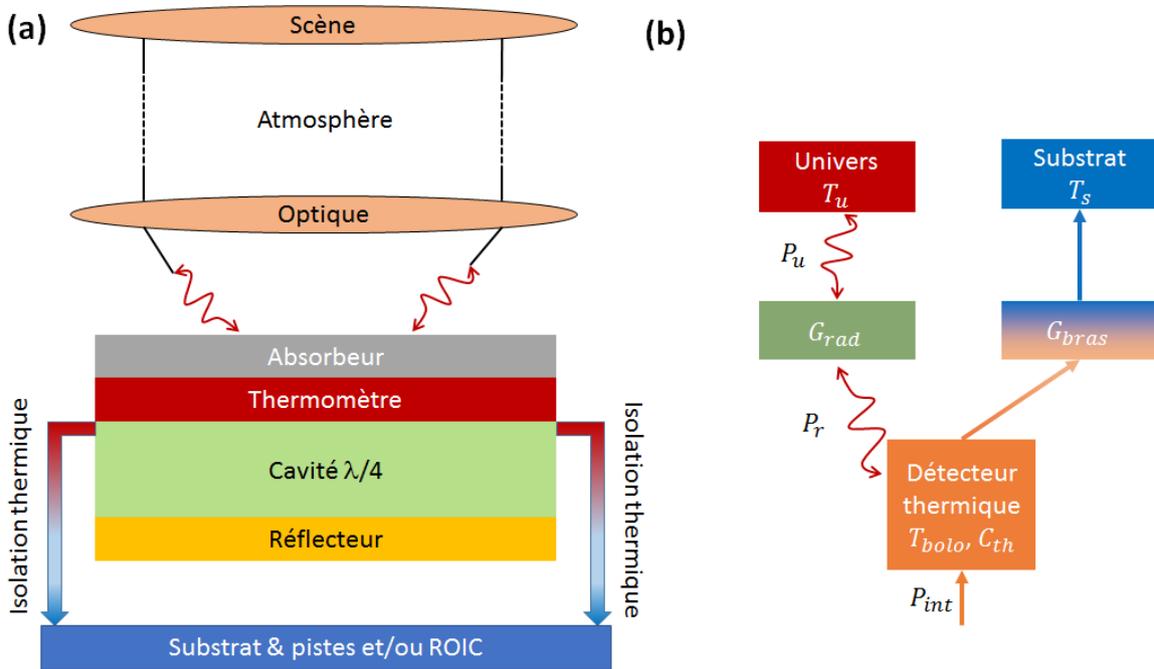


Figure I.4 : (a) Schéma général de fonctionnement d'un détecteur thermique. (b) Schéma équivalent pour le bilan thermique.

I.2.d.iii) Bilan thermique

La masse suspendue du détecteur de capacité thermique C_{th} est donc en contact thermique avec le substrat via une conductance thermique G_{bras} (Figure I.4.b). D'une manière générale, le bilan thermique appliqué au système {détecteur thermique} conduit à l'équation de la chaleur :

$$C_{th} \frac{dT_{bolo}}{dt} = P_{int} + \eta_{\lambda_1 \rightarrow \lambda_2} \beta P_u - G_{bras}(T_{bolo} - T_s) - P_r \quad [W] \quad (I.8)$$

$\eta_{\lambda_1 \rightarrow \lambda_2}$ étant ici l'absorption du bolomètre intégrée sur la bande $[\lambda_1; \lambda_2]$. Dans la configuration d'une cavité quart d'onde, et d'un absorbeur d'impédance adaptée à l'impédance du vide ($Z_0 \sim 376 \Omega$), on estime généralement $\eta_{8 \rightarrow 14 \mu m} = \eta = 0,8$ [20]. P_u représente la puissance radiative incidente sur le pixel émise par l'univers tandis que P_r est la puissance radiative émise par le bolomètre. P_{int} prend en compte les sources de chaleur internes au système (effet Joule, changement de phase...).

Nous prenons ici l'hypothèse d'un dispositif en regard avec l'univers sur ses deux faces afin d'estimer les pertes maximales de puissance par radiation. En pratique, l'une de deux faces est en regard avec un réflecteur, ce qui diminue la puissance perdue. Pour les mêmes raisons, nous faisons l'hypothèse ici d'une émissivité maximale à 300 K $\epsilon_{300K} = 1$.

Selon la loi de Stefan-Boltzmann (émittance d'un corps noir), nous considérons que $P_r = (2\beta A_p) \epsilon_{300K} \sigma T^4$, avec β le facteur de remplissage (*fill factor* parfois noté *FF*) du bolomètre (surface active/surface géométrique pixel). La conductance radiative G_{rad} peut alors être définie comme la dérivée de la puissance radiative avec la température [8] :

$$G_{rad} = \frac{dP_r}{dT} = 8\beta A_p \epsilon_{300K} \sigma T^3 \quad [W \cdot K^{-1}] \quad (I.9)$$

Nous pouvons estimer les ordres de grandeurs de ces deux conductances thermiques G_{bras} et G_{rad} au pas pixel de $12 \mu m$. A une température de 300 K et pour un taux de remplissage $\beta = 0,8$, nous estimons $G_{rad} = 1,3 \cdot 10^{-9} W/K$. De plus, des simulations COMSOL² effectuées au sein du laboratoire ont montré que cette valeur est surestimée d'un facteur 2 (notamment du fait de la présence de la cavité réflectrice). Or, les conductances thermiques observées dans la littérature au pas de $12 \mu m$ sont de l'ordre de $5 \cdot 10^{-9} W/K$, au mieux [21]. Dans la suite, nous négligerons donc cette contribution et noterons $G_{th} = G_{bras} + G_{rad} \sim G_{bras}$ (on parle aussi souvent de résistance thermique $R_{th} = 1/G_{th}$).

Afin de simplifier le modèle, nous considérons ici P_{int} nulle. Nous verrons que cette hypothèse est justifiée pour des détecteurs ne nécessitant pas de polarisation (pyroélectriques, thermomécaniques, thermoélectriques...) mais pas dans le cas de détecteurs actifs (bolomètres, transistors...), où un courant, souvent important, est dissipé dans le détecteur. Dans ce dernier cas, la résolution analytique de l'équation différentielle (I.8) est souvent impossible. Finalement, nous réécrivons l'équation (I.8) sous la forme :

$$C_{th} \frac{dT_{bolo}}{dt} = G_{th}(T_{bolo} - T_s) + \eta\beta P_u \quad [W] \quad (I.10)$$

Que l'on peut alors résoudre aisément, en considérant $T = T_s$ à $t = 0$:

² Logiciel de simulations par éléments finis (<https://www.comsol.fr/>)

$$T_{bolo}(t) = T_s + \frac{\eta\beta P_u}{G_{th}} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_{th}}}\right) \quad [K] \quad (I.11)$$

La température du détecteur va donc s'élever selon un filtre du 1^{er} ordre pour atteindre 99,3 % de sa réponse maximale au bout d'un temps $5\tau_{th} = 5C_{th}/G_{th}$.

Comme précisé en amont de ce paragraphe, la réponse du capteur est inversement proportionnelle à G_{th} . Diminuer G_{th} améliore donc la sensibilité du détecteur, mais en dégradant la constante de temps τ_{th} . Un compromis est donc à trouver dans le cas d'une application imageur, où les fréquences trames f_{tr} (*frame rate*) varient généralement (selon les produits, les applications et les pays) entre 9 et 60 Hz. Nous précisons que des applications (type suivi de trajectoire) nécessitent des temps de réponse bien plus courts et sont donc généralement adressées par les capteurs photoniques.

Considérons une excitation harmonique $P_u = P_0 e^{j\omega t}$ de la puissance incidente sur le capteur. La réponse harmonique en température de la membrane est alors de la forme (avec $\Delta T = T_{bolo} - T_s$) :

$$\Delta T(\omega) = \frac{1}{G_{th}} \frac{\eta\beta P_0}{1 + j\omega\tau_{th}} \quad [K] \quad (I.12)$$

Nous retrouvons le caractère passe-bas du détecteur thermique. Cette expression nous sera notamment utile pour le calcul des densités spectrales de bruit dans le Chapitre IV.

1.2.d.iv) Performance des détecteurs thermiques

Nous notons Z la mesurande (résistance, courant, tension, fréquence...) et α_Z sa sensibilité relative à la température. Nous supposons généralement une sensibilité linéaire autour de la température du substrat T_s , tel que $\alpha_Z = \frac{1}{Z_{T_s}} \left(\frac{dZ}{dT}\right)_{T_s}$, ce qui est généralement le cas pour les échauffements considérés (de l'ordre de 1 K en général).

Dès lors, l'Eq. (I.3) peut être explicitée pour un détecteur thermique en utilisant les notations introduites ci-dessus, et l'Eq. (I.12) :

$$\mathfrak{R}_Z = \left(\frac{dZ}{dP_{inc}}\right)_{T_s} = Z\alpha_Z \frac{\eta\beta}{G_{th}\sqrt{1 + (\omega\tau_{th})^2}} \quad [Z \cdot W_{inc}^{-1}] \quad (I.13)$$

Nous remarquons donc que la réponse \mathfrak{R}_Z dépendant de la fréquence via la pulsation ω . Ainsi, une vérification de la fréquence à laquelle sont effectuées les mesures dans la littérature est nécessaire pour comparer de manière juste les détecteurs. En effet, un détecteur répondant avec une constante thermique $\tau_{th} = 1$ s, du fait, par exemple, d'une isolation thermique excessive, aura une bien meilleure réponse devant un modulateur optique réglé à 1 Hz que si celui-ci était réglé à 30 Hz. En revanche, il ne serait pas adapté aux imageurs. Ainsi, les réponses des détecteurs dédiés à l'imagerie sont typiquement données pour une fréquence de rafraîchissement de 30 Hz, afin de permettre une comparaison pertinente de leurs performances.

Nous pouvons finalement expliciter le NEP d'un détecteur thermique en combinant les Eq. (I.3) et (I.13), pour une pulsation $\omega = 0$:

$$NEP = G_{th} \frac{\sqrt{\int_{f_r}^{f_{BW}} S_Z(f) df}}{\eta \beta Z \alpha_Z} \quad [W] \quad (I.14)$$

La transduction électrique du thermomètre nécessite la plupart du temps un convertisseur courant-tension en aval du détecteur, où un condensateur est utilisé sur la contre-réaction d'un amplificateur opérationnel. Pour des questions de performances et d'encombrement, celui-ci est la plupart du temps déporté en pied de colonne (lecture dite *rolling-shutter*). Par exemple, dans le cas d'un thermomètre résistif (bolomètres), un circuit intégrateur (CTIA) est utilisé pour lire la variation de courant avec le flux incident (dans ce cas $Z = I_b$). En raison d'un signal important lié à la polarisation du bolomètre, une lecture différentielle est souvent utilisée (Figure I.15).

Dans le cas d'une matrice de détecteurs constituée de 240×336 pixels et d'une fréquence trame $f_{tr} = 60 \text{ Hz}$, un temps d'intégration de $\tau_{int} = 1/240/60 = 70 \mu\text{s}$ est disponible par pixel [22]. Compte tenu du caractère intégrateur du circuit, la ENBW est alors égale à $f_{BW} = 1/2/\tau_{int}$, soit $f_{BW} = 7 \text{ kHz}$, en considérant une bande passante inférieure f_{inf} de 1 Hz . Les formats de matrices plus élevés possèdent généralement plusieurs sorties associées à ce format.

Or, lors de nos recherches bibliographiques, nous avons constaté de nombreux concepts de détecteurs testés sur des pixels uniques, destinés à l'imagerie IR, dont les niveaux de bruits sont donnés à une fréquence $f_{BW} = 1 \text{ Hz}$. Ainsi, afin de comparer de manière juste les performances des détecteurs proposés aux leaders du marché, à savoir les bolomètres introduits ci-dessus, nous avons donc recalculé le NEP de ces dispositifs pour une ENBW $f_{BW} = 7 \text{ kHz}$, supposant un bruit blanc.

Néanmoins, d'autres modes de lecture sont possibles pour un imageur et notamment des lectures dans le pixel, qui permettent de diminuer la fréquence d'intégration f_{BW} jusqu'à la fréquence trame f_{tr} . Nous constatons que ces architectures ont notamment été mises en place sur des détecteurs thermomécaniques (voir ci-dessous). Bien entendu, puisque des imageurs ont été fabriqués et testés dans ce cas, les performances de ces détecteurs sont alors laissées telles quelles.

Nous pouvons finalement déduire des Eq. (I.7) et (I.14), le $NETD$ d'un détecteur thermique :

$$NETD = \frac{4F^2}{\pi A_p \Phi_\lambda \left(\frac{dL_{8-14}}{dT_{sc}} \right)_{T_{sc}=300 \text{ K}}} G_{th} \frac{\sqrt{\int_{f_r}^{f_{BW}} S_Z(f) df}}{\eta \beta Z \alpha_Z} \quad [K] \quad (I.15)$$

Nous constatons notamment que le $NETD$ est inversement proportionnel à la surface du détecteur A_p . Diminuer le pas pixel nécessite donc d'améliorer le NEP du détecteur afin d'obtenir les mêmes performances de résolution sur la scène. Nous constatons de plus que la variation de luminance $(dL_{8-14}/dT_{sc})_{T_{sc}=300\text{ K}}$ sur la scène doit être maximale. On montre que la variation de puissance absorbée est maximale pour une cavité centrée sur une longueur d'onde $\lambda = 8\ \mu\text{m}$. C'est la raison pour laquelle la plupart des cavités quart d'onde sont d'une longueur de $2\ \mu\text{m}$. Finalement, les performances des détecteurs sont généralement présentées pour une transmission atmosphérique $\Phi_\lambda = 1$ et une ouverture optique $F = 1$.

I.3) Etudes des potentialités des technologies non refroidi existantes

I.3.a) Réduction des échelles

I.3.a.i) Problématique de réduction du pas

Nous revenons à présent spécifiquement sur la réduction du pas pixel. En effet, comme nous l'avons présenté dans l'introduction de cette thèse, une des solutions permettant de diminuer le prix des imageurs – et donc de répondre aux besoins des marchés émergents – est la densification du nombre de détecteurs par plaque.

Cependant, cette réduction de la taille du détecteur doit être effectuée en proposant les mêmes performances à chaque pas pixel, c'est-à-dire à produit $NETD \times \tau_{th}$ constant :

$$NETD \times \tau_{th} = \frac{4F^2}{\pi A_p \Phi_\lambda \left(\frac{dL_\lambda}{dT_{sc}} \right)_{T_{sc}=300\text{ K}}} C_{th} \frac{\sqrt{\int_{f_r}^{f_{BW}} S_Z(f) df}}{\eta \beta Z \alpha_Z} \quad (\text{I.16})$$

Nous avons souligné précédemment que plusieurs sources de bruits affectant les performances des détecteurs thermiques ont une densité spectrale inversement proportionnelle au volume du détecteur (ou du matériau thermomètre). Ainsi, à épaisseur t_{th} constante, le $NETD$ se dégrade d'autant plus lors de la réduction du pas pixel. C'est notamment le cas pour le bruit de phonon, limite fondamentale commune à tous types de détecteurs thermiques, qui sera étudié plus en détail dans le Chapitre IV.

Ainsi, nous notons $\sqrt{\int_{f_r}^{f_{BW}} S_Z(f) df} = \sqrt{\varphi / \sqrt{A_p t_{th}}}$, où t_{th} représente l'épaisseur du matériau thermomètre (que nous approximations ici à l'épaisseur du détecteur), et φ un paramètre de bruit indépendant du volume du matériau. La capacité thermique peut s'exprimer de la même manière $C_{th} = c_V A_p t_{th}$ où c_V représente la capacité thermique volumique du matériau thermomètre. Nous pouvons alors exprimer la dépendance de l'Eq. (I.16) en fonction des paramètres géométriques A_p et t_{th} du détecteur :

$$NETD \times \tau_{th} \propto \frac{C_{th}}{A_p} \frac{1}{\sqrt{A_p t_{th}}} \propto \frac{t_{th}}{\sqrt{A_p}} \quad (\text{I.17})$$

Ainsi, lorsque les performances des détecteurs sont limitées par une source de bruit dont la densité spectrale est inversement proportionnelle au volume du matériau situé sur la membrane, nous constatons que la réduction du pas pixel A_p nécessite une réduction du même ordre de l'épaisseur du détecteur t_{th} . Nous constatons donc que la capacité thermique C_{th} et par conséquent la conductance thermique G_{th} nécessite d'être diminuées d'un facteur A_p^2 à chaque réduction du pas pixel de manière à maintenir τ_{th} constant :

$$\tau_{th} = cste = \frac{C_{th}}{G_{th}} \propto \frac{t_{th}A_p}{G_{th}} \quad (I.18)$$

Cette règle de réduction du pas pixel a été relativement bien suivie durant des années et a permis de passer de pas pixels de 50 μm en 1998 à des pas pixels de 17 μm en 2008, comme l'illustre la Figure I.5, dans le cas des 2 technologies dominant le marché des imageurs bolométriques (résistifs donc), à base de thermomètre en oxydes de Vanadium (VO_x – technologie historiquement américaine [23]) et en Silicium amorphe ($\text{Si-}\alpha$ – technologie notamment française [24]).

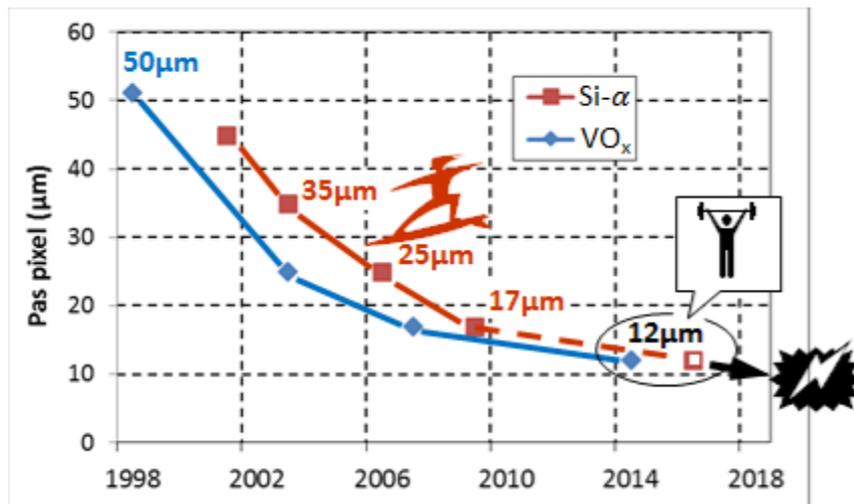


Figure I.5 : Diminution du pas pixel des détecteurs thermiques résistifs (bolomètres) au cours des 20 dernières années pour les technologies utilisant des oxydes de Vanadium ou du Silicium amorphe.

Nous remarquons cependant que le rythme de densification des imageurs a été considérablement ralenti aux cours des dernières années. La difficulté à atteindre des isolations thermiques importantes au pas de 12 μm , selon la loi de réduction des échelles décrite ci-dessus, explique notamment ce ralentissement de la diminution de la surface des bolomètres [21]. De plus, une autre difficulté liée à la réduction du pas et à la diminution de G_{th} est le phénomène « d'éblouissement solaire » [25] (« *Sun Burn* » en anglais), qui pourrait s'avérer une limite fondamentale, comme expliqué dans le paragraphe suivant.

I.3.a.ii) Phénomène d'éblouissement solaire

Nous remarquons que la dépendance de l'élévation de température avec G_{th} et A_p pour l'exposition à une source d'une luminance donnée peut être estimée à partir des Eq. (I.6) et (I.12) :

$$\Delta T(\omega) = \frac{1}{G_{th}} \frac{\eta\beta}{1 + j\omega\tau_{th}} \frac{\pi A_p \Phi_\lambda}{4F^2} L_{\lambda_1 \rightarrow \lambda_2} \propto \frac{A_p}{G_{th}} \quad (I.19)$$

La surface du pixel est généralement réduite d'un facteur 2 entre chaque nœud technologique. Ainsi, l'application de la règle de *scaling* énoncée ci-dessus ($G_{th} \propto A_p^2$) implique $\Delta T \propto 1/A_p$. Ainsi, l'élévation de température liée à une source de luminance donnée augmente d'un facteur 2 entre chaque pas pixel.

La conception de détecteurs bolométriques au pas pixel de 12 μm a exigé des conductances thermiques atteignant 5 nW/K [21]. Des isolations thermiques aussi importantes peuvent alors causer des élévations de température importantes du détecteur en cas d'exposition des détecteurs à des sources lumineuses intenses, comme une explosion, un feu ou le soleil.

En effet, nous remarquons sur la Figure I.1 que la luminance (l'aire sous la courbe) du soleil est plusieurs ordres de grandeur supérieure à celle d'un objet à 300 K y compris dans la bande 8-14 μm . L'estimation de l'élévation de température absolue résultant de ce phénomène est difficile à apprécier, car elle dépend notamment de la transmission et de l'ouverture optique utilisée. De plus, l'échauffement étant alors important, le bilan thermique du système devient alors compliqué, et le système n'est alors plus correctement représenté par l'équation (I.13).

Ainsi, des dégradations des propriétés du détecteur liées à ce phénomène ont été relevées, que ce soit sur le VOx ou le Si- α , sur des caméras utilisant respectivement des détecteurs au pas de 38 et 25 μm [26]. En effet, des modifications de microstructure des matériaux induites par cette élévation de température sont susceptibles de changer considérablement les propriétés électriques des détecteurs [27]. La Figure I.6.a présente la dégradation de l'image observée sur une caméra (détecteurs utilisant du Si- α) après une exposition de 45 jours au soleil.

Bien qu'une correction des non-uniformités causées par ces expositions à l'aide d'un obturateur mécanique puisse corriger ces effets (Figure I.6.b), des traces de l'exposition réapparaissent rapidement sur l'image et ces effets persistent longtemps après l'exposition [26].

En supposant $G_{th} = 5 \text{ nW/K}$ au pas de 12 μm , l'application de la règle de *scaling* historique décrite ci-dessus pour cette technologie nécessite une conductance thermique, au pas de 5 μm :

$$G_{th} = \frac{5 \cdot 10^{-9}}{\left(\frac{12^2}{5^2}\right)^2} = 1,5 \cdot 10^{-10} \quad [W \cdot K^{-1}] \quad (I.20)$$

Nous pouvons, d'une part, relever la difficulté technologique à atteindre une telle conductance thermique. D'autre part, nous remarquons grâce à l'Eq. (I.20) que l'élévation de température liée à l'éblouissement solaire serait alors cinq fois plus importante qu'au pas de 12 μm .

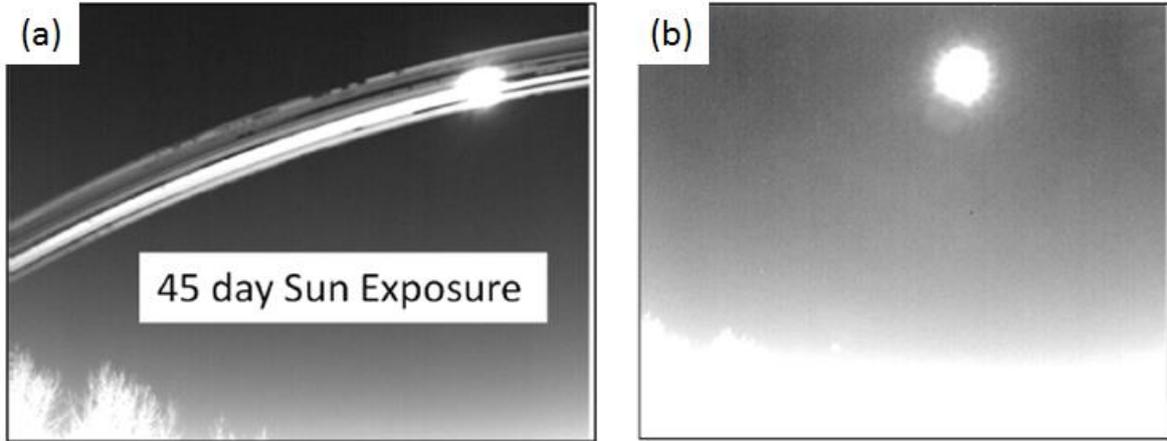


Figure I.6 : (a) Observation d'une rémanence sur l'image fournie par une caméra utilisant des détecteurs IR en Si- α , exposée 45 jours au soleil. (b) Image corrigée, notamment à l'aide d'une recalibration des pixels exposés au soleil et d'un obturateur mécanique. Adapté de Dorn *et al* [26].

Il semble donc nécessaire d'accompagner la diminution du NEP du détecteur à chaque pas pixel en diminuant le niveau de bruit du détecteur et/ou en améliorant de la sensibilité α_Z de manière à maintenir une conductance thermique G_{th} permettant de maîtriser l'échauffement solaire :

$$NETD \times \tau_{th} \propto \frac{C_{th}}{A_p} \frac{1}{\sqrt{A_p t_{th}}} \frac{\sqrt{\varphi}}{\alpha_Z} = \sqrt{\frac{t_{th}}{A_p}} \frac{\sqrt{\varphi}}{\alpha_Z} \quad (\text{I.21})$$

Ainsi, pour les petits pas pixels ($< 17 \mu\text{m}$), la réduction du pas nécessite d'être indépendante de l'éblouissement solaire. En observant l'Eq. (I.21), ceci implique d'améliorer le rapport $\sqrt{\varphi}/\alpha_Z$ comme $\sqrt{A_p}$ (épaisseur t_{th} constante). La capacité thermique diminuant comme A_p , il en est de même pour la conductance thermique G_{th} (pour une constante de temps fixe) et dans ces conditions, la réduction du pas pixel n'accentue pas l'échauffement solaire.

Ainsi, notamment pour les pas pixels inférieurs à 17 μm , nous déduisons de cette analyse qu'entre chaque pas pixel l'épaisseur de matériau thermomètre t_{th} doit être constante et la conductance thermique G_{th} réduite d'un facteur 2 tandis que le rapport $\sqrt{\varphi}/\alpha_Z$ doit être amélioré d'un facteur $\sqrt{2}$. Une technologie de thermomètre dont le niveau de bruit ne dépende pas du volume de ce dernier est donc hautement désirable, jusqu'à atteindre la limite du bruit fondamental de phonon.

Une autre approche consiste à continuer la règle de réduction des échelles énoncée au paragraphe précédent, en conservant une technologie résistive, en utilisant des méthodes

permettant d'empêcher une élévation trop importante de la température lors d'une surintensité lumineuse (contact avec le substrat par effet bilame thermique [27] ou déclenchement d'un obturateur mécanique (« shutter ») en cas de détection d'un éblouissement solaire.

Nous nous inscrivons au contraire dans une démarche de recherche d'une technologie de thermomètre bas bruit, afin de limiter le besoin d'isolation thermique excessive. Ainsi, l'objectif de ces travaux est de proposer un capteur dont la règle de réduction du pas serait dictée par le bruit fondamental thermique.

1.3.a.iii) Performances visées au pas de 5 μm

Il a été démontré que la réduction du pas pixel était bénéfique pour la résolution de l'image jusqu'à un pas pixel de 5 μm [28]. A la vue de la Figure I.5, la capacité des bolomètres, détecteurs dominant le marché des imageurs grand format, à y arriver, semble compromise. Plus généralement, nous posons ici la question de la capacité des différentes technologies de thermomètre ayant émergées par le passé à atteindre le bruit de phonon. En effet, il est probable que le *NEP* requis pour atteindre les performances typiques des caméras thermiques (*NETD* < 50 mK et $\tau < 10$ ms) nécessite d'atteindre le bruit fondamental des détecteurs thermiques. Ainsi, la suite de ce chapitre s'attache à étudier les performances théoriques de quatre technologies majeures à ce pas pixel.

Nous déduisons de la relation (I.7) qu'un *NEP* de **0.8 pW** est nécessaire à l'atteinte d'un *NETD* de 50 mK au pas pixel de 5 μm (en supposant une ouverture optique $F = 1$ et $\Phi = 1$). La constante de temps thermique est fixée à $\tau_{th} = 8$ ms. Cette analyse simple nous permet de déterminer la capacité thermique C_{th} et la conductance thermique G_{th} nécessaires à de telles performances pour un détecteur thermique idéalement limité par le bruit fondamental thermique.

En effet, le *NEP* du bruit de phonon peut simplement s'exprimer par la relation (pour une ENBW $f_{BW} - f_{inf}$ bien supérieure à la ENBW thermique $1/4\tau_{th}$ - ce qui est souvent le cas) :

$$NEP_{ph} = G_{th} \frac{1}{\eta\beta} \sqrt{\frac{k_B T^2}{C_{th}}} \quad [W] \quad (I.22)$$

La méthode permettant d'obtenir cette expression est détaillée dans le Chapitre IV. Nous remarquons notamment que le bruit de phonon, universel à tous les détecteurs thermiques, est une source de bruit augmentant avec l'inverse de la racine du volume du matériau (via C_{th}).

D'autre part, nous constatons que le produit $NEP_{ph} \times \tau_{th}$ est défini par les contraintes de *NETD* = 50 mK et $\tau_{th} = 8$ ms. Or, nous observons que ce produit définit alors la capacité thermique minimale :

$$NEP_{ph} \times \tau_{th} = \frac{1}{\eta\beta} \sqrt{k_B T^2 C_{th}} \quad (I.23)$$

$$\Leftrightarrow C_{th} = \frac{(NEP_{ph} \times \tau_{th} \times \eta\beta)^2}{k_B T^2}$$

Nous prenons l'hypothèse d'un facteur $\eta\beta = 0,64$. Un détecteur thermique limité par le bruit fondamental de phonon au pas de $5 \mu\text{m}$ doit donc posséder une capacité calorifique minimale $C_{th} = 13 \text{ pJ/K}$. Nous en déduisons une conductance thermique nécessaire $G_{th} = C_{th}/\tau_{th} = 1,6 \text{ nW/K}$ ou un $R_{th} = 1/G_{th} = 600 \text{ MK/W}$. Une conductance radiative $G_{rad} = 0,2 \text{ nW/K}$ est aussi calculée grâce à l'équation (I.9). Nous avons précisé que, dans une configuration cavité quart d'onde, des études internes ont montré que cette grandeur est surestimée d'un facteur 2, soit $G_{rad} = 0,1 \text{ nW/K}$. A l'évidence, les isolations thermiques requises au pas pixel de $5 \mu\text{m}$ confirment l'hypothèse d'un régime d'échange thermique principalement dominé par la conduction. L'élévation de température face au soleil d'un tel pixel reste maîtrisée puisque nous remarquons, à partir de l'Eq. (I.19), que l'élévation de température pour une source donnée est alors un facteur 1,8 inférieure à celle des détecteurs présentés dans les travaux de Endoh *et al*, au pas de $12 \mu\text{m}$ ($G_{th} = 5 \text{ nW/K}$) [21].

Nous concluons donc sur la pertinence d'un détecteur thermique au pas de $5 \mu\text{m}$, avec un éblouissement solaire maîtrisé, si ce dernier est limité par le bruit de phonon et dans l'hypothèse où la fabrication d'isolations thermiques G_{th} de l'ordre de 600 MK/W est possible. Nous observons que cette source de bruit est indépendante du thermomètre, et nous considérons donc par la suite quatre technologies de thermomètre en envisageant un pixel répondant aux critères de C_{th} et G_{th} énoncés ci-dessus. Le NEP combiné des sources de bruit intrinsèques au détecteur, $NEP_{détecteur}$, est évalué et comparé au NEP_{ph} .

I.3.b) Etude des performances potentielles des technologies existantes au pas de 5 μm

Nous avons étudié la capacité des différentes technologies de thermomètres à répondre aux performances demandées au pas pixel de 5 μm (i.e. $NEP_{\text{détecteur}} < NEP_{ph}$). Afin de permettre la conception de pixels possédant des facteurs de remplissage importants, nous fixons une limite de dessin de 90 nm, compatible avec les méthodes de lithographie *deep-UV* à 193 nm de longueur d'onde, en utilisant par exemple un stepper ASML PAS5500/1100 (NA=0.75)[29]. Cette étude étant prospective, les caractéristiques des matériaux (sensibilité α_z , niveaux de bruit $S_z(f)$...) sont généralement extraites des mesures publiées dans la littérature à des dimensions (pas pixel, épaisseur...) plus importantes que celle considérées pour l'analyse. Le niveau de bruit d'une électronique de lecture simplifiée, typiquement limitée au transistor d'amplification du signal, est aussi évalué dans la mesure où certains détecteurs possèdent des sensibilités à la température faibles (notamment dans le cas des détecteurs thermoélectriques). Le Tableau I.4 résume finalement les performances estimées au pas de 5 μm pour chaque technologie étudiée ici.

I.3.b.i) Détecteurs mécaniques

➤ Description du thermomètre

Les détecteurs mécaniques (ou micro thermomécaniques) utilisent la différence de coefficient d'expansion thermique (CTE – α_c en ppm/K) entre 2 matériaux (« effet bimorphe » ou « bilame ») comme principe de détection. L'élévation de température se traduit donc par une déflexion mécanique, détectée par divers moyens de transductions (capacitif [30]–[32], optique [33]–[39], piezorésistif [40]). La Figure I.7 résume le principe de fonctionnement de ce type de détecteurs. La déflexion Δz en bout de planche est proportionnelle à l'élévation de température entre la planche et le substrat selon la relation [41] :

$$\Delta z = \frac{3l_b^2}{t_1 + t_2} \left(\frac{\left(1 + \frac{t_1}{t_2}\right)^2}{3\left(1 + \frac{t_1}{t_2}\right)^2 + \left(1 + \frac{t_1 E_1}{t_2 E_2}\right)\left(\frac{t_1^2}{t_2^2} + \frac{t_1 E_1}{t_2 E_2}\right)} \right) (\alpha_{c_1} - \alpha_{c_2}) \Delta T \quad (\text{I.24})$$

Où E_i est le Module d'Young, t_i l'épaisseur, α_{c_i} le CTE des matériaux et l_b la longueur du bras composé du bilame. On utilise généralement un matériau 2 isolant thermique et présentant une faible dilation thermique tandis que le matériau 1 possède un CTE plus élevé.

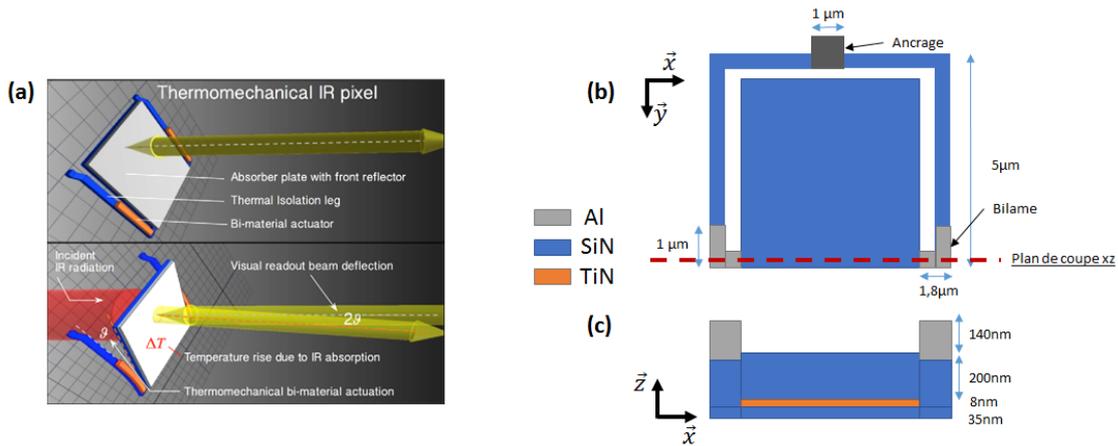


Figure I.7 : (a) Principe de fonctionnement d'un détecteur bimorphe doté d'une lecture optique [42]. (b) Vu de dessus du détecteur envisagé au pas de $5\mu\text{m}$. (c) Coupe dans le plan xz du détecteur envisagé au pas de $5\mu\text{m}$

La sensibilité peut donc être améliorée par la géométrie du pixel. Néanmoins, nous remarquons que la sensibilité à la température $\Delta z/\Delta T$ est proportionnelle à l_b^2 , la longueur du bilame. Or cette longueur de bras va de fait diminuer comme $\sqrt{A_p}$:

$$\frac{\Delta z}{\Delta T} \propto l_b^2 \propto A_p \quad (\text{I.25})$$

La réduction de la surface du pixel est donc, à priori, défavorable à la sensibilité en température du détecteur.

Les réponses typiques de ces détecteurs se situent entre 1 à 50 nm/K ce qui nécessite des moyens de transduction extrêmement efficaces afin de ne pas être limité par le bruit de la méthode de détection de la déflexion, et parvenir à la limite thermique.

Le phénomène de « *pull-in* »³ complexifie l'électronique de lecture de la détection capacitive [42]. De plus, les contraintes résiduelles de ces structures sont importantes, notamment du fait de l'effet bilame, ce qui a pour conséquence une diminution de la capacité statique lors de la libération des structures [42]. De fait, la détection capacitive ne devient efficace que lorsque l'imageur est refroidi, souvent par un régulateur thermique, qui augmente considérablement la consommation du circuit. Enfin, le signal capacitif diminue avec le pas pixel A_p . Cette méthode de détection n'est donc probablement pas à même d'atteindre le bruit de phonon au pas de $5\mu\text{m}$.

Finalement, nous n'envisageons pas une détection piézorésistive de la contrainte liée à la déflexion du pixel, car cette dernière provoque un auto-échauffement important du pixel et nécessite l'utilisation de matériaux cristallins, peu favorables à une intégration monolithique des détecteurs.

³ Le phénomène de « *pull-in* » résulte d'un collage de la structure sur l'électrode de lecture, du fait d'une tension de lecture trop importante. Dans ce cas, la force électrostatique devient supérieure à la force de retour mécanique, et le pixel s'effondre sur l'électrode.

Nous observons donc au sein de la littérature une prédominance des méthodes de lecture optique [38], [42]. Au-delà de leur sensibilité, les méthodes optiques permettent notamment de s'affranchir de la nécessité d'un circuit de lecture intégré (ROIC) dédié (la lecture est confiée à un capteur standard, CMOS ou CCD), ce qui diminue considérablement le prix des imageurs.

Nous remarquons enfin que la lecture optique permet souvent une lecture collective des détecteurs, et donc une intégration du signal sur la totalité du temps trame (soit $f_{BW} = 30 \text{ Hz}$) [33], [36], [38], [39]. Ceci permet notamment de limiter le bruit des photodiodes.

Nous nous plaçons dans le cas d'une lecture « 2 cadrans », une méthode empruntée aux techniques de détection optique des microscopes à force atomique (AFM). Elle consiste à observer le signal différentiel de deux photodiodes, sur lesquelles est centré le signal optique réfléchi par le détecteur [34], [43]. Lors du mouvement du détecteur, la position du faisceau sur les photodiodes est modifiée, et un courant différentiel apparaît, proportionnel au flux IR absorbé par le détecteur (Figure I.8.a).

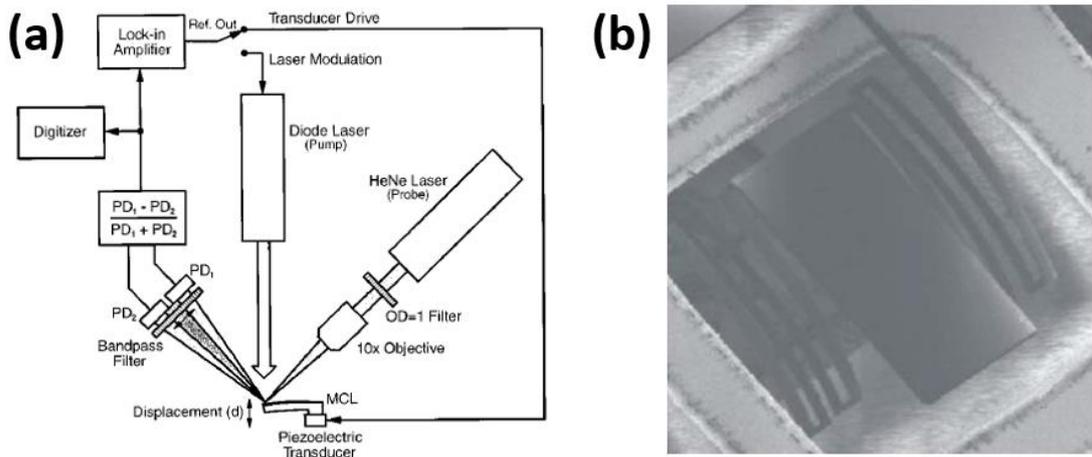


Figure I.8 : (a) Détection de la déflexion du pixel par une lecture 2 cadrans. Le signal différentiel issu de photodiodes est ici proportionnel à la modification de la position du faisceau optique par la déflexion du pixel. (b) Image MEB d'un détecteur thermomécanique utilisant cette méthode de lecture [38], [43].

La sensibilité du courant du photodétecteur en fonction de la déflexion du détecteur est donnée par la relation [41] :

$$\frac{\Delta i}{\Delta z} = \gamma P_l \frac{4L}{W_p d} \quad [A \cdot m^{-1}] \quad (I.26)$$

Où γ correspond à la sensibilité en puissance du photo-détecteur, P_l la puissance du laser, L la distance entre le cantilever et le photodétecteur, W_p la longueur de la membrane et d la taille du spot sur le photodétecteur. Nous remarquons que cette sensibilité s'exprime comme $1/W_p \propto 1/\sqrt{A_p}$.

En combinant les Eq. (I.13) et (I.24), nous pouvons donc exprimer la sensibilité du courant issu des photodiodes en fonction de la puissance optique IR incidente sur le détecteur thermomécanique :

$$\mathfrak{R}_i = \frac{\Delta i \Delta z}{\Delta z \Delta T} \frac{\eta \beta}{G_{th} \sqrt{1 + (\omega \tau_{th})^2}} \quad [A. W_{inc}^{-1}] \quad (I.27)$$

En combinant les Eq. (I.25) et (I.26), nous remarquons que la réponse \mathfrak{R}_i du détecteur diminue comme $\sqrt{A_p}$.

➤ Sources de bruits spécifiques au détecteur

Deux types de bruits limitent principalement la résolution de ce type de détecteur. Tout d'abord, le bruit lié à la transduction électrique du signal mécanique. Celui-ci se caractérise principalement par le bruit de grenaille du courant différentiel issu des deux photodétecteurs [41] :

$$\langle i_s^2 \rangle^{1/2} = \sqrt{2q\gamma \frac{P_l}{2}} \quad [A. Hz^{1/2}] \quad (I.28)$$

Nous remarquons que cette source de bruit est indépendante de la taille du pixel A_p . Les courants générés étant généralement importants, nous négligeons le courant d'obscurité de la diode. Le NEP lié à cette source de bruit peut donc être exprimé comme (voir Eq. (I.14) et (I.28)) :

$$NEP_s = \frac{\sqrt{q\gamma P_l f_{BW}}}{\mathfrak{R}_i(\omega = 0)} \quad [W] \quad (I.29)$$

D'après l'Eq. (I.27), nous remarquons donc que le NEP de cette source se dégrade donc comme $1/\sqrt{A_p}$, non pas du fait de la source de bruit, mais de la sensibilité du détecteur au flux incident.

Le détecteur subit un mouvement stochastique provoqué par le bruit thermomécanique (voir Chapitre IV). Celui-ci se manifeste principalement autour des différentes fréquences de résonance du dispositif. Puisque la détection est ici statique, nous supposons que la fréquence d'intégration du signal f_{BW} est bien inférieure à la fréquence de résonance fondamentale du résonateur. Ainsi, loin de la résonance mécanique du système, le bruit en amplitude rms peut être approximé par la relation [41] :

$$\langle z_s^2 \rangle^{1/2} = \sqrt{\frac{2k_B T f_r}{\pi Q k f_0}} \quad [m] \quad (I.30)$$

Où Q représente le facteur de qualité du mode fondamental à la fréquence f_0 et k la rigidité du résonateur. Le NEP de cette source de bruit est alors (voir Eq. (I.14) et (I.30)) :

$$NEP_{thermo} = \frac{\langle z_s^2 \rangle^{1/2} \frac{\Delta i}{\Delta Z}}{\Re_i(\omega = 0)} \quad [W] \quad (I.31)$$

Nous supposons un facteur de qualité indépendant de la surface A_p . Nous remarquons alors que la variation de NEP_{thermo} est de l'ordre de $\sqrt{A_p}$. En effet, le mode fondamental est sans doute un mode de flexion. Dans ce cas, la rigidité varie comme l'inverse de la longueur du bras de flexion au cube, soit $k \propto A_p^{-3/2}$. Ainsi $f_0 = \sqrt{k/m} \propto A_p^{-5/4}$ car $m \propto A_p$. Ainsi, nous déduisons que $\langle z_s^2 \rangle^{1/2} \propto A_p^{11/8}$. Or, d'après l'Eq. (I.25), $(\Delta i/\Delta T)/\Re_i = \Delta z/\Delta T \propto A_p$. Finalement, nous déduisons donc que $NEP_{thermo} \propto A_p^{3/8} \sim \sqrt{A_p}$.

➤ Performances au pas de 5 μm

Les Eq. (I.29) et (I.31) nous permettent d'évaluer les performances d'un tel détecteur au pas de 5 μm . Afin de répondre aux caractéristiques géométriques du détecteur (C_{th} et G_{th}), le capteur présenté sur la Figure I.7.b a été imaginé. Une épaisseur de 8 nm de TiN est utilisée comme absorbeur sur la planche. Une couche de SiN ($\alpha_{c_2} = 3,3 \text{ pm}/^\circ\text{C}$) de 200 nm est utilisée sur la planche ainsi que sur le bras bilame comme matériau à faible expansion thermique. Une couche de 140 nm d'aluminium ($\text{Al} - \alpha_{c_1} = 24 \text{ pm}/^\circ\text{C}$) recouvre sur une longueur $l_b = 1 \mu\text{m}$ le bras d'isolation thermique, permettant l'effet bilame. Le reste du bras (entre le bilame et l'ancrage mécanique du pixel) se compose d'une couche de 35 nm de SiN d'une longueur de 6 μm . La largeur de bras envisagée afin d'obtenir la conductance thermique désirée, est de 90 nm pour des bras en forme de L (i.e. colinéaires à 2 côtés de la planche). Dans cette configuration, nous obtenons un facteur de remplissage $\beta = 0,86$. Nous supposons une absorption $\eta = 0,8$.

L'application numérique donne une sensibilité en température $\Delta z/\Delta T = 40 \text{ pm} \cdot \text{K}^{-1}$. Nous avons vérifié l'effet bilame en simulant l'effet du tenseur de contrainte thermique sur la déformation de la structure grâce à une simulation par éléments finis (FEM) sous COMSOL (Figure I.9). Nous obtenons bien une déflexion hors du plan. De même, nous avons utilisé ce modèle afin d'obtenir la rigidité de la structure et la fréquence de résonance du mode fondamental (nous supposons que les demi-bras reliés à l'ancrage sont parfaitement rigides). L'étude montre un mode fondamental situé à $f_0 = 72 \text{ kHz}$ (Figure I.9.b), fréquence bien supérieure à la ENBW considérée pour cette application ($f_{BW} = 30 \text{ Hz}$), et justifie donc l'expression utilisée pour le NEP_{thermo} . Une rigidité en flexion $k = 0,00125 \text{ N} \cdot \text{m}^{-1}$ est extraite de cette fréquence de résonance.

Ces simulations nous permettent d'estimer la contribution du bruit thermomécanique au NEP du détecteur à l'aide de l'Eq. (I.31). Nous estimons le facteur de qualité Q du mode de vibration fondamental à 2000, notamment sur la base de résonateurs aux dimensions similaires [44]. Un bruit d'amplitude rms $\langle z_s^2 \rangle^{1/2} = 0,66 \text{ pm}$ est estimé, soit un NEP_{thermo} de **38 pW** ($NETD=2,3 \text{ K}$).

Nous estimons à présent la contribution du bruit de la détection optique. Pour une longueur du cantilever $W_p = 4,7 \mu m$, nous estimons la sensibilité du détecteur à $\Delta i/\Delta z = 304 \text{ nA} \cdot \text{nm}^{-1}$. Le bruit rms en courant, pour $f_{BW} = 30 \text{ Hz}$, est de $i_s = 17 \text{ pA}$, en utilisant [41] : $\gamma = 0,6 \text{ A/W}$, $P_l = 100 \mu W$, $d = 2,5 \text{ mm}$, $L = 15 \text{ mm}$. Finalement, un NEP_s de $3,2 \text{ pW}$ est estimé, soit un $NETD_s$ de 190 mK .

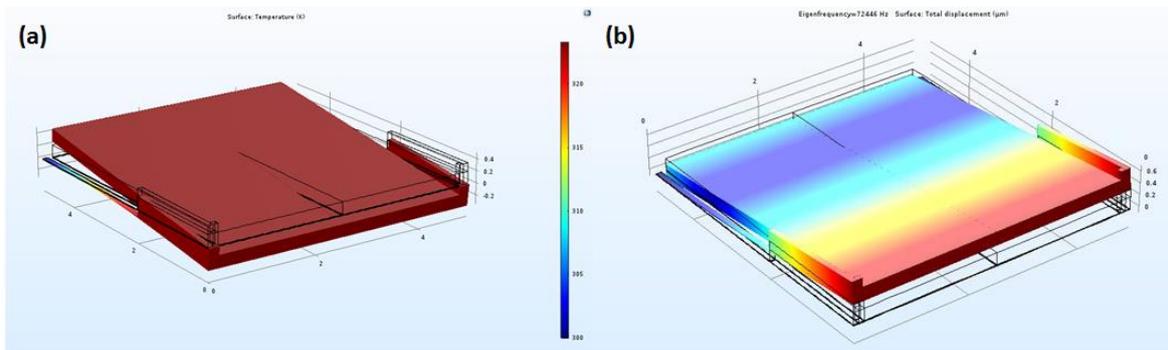


Figure I.9 : (a) Etude statique de la déformation due au tenseur de contraintes thermiques. (b) Simulation FEM du premier mode de résonance du capteur ($f_0 = 72 \text{ kHz}$). Nous supposons que les demi-bras reliés à l’ancrage sont parfaitement rigides.

A l’évidence, le bruit thermomécanique limite donc les performances des détecteurs mécaniques au pas de $5 \mu m$, et ceci malgré une dépendance du NEP comme $\sqrt{A_p}$. Une amélioration de la réponse du détecteur $\Delta z/\Delta T$ permettrait d’améliorer les performances de ce type de détecteurs. Néanmoins, nous remarquons en observant l’Eq. (I.24) que peu de leviers semblent disponibles afin d’obtenir un gain d’au moins un ordre de grandeur sur cette sensibilité en température.

➤ Conclusion

Cette technologie ne semble donc pas capable de répondre aux performances demandées par la filière IR non refroidi au pas de $5 \mu m$. Afin de diminuer la contribution du bruit thermomécanique, il serait donc souhaitable d’augmenter la fréquence de résonance et la raideur de la structure, ce qui semble compliqué au vu des contraintes de dessin (notamment l’isolation thermique). De plus, un des principaux écueils au développement industriel de détecteurs IR micromécaniques a été la variabilité inhérente à la libération d’une structure bilame. Cette technologie a donc été peu à peu abandonnée des acteurs du marché [42].

1.3.b.ii) Détecteurs thermoélectriques

➤ Description du thermomètre

Les détecteurs thermoélectriques sont basés sur l’effet Seebeck (inverse de l’effet Peltier). Si 2 métaux ou semi-conducteurs (SC) de nature différente sont connectés en 2 points, l’un à la température T et l’autre à la température $T + \Delta T$, une différence de potentiel $\Delta V = \alpha_S \Delta T$ apparaît alors entre les 2 matériaux aux bornes de la 2nd jonction. Le coefficient Seebeck α_S (généralement de l’ordre du $\mu V/K$) d’un matériau est mesuré à partir d’un échantillon de

référence, et sa valeur est donnée en relatif par rapport au métal de référence, le Hafnium. Les coefficients Seebeck des semi-conducteurs étant généralement plus importants que ceux des métaux, on retrouve souvent des jonctions composées de SC de type N et P [45]. Afin d'augmenter la sensibilité des détecteurs thermoélectriques, en raison de la faible sensibilité d'une jonction, il est nécessaire de connecter en série plusieurs jonctions, ce qui a pour effet d'augmenter la conductance thermique entre le détecteur et son environnement. Un schéma de fonctionnement d'un détecteur thermoélectrique présentant des jonctions en série est présenté sur la Figure I.10.a.

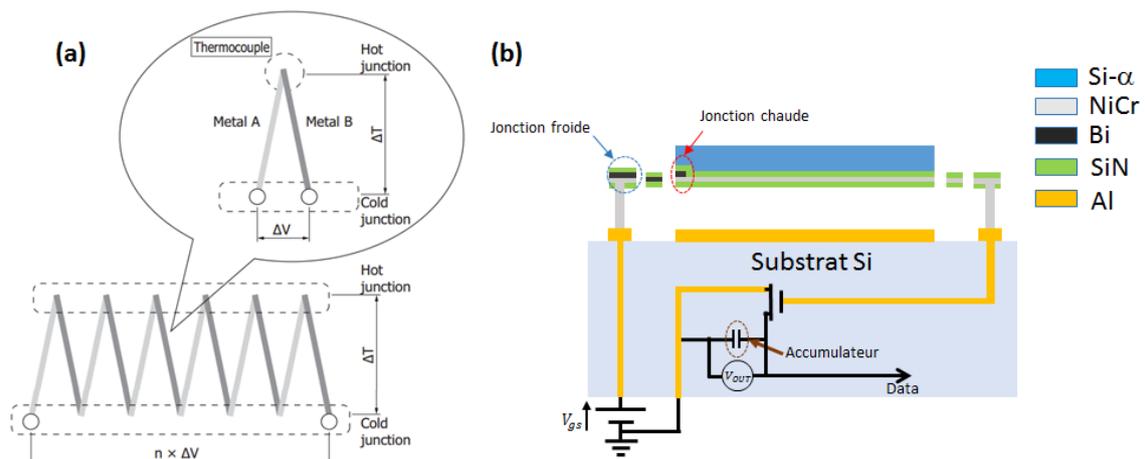


Figure I.10 : (a) Schéma de fonctionnement d'un détecteur thermoélectrique. La multiplication des jonctions en série augmente la sensibilité en température du détecteur mais dégrade l'isolation thermique⁴. (b) Schéma du design envisagé au pas de 5 μm . Une seule jonction est envisagée afin d'obtenir la conductance thermique G_{th} désirée. Une méthode de lecture envisagée est l'amplification des fluctuations de tension aux bornes de la jonction (et donc de la tension entre la source et la grille par un transistor fonctionnement en saturation. La charge de la capacité dépend donc de la température.[45, p. 12]

L'apparition d'une différence de potentiel dans les SC est décrite par la statistique de Maxwell-Boltzmann qui permet d'évaluer la répartition de la densité de porteurs de charges en fonction de l'énergie. La densité de porteurs augmente exponentiellement avec la température, ce qui provoque une diffusion des électrons de la partie chaude vers la partie froide [45]. Comme dans une jonction PN, un champ électrique apparaît donc pour compenser le courant de diffusion. On observe expérimentalement que le coefficient Seebeck diminue avec la concentration de porteurs de charges. Cependant, des dopages trop faibles impliquent une résistance élevée, et donc un bruit Johnson important.

Dans les métaux, l'effet Seebeck s'explique par une redistribution spatiale des charges dans le matériau due à leur différence d'agitation thermique. Les porteurs de charges sont donc plus denses dans la partie chaude que dans la partie froide, ce qui se traduit par une différence de potentiel aux bornes du métal.

⁴ https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/e07_handbook_Thermal_detectors.pdf

La sensibilité d'un détecteur thermoélectrique est donc donnée par l'expression (voir Eq. (I.13)) :

$$\mathfrak{R}_V = \frac{\eta\beta\alpha_S}{G_{th}\sqrt{1 + (\omega\tau_{th})^2}} \quad [V \cdot W_{inc}^{-1}] \quad (I.32)$$

Contrairement au détecteur thermomécanique, nous remarquons que la sensibilité α_S de ce type de détecteur est indépendante de la surface A_p . De plus, le détecteur fournit un signal sans la nécessité de tension d'excitation. Enfin, les fluctuations de température du substrat ne perturbent pas le fonctionnement des détecteurs thermoélectriques, puisque le signal est proportionnel à la différence de température entre le détecteur et le substrat, contrairement aux autres technologies de détecteurs thermiques, sensibles à la température absolue du capteur.

➤ Sources de bruits spécifiques au détecteur

Les détecteurs thermoélectriques sont principalement affectés par le bruit Johnson de leur résistance R_d , dominée par la résistance électrique des bras. Le NEP de cette source de bruit est donnée par (voir Eq. (I.14) et (I.32)) :

$$NEP_J = \frac{\sqrt{4k_B T R_d f_{BW}}}{\mathfrak{R}_V(\omega = 0)} \quad [W] \quad (I.33)$$

Nous remarquons que cette expression nous permet d'ores et déjà de relever une contradiction des détecteurs thermoélectriques. Supposons une réduction de la conductance thermique G_{th} comme A_p . Cette règle permet de réduire le pas pixel en conservant un échauffement solaire constant (voir Eq. (I.15)). La constante de temps thermique est ainsi préservée à épaisseur constante de la membrane. Or, la résistance électrique R_d varie comme l'inverse de la conductance thermique G_{th} . Ainsi, nous constatons que $NEP_J \propto \sqrt{R_d} \propto 1/\sqrt{A_p}$. La contribution de cette source de bruit va donc augmenter avec la réduction de A_p . Il est donc nécessaire d'augmenter la sensibilité α_S comme $\sqrt{A_p}$. Or, cette augmentation nécessite l'ajout de thermocouples en série, ce qui augmente G_{th} , en contradiction avec la réduction d'un facteur A_p de l'hypothèse initiale. Nous percevons donc ici les limites de réduction des échelles d'un détecteur thermoélectrique limité par le bruit Johnson.

A l'évidence, l'isolation thermique requise au pas de $5 \mu m$ ne permet pas d'utiliser plusieurs thermocouples en série. Ainsi, nous anticipons une réponse \mathfrak{R}_V extrêmement faible. Il nous faut donc considérer le bruit de l'électronique de lecture. Nous prenons ici une architecture simple, où la tension aux bornes de la thermopile est amplifiée par un transistor en inversion faible ($i_{DS} = 1 nA$), afin de limiter la consommation de l'électronique. Nous considérons le bruit de grenaille du canal :

$$NEP_S = \frac{\sqrt{2q i_{DS} f_{BW}}}{g_m \mathfrak{R}_V(\omega = 0)} \quad [W] \quad (I.34)$$

Où g_m représente la transconductance du transistor. En régime de faible inversion, la transconductance peut s'exprimer par $g_m = (q/n)i_{DS}/k_B T$, où $n = 1,5$ dans le cas d'un transistor FDSOI [46]. Nous avons donc dans ce cas $g_m = 26 \text{ nS}$.

➤ Performances au pas de 5 μm

Nous avons estimé les performances d'une thermopile au pas de 5 μm pour une lecture dans le pixel – i.e. $f_{BW} = 30 \text{ Hz}$. La principale source de bruit provient donc du bruit Johnson de la résistance R_d des 2 métaux créés pour les bras d'isolation thermique. Un compromis est donc à trouver entre le coefficient Seebeck du matériau, sa résistivité et sa conductivité thermique [47].

Tenant compte de la nécessité d'un capteur léger, une couche semi-transparente de 4 nm de NiCr est envisagée pour l'absorption du rayonnement IR ainsi que comme matériau thermoélectrique. Le Bismuth apparaît comme un matériau intéressant pour réaliser la thermopile (4 nm d'épaisseur aussi). La contrainte d'une faible conductance thermique exige l'utilisation d'un seul thermocouple. Ces deux métaux sont encapsulés par deux couches de SiN de 5 nm.

La jonction thermique froide est réalisée au niveau d'un clou de suspension semblable à celui utilisé par exemple pour les bolomètres résistifs (voir Chapitre III) tandis que la jonction chaude est réalisée à la jonction du bras et de la planche (Figure I.10.b). Une couche de silicium amorphe de 360 nm permet d'obtenir la capacité thermique désirée. La largeur de bras envisagée afin d'obtenir la conductance thermique désirée, est de 130 nm pour des bras en forme de L (i.e. colinéaires à 2 côtés de la planche), donc d'une longueur de 10 μm . Dans cette configuration, nous obtenons un facteur de remplissage $\beta = 0,86$. Les paramètres utilisés pour la simulation des performances du détecteur sont résumés dans le Tableau I.1.

Tableau I.1 : Paramètres matériaux utilisés pour la simulation des performances du détecteur thermoélectrique au pas de 5 μm . Les performances des semi-métaux sont issus des travaux du Dr. Escriba [47].

Matériau	κ_{th} (W/m/K)	c_v (J/cm ³ /K)	ρ ($\mu\Omega\cdot\text{cm}$)	α_S ($\mu\text{V/K}$)
SiN	1,5	2,5	-	-
Si- α	-	1,5	-	-
NiCr	13,4	3,8	108	27
Bi	8,1	1,1	1,1	-72,8

Une seule thermopile étant présente, nous obtenons à partir de l'Eq. (I.32) une réponse $\mathfrak{R}_V = 4300 \text{ V} \cdot \text{W}_{inc}^{-1}$. La résistance des 2 bras R_d est estimée à 20 k Ω . Nous en déduisons un NEP_J , à partir de l'Eq. (I.33), de 2,3 pW, soit un $NETD_J$ de 140 mK.

Nous estimons à présent la contribution du bruit de grenaille du transistor d'amplification NEP_s . D'après l'Eq. (I.34), nous calculons un NEP_s de **88 pW** la contribution de cette source de bruit, soit $NETD_s = 5.3 K$.

A l'évidence, cette source de bruit limite les performances des détecteurs thermoélectriques. La sensibilité du détecteur nécessite donc d'être améliorée. Or, nous avons soulevé précédemment l'impossibilité d'augmenter la sensibilité de la réponse, incompatible avec les isolations thermiques requises au pas de $5 \mu m$ ($R_{th} \sim 600 MK/W$). Il semble donc que ces détecteurs présentent une impasse à une réduction des échelles.

➤ Conclusion

En pratique, nous constatons donc que l'ajout de thermopiles en série est privilégié, afin d'augmenter la réponse du détecteur. En conséquence, nous observons une isolation thermique dégradée et ceci explique notamment le fait que la plupart des détecteurs parviennent rarement à des pas pixels inférieurs à $100 \mu m$ [48], [49] – même si nous relevons de récents travaux au pas de $20 \mu m$ [50]. Cette technologie reste donc en retrait pour des applications nécessitant des formats importants (type QVGA – 320×240 pixels) et n'est à l'évidence pas susceptible de fournir les performances requises au pas de $5 \mu m$.

1.3.b.iii) Détecteurs pyroélectriques

➤ Description du thermomètre

Parmi les 32 classes cristallographiques possibles, 21 systèmes présentent des propriétés piézoélectriques : une contrainte appliquée au matériau diélectrique provoque un déplacement des barycentres des charges au sein de la structure et crée ainsi un dipôle électrique. Parmi ceux-ci, 10 systèmes présentent des propriétés pyroélectriques, où le vecteur polarisation P (induit ou rémanent) dépend de la température T . En d'autres termes, une quantité de charges surfacique $Q_s = p\Delta T$ apparaît aux bornes du matériau lorsque celui s'échauffe, où p est nommé coefficient pyroélectrique. Ces charges sont rapidement compensées par des mouvements de charges internes au matériau en l'absence de variation de température. Ce type de détecteur nécessite donc un obturateur mécanique afin d'être sensible à des scènes fixes.

La classe pyroélectrique contient les matériaux ferroélectriques, qui possèdent une polarisation rémanente pouvant être renversée à l'aide d'un champ électrique (diagramme d'hystérésis pour le déplacement électrique D en fonction du champ électrique appliqué E). On travaille généralement avec des matériaux ferroélectriques car on constate expérimentalement qu'ils possèdent le plus grand coefficient pyroélectrique (et souvent piézoélectrique aussi). Nous présentons quelques caractéristiques permettant de comprendre le fonctionnement d'un détecteur pyroélectrique ainsi que les phénomènes limitant les performances de ces détecteurs [51].

Pour cela, nous introduisons l'enthalpie libre G du matériau, reliée à l'enthalpie H et l'entropie S par la relation $G = H - TS$. Selon la théorie de Landau-Devonshire, cette énergie peut s'exprimer au voisinage de la température de transition T_0 du matériau sous la forme d'un développement de Taylor à l'ordre 6 [52] (pour un matériau libre de toutes contraintes) :

$$G = \frac{1}{2}aD^2 + \frac{1}{4}bD^4 + \frac{1}{6}cD^6 \quad (\text{I.35})$$

De cette équation, nous déduisons les états autorisés du cristal pour un champ donné E , et donc l'équation d'état du matériau :

$$\left(\frac{\partial G}{\partial D}\right)_{T,E} = E \Leftrightarrow E = aD + bD^3 + cD^5 \quad (\text{I.36})$$

Nous observons donc que, pour une valeur de E , plusieurs valeurs de D sont possibles. La théorie de Landau-Devonshire fait l'hypothèse que $a = a_0(T - T_0)$ et que les autres paramètres sont indépendants de la température. T_0 est proche de la température de Curie T_C , où le matériau passe d'un état ferromagnétique à un état paramagnétique.

Selon les valeurs prises par les constantes (a et b), le matériau ferroélectrique présentera une transition du 1^{er} ou 2nd ordre aux abords de la température de Curie T_C (Figure I.11.a). L'application d'un champ électrique modifie cette caractéristique selon la courbe présentée sur la Figure I.11.b dans le cas d'une transition du 2nd ordre.

Le déplacement électrique au sein d'un matériau diélectrique s'exprime par la relation :

$$D = \varepsilon_0 E + P = \varepsilon_r \varepsilon_0 E \quad (\text{I.37})$$

Où ε_0 représente la permittivité du vide, ε_r la permittivité relative du matériau et P la polarisation du matériau. En observant la relation (I.36), nous notons que la relation linéaire entre E et D est donnée par le coefficient a . Ainsi, $1/\varepsilon_r \varepsilon_0 = a_0(T - T_0)$.

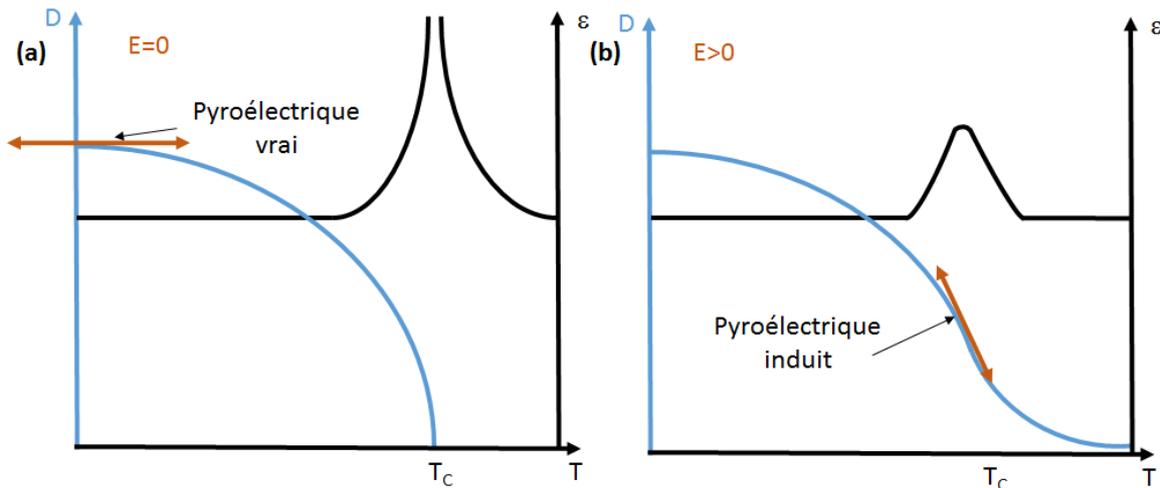


Figure I.11 : Déplacement électrique D (courbe bleue) et constante diélectrique ε en fonction de la température pour une transition du second ordre ($b > 0$ et c négligeable) en fonction de la présence d'un champ externe E (figure b) ou non (figure a). (adapté de Hanson *et al*) [51].

Au sein des matériaux ferroélectriques, le terme lié à la polarisation P domine, soit $D \sim P$. Le matériau étant cristallin, cette relation est tensorielle. Le déplacement électrique qui nous intéresse dans notre application se situe perpendiculaire au plan du détecteur, selon l'axe z . En notant par l'indice 3 la composante du tenseur selon cet axe, nous considérons un développement au premier ordre de la polarisation P_3 avec le champ électrique E_3 . La dépendance du déplacement électrique D_3 avec la température s'exprime donc par [53] :

$$\left(\frac{\partial D_3}{\partial T}\right)_E = \left(\frac{\partial P_3}{\partial T}\right)_E \sim \left(\frac{\partial P_{r_3}}{\partial T}\right)_E + \left(\frac{\partial \varepsilon_r}{\partial T}\right)_E \varepsilon_0 E_3 \quad (\text{I.38})$$

Le premier terme de cette expression est appelé coefficient pyroélectrique vrai et est noté $p = \left(\frac{\partial P_{r_3}}{\partial T}\right)_E$. La polarisation spontanée du matériau P_s peut être obtenue à partir de l'Eq. (I.36), pour $E = 0$ (dans ce cas $D = P$). A partir des équations précédentes, nous pouvons trouver une relation générale entre le coefficient pyroélectrique vrai p et polarisation spontanée P_s :

$$p = -a_0 \varepsilon_r \varepsilon_0 P_s \quad (\text{I.39})$$

Ainsi, les coefficients pyroélectriques importants sont généralement dans les matériaux possédant une polarisation et un coefficient a_0 important.

Un détecteur pyroélectrique peut fonctionner selon deux modes :

- Si aucun champ électrique n'est appliqué, le coefficient pyroélectrique vrai dominera dans l'Eq. (I.38). La réponse du détecteur est alors optimale dans une zone éloignée de la transition de phase (Figure I.11.a).
- Une seconde méthode consiste à utiliser le pic du coefficient pyroélectrique autour de la température de transition T_0 . Un champ électrique externe doit être appliqué afin d'obtenir une polarisation moyenne non nulle (du fait des fluctuations de température). On parle de pyroélectrique induit (Figure I.11.b). Cette seconde méthode augmente la sensibilité du détecteur mais nécessite notamment une stabilisation en température des détecteurs.

Dans le 1^{er} cas, on remarque que l'effet pyroélectrique est perdu au-delà de T_C , ce qui amène à choisir des matériaux présentant des transitions en dehors des températures de fonctionnement du détecteur ($\sim 0-100^\circ\text{C}$). Dans le second cas, on utilise idéalement des matériaux possédant des transitions de phase autour de la température ambiante. Le bénéfice en terme de signal à bruit est significatif avec les détecteurs à transition de phase du 1^{er} ordre [54] mais moins évident pour les matériaux à transition de phase du 2nd ordre, où l'augmentation de ε sous T_C a pour effet d'augmenter les pertes diélectriques, et donc le bruit de Johnson [53]. La plupart des détecteurs pyroélectriques pour l'imagerie IR se focalisent aujourd'hui sur la première méthode [8].

L'intérêt suscité par les détecteurs pyroélectriques vient notamment du fait de la grande variété de matériaux pouvant être synthétisés (organiques ou minéraux notamment), permettant de

modifier la constante pyroélectrique p mais aussi la température T_C . Une comparaison des principaux matériaux utilisés pour la détection IR a été dressée par P. Muralt [53]. A partir des caractéristiques de films fins de cette étude, nous évaluons ici les performances d'un capteur pyroélectrique au pas de $5 \mu\text{m}$.

Nous faisons l'hypothèse d'un matériau pyroélectrique occupant toute la surface d'absorption, soit la surface βA_p . En reprenant les notations du paragraphe précédent, une charge $Q_s = p\beta A_p \Delta T$ apparaît donc aux bornes du diélectrique lors d'une élévation de température ΔT . Un courant I apparaît donc en fonction de l'élévation de température :

$$I = \frac{dQ_s}{dt} = \frac{dQ_s}{d(\Delta T)} \frac{d(\Delta T)}{dt} = p\beta A_p \frac{d(\Delta T)}{dt} \quad [A] \quad (I.40)$$

La sensibilité en courant du détecteur peut donc être calculée en dérivant la réponse thermique harmonique $\Delta T(\omega)$ (voir Eq. (I.12)):

$$\mathfrak{R}_I = \eta\beta \frac{p\beta A_p \omega}{G_{th} \sqrt{1 + (\omega\tau_{th})^2}} \quad [A \cdot W_{inc}^{-1}] \quad (I.41)$$

On peut remarquer que la réponse en courant suit d'une part celle d'un filtre passe-bas de constante de temps τ_{th} (réponse thermique du détecteur) et celle d'un intégrateur caractéristique des détecteurs pyroélectriques. C'est pourquoi un obturateur mécanique est nécessaire afin d'être sensible à des scènes fixes.

La détection peut s'effectuer soit en courant, soit en tension. Un schéma typique de détection pour chacun des deux modes de détection est présenté sur la Figure I.12.a/b. Nous notons C_{py} la capacité du détecteur pyroélectrique, en parallèle avec une résistance de fuite $R_L = 1/(C_{py}\omega \tan(\delta))$, représentant les pertes diélectriques. Nous prenons aussi en compte la résistance de conduction R_C , pouvant être non négligeable au sein de films fins de diélectrique. Dans le cas d'une lecture en tension, une résistance R_G inférieure aux autres résistances parallèles (de l'ordre de $10 G\Omega$) est souvent ajoutée en parallèle du capteur afin de maîtriser la conversion du courant en tension. Enfin, la résistance R_A et la capacité C_a d'entrée de l'amplificateur s'ajoute aussi en parallèle de ces éléments. En général, $C_{py} \gg C_a$, mais ce n'est pas forcément le cas au pas de $5 \mu\text{m}$, où la capacité électrique du détecteur C_{py} est faible.

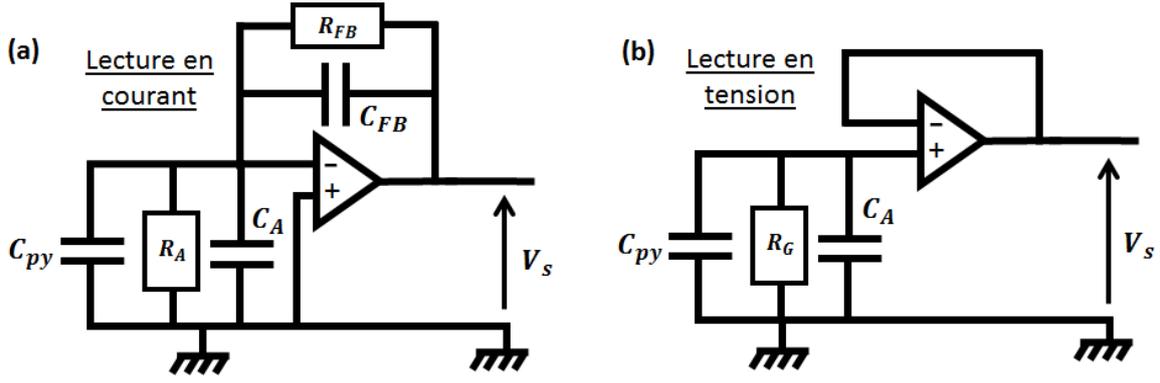


Figure I.12 : (a) Schéma de détection typique pour une lecture en courant. (b) Schéma de détection typique pour une lecture en tension. Nous supposons dans ce schéma que $R_c \gg R_L \gg R_A$ et $R_c \gg R_L \gg R_G$.

Nous pouvons donc définir une expression commune pour la réponse du détecteur qu'il soit lu en courant ou en tension, sous la forme :

$$\mathfrak{R}_V = \eta\beta \frac{p\beta A_p \omega R}{G_{th} \sqrt{1 + (\omega\tau_{th})^2} \sqrt{1 + (\omega\tau_{el})^2}} \quad [V \cdot W_{inc}^{-1}] \quad (I.42)$$

Où $\tau_{el} = R_{FB}C_{FB}$ dans le cas d'une détection en courant et $\tau_{el} = R_G(C_A + C_{py}) = R_G C_{eq}$ dans le cas d'une détection en tension. De même, $R = R_{FB}$ dans le cas d'une détection en courant et $R = R_G$ dans le cas d'une détection en tension.

Bien souvent, pour une lecture en tension, les éléments du circuit sont choisis de sorte à ce que $\tau_{el} \sim 1$ s. Ainsi pour une fréquence de lecture à 30 Hz, nous avons $(\omega\tau_{el})^2 \gg 1$. Dans le cas d'une lecture en tension, l'expression précédente peut alors se simplifier dans le cas habituel où $C_{eq} \sim C_{py}$ (avec t_{th} l'épaisseur du film pyroélectrique) :

$$\mathfrak{R}_V = \eta\beta \frac{p\beta t_{th}}{\epsilon_r \epsilon_0 G_{th} \sqrt{1 + (\omega\tau_{th})^2}} \quad [V \cdot W_{inc}^{-1}] \quad (I.43)$$

La réponse du détecteur est donc indépendante de la surface A_p pour une lecture en tension (dans l'hypothèse $C_{py} \gg C_A$). On peut aisément démontrer un résultat similaire pour la lecture en courant.

➤ Sources de bruits spécifiques au détecteur

Nous considérons uniquement ici la contribution liée aux bruits Johnson de la résistance de fuite du diélectrique R_L et de la résistance de lecture R . Cette source de bruit va générer des fluctuations du signal de sortie qui s'exprime par :

$$\langle V_J^2 \rangle^{1/2} = \left(\frac{1}{2\pi} \int_{2\pi f_{inf}}^{2\pi f_{BW}} 4k_B T \left(\frac{1}{R} + \omega C_{py} \tan(\delta) \right) \frac{R^2}{1 + (\omega\tau_{el})^2} d\omega \right)^{1/2} [V] \quad (I.44)$$

Ainsi, le bruit Johnson est dominé à basse fréquence par les pertes par conduction alors qu'à haute fréquence, les pertes diélectriques dominent. Le NEP lié à cette source de bruit est finalement donné par l'expression :

$$NEP_J = \frac{\langle V_J^2 \rangle^{1/2}}{\Re_V(\omega = 2\pi f_{BW})} [W] \quad (I.45)$$

➤ Performances au pas de 5 μm

Nous nous intéressons à présent aux performances d'un pixel au pas de 5 μm . Les paramètres utilisés pour cette simulation sont résumés dans le Tableau I.2. Ils sont issus des travaux de Kohli et *al* sur un film d'une épaisseur de 1 μm composé de matériau LiTaO_3 [55]

Une électrode de TiN est envisagée pour l'absorption et comme première électrode, tandis qu'une électrode transparente à l'infrarouge peut être utilisée pour récupérer les charges sur la seconde face du pyroélectrique. Deux couches de 10 nm de SiN sont envisagées afin de protéger les électrodes. Une épaisseur de film de matériau thermomètre (LiTaO_3) de 174 nm est déterminée afin d'obtenir une capacité thermique $C_{th} = 13 \text{ pJ/K}$. La largeur de bras envisagée permettant d'obtenir l'isolation thermique désirée est de 115 nm pour des bras en forme de L (i.e. colinéaires à 2 côtés de la planche), donc d'une longueur de 10 μm . Dans cette configuration, nous obtenons un facteur de remplissage $\beta = 0,86$. La capacité C_{py} formée par le film de diélectrique est seulement de 0,3 pF, tandis que la résistance R_L est de l'ordre de $2 \cdot 10^3 \text{ G}\Omega$. La résistance parallèle de conduction est de $R_c = 8,4 \cdot 10^3 \text{ G}\Omega$.

Tableau I.2 : 1^{ère} colonne : paramètres mesurés sur une couche de LiTaO_3 d'une épaisseur de 1 μm [55].
2nd colonne : calculs des caractéristiques du film pyroélectrique pour un détecteur au pas de 5 μm .

Coefficient pyroélectrique	$p = 500 \text{ }\mu\text{C.m}^{-2}\text{K}^{-1}$	→ Epaisseur pyroélectrique	$t_{th} = 174 \text{ nm}$
Constante diélectrique	$\epsilon_r = 250$	→ Résistance de fuite	$R_L > 10^4 \text{ G}\Omega$
Pertes diélectriques	$\tan \delta = 0,01$	→ Résistance de conduction	$R_C = 8400 \text{ G}\Omega$
Résistivité	$\rho_e = 1,0 \cdot 10^9 \text{ }\Omega\cdot\text{m}$	→ Capacité	$C_{py} = 0,3 \text{ pF}$
Capacité calorifique	$c_v = 3,2 \text{ MJ.K}^{-1}\text{m}^{-3}$		

Nous remarquons donc que la capacité du film est extrêmement faible. L'hypothèse $C_{py} \ll C_A$ n'est plus forcément respectée. En effet, prenons pour exemple l'utilisation d'un amplificateur opérationnel (AOP) ADA4817 de *Analog Devices* [56]. Celui-ci possède une résistance et une

capacité d'entrée (transistor JFET) $R_A = 500 \text{ G}\Omega$ et $C_A = 1,3 \text{ pF}$. Afin de contrôler les tensions générées en sortie de l'AOP, nous prenons l'hypothèse de l'ajout d'une résistance de lecture $R_G = 10 \text{ G}\Omega$ pour la lecture en tension. Pour une lecture en courant, nous prenons l'hypothèse $R_{FB} = 10 \text{ G}\Omega$ et $C_{FB} = 1 \text{ pF}$.

Les réponses pour les 2 types de lectures sont calculées en fonction de la fréquence optique (Figure I.13.a). Nous remarquons que les réponses dans les deux modes de lecture sont proches. En effet, un temps de réponse électrique $\tau_{el} = 16 \text{ ms}$ est calculé pour une lecture en tension et $\tau_{el} = 10 \text{ ms}$ pour une lecture en courant. Ceci est notamment dû à la faible capacité du détecteur pyroélectrique C_p . Les réponses obtenues sont typiquement de l'ordre des grandeurs des réponses obtenues au sein de la littérature pour des détecteurs pyroélectriques [53].

La contribution au NEP du bruit Johnson pour chaque mode de lecture est obtenue en intégrant numériquement l'Eq. (I.44), en supposant une fréquence basse d'intégration $f_{inf} = 1 \text{ Hz}$. Nous avons tracé NEP_J en fonction de la ENBW $f_{BW} - f_{inf} = f_{BW}$ sur la Figure I.13.b. Nous remarquons que la lecture en courant est, dans le cas présenté ici, plus performante. De plus, une intégration du signal dans le pixel ($f_{BW} = 30 \text{ Hz}$) favorise le NEP_J . Dans ce cas, et pour une lecture en tension, nous obtenons $NEP_J = 76 \text{ pW}$, soit un $NETD_J = 4,6 \text{ K}$. Ainsi, cette technologie ne permet pas non plus, à priori, d'atteindre les performances espérées au pas de $5 \mu\text{m}$.

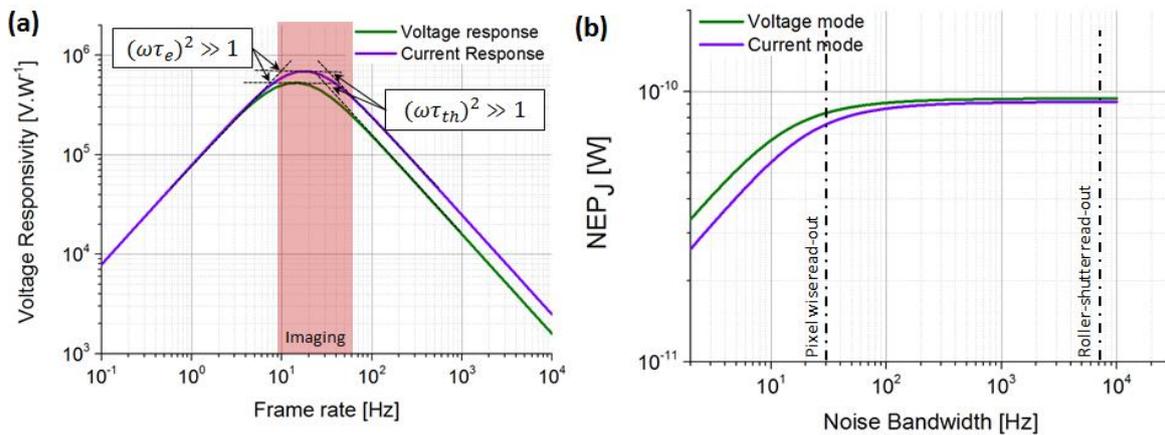


Figure I.13 : (a) Comparaison des réponses pour une lecture (a) en courant et en tension en fonction de la fréquence optique. Les fréquences de coupure associés au comportement intégrateur et passe-bas du détecteur sont indiquées. (b) Comparaison de la contribution au NEP du bruit Johnson pour une lecture en courant ou en tension en fonction de la ENBW f_{BW} . Nous supposons $f_{inf} = 1 \text{ Hz}$. Les bandes passantes de lecture utilisées pour une lecture dans le pixel et en pied de colonne sont mises en évidence.

➤ Conclusion

Les matériaux ferroélectriques (et donc pyroélectriques) font l'objet de nombreuses recherches, notamment pour leur utilisation dans les mémoires. Ainsi, des progrès considérables ont été effectués pour permettre une intégration monolithique de ces matériaux avec des circuits CMOS en silicium [53]. Malgré ces efforts, l'obtention d'une isolation thermique importante reste compliquée pour cette technologie, ce qui a notamment freiné le développement des détecteurs pyroélectriques ces dernières années, au détriment notamment des bolomètres. De plus, des travaux ont constaté la dégradation du coefficient pyroélectrique en couches minces [53].

En conséquence, les industriels ont peu à peu abandonné leurs développements sur le sujet pour des applications en imageurs à grand format, de sorte que nous constatons rarement la présence de détecteurs pyroélectriques sous un pas pixel de 50 μm .

Néanmoins, les détecteurs pyroélectriques occupent toujours une place prépondérante dans les détecteurs mono-éléments ou pour des matrices petits formats (inférieures à 10×10 éléments) [57]. La Figure I.14 présente 3 types de détecteurs IR utilisant un matériau pyroélectrique.

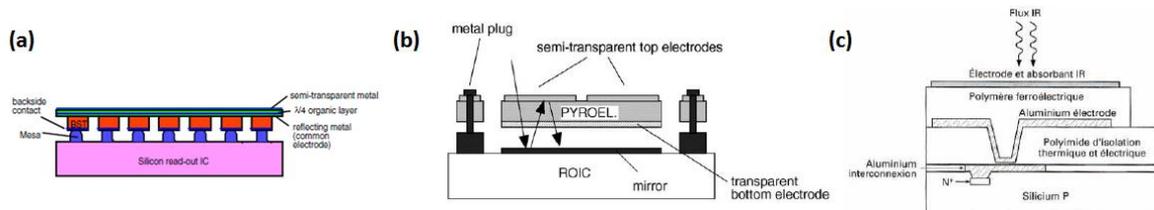


Figure I.14 : (a) Schéma d'une intégration hybride d'une céramique de BaSrTiO₃ (BST) [58]. (b) Schéma d'une intégration monolithique d'une couche de matériau pyroélectrique [53]. (c) Schéma d'un détecteur IR à base de polymère pyroélectrique (intégration above-IC) [59].

Des détecteurs IR à base de polymères pyroélectriques ont aussi été développés [60], [61]. L'avantage affiché de cette technologie est son coût car les dépôts sont effectués par épandage et centrifugation, tandis qu'une couche de polymère isole généralement le matériau du substrat (Figure I.14.c). Cependant, les performances en retrait de ces détecteurs ne permettent pas d'envisager cette technologie pour des applications d'imagerie IR à faible pas pixel mais plutôt pour des applications type capteurs d'empreintes.

Nous traitons en dernier lieu les détecteurs résistifs, communément appelés bolomètres, qui se retrouvent aujourd'hui en quasi-monopole du marché des imageurs IR grand format.

1.3.b.iv) Détecteurs résistifs

➤ Description du thermomètre

Leur fonctionnement repose sur la mesure de la variation de résistance en fonction de la température (Figure I.15.a). Ces détecteurs nécessitent donc une polarisation externe. Les technologies résistives offrent des sensibilités en température (*Temperature Coefficient of Resistivity* - TCR) $\alpha_R = 1/R_{T_0} (dR/dT)_{T_0}$ de 2 à 4 %. K^{-1} . Ces fortes sensibilités, combinées à une compatibilité des matériaux utilisés avec une intégration monolithique sur circuit CMOS,

ont permis le développement de détecteurs présentant des *NETD* sous 50 mK au pas de 17 μm [24], [62]. L'intégration monolithique a notamment permis d'atteindre des isolations thermiques R_{th} de l'ordre de 200 MK/W ($G_{th} = 5.10^{-9} \text{ W/K}$) [21]. On considère généralement que c'est la principale raison du succès actuel des bolomètres sur le marché des imageurs IR grand format.

La sensibilité d'un détecteur bolométrique, pour un courant de polarisation I_b , est donc donnée par l'expression (voir Eq. (I.13)) :

$$\mathfrak{R}_I = \frac{\eta\beta|\alpha_R|I_b}{G_{th}\sqrt{1 + (\omega\tau_{th})^2}} \quad [A.W_{inc}^{-1}] \quad (\text{I.46})$$

Où I_b représente le courant de polarisation. On remarque que la sensibilité augmente avec le courant de polarisation, mais l'énergie thermique dissipée dans la membrane de même. A l'instar des détecteurs thermoélectriques, nous remarquons que cette réponse est indépendante du pas pixel A_p .

L'auto-échauffement lié à la polarisation du bolomètre nécessite une polarisation intermittente selon un rapport cyclique bien ajusté. En effet, ce phénomène peut détruire le dispositif s'il n'est pas maîtrisé. Cette polarisation cyclique permet en outre un multiplexage temporel qui peut être mis à profit pour déporter le CTIA en pied de colonne afin d'intégrer aisément des capacités importantes, afin de limiter la ENBW. En pratique, des temps de polarisation de l'ordre de 70 μs sont utilisés. Nous verrons qu'un temps de polarisation faible permet de débiter un courant de lecture important en limitant l'auto-échauffement. Cette méthode permet notamment de limiter le bruit Johnson même pour des ENBW ($f_{BW} \sim 7 \text{ kHz}$). Une étude plus approfondie du sujet est proposée, par exemple, par Wood [22].

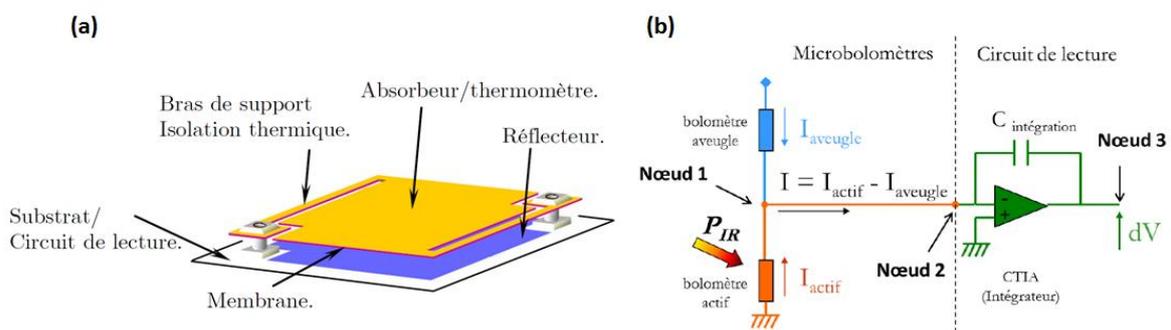


Figure I.15 : (a) Schéma d'un pixel bolométrique. (b) Schéma de détection d'un pixel élémentaire avec une lecture différentielle. Le détecteur aveugle n'étant pas exposé au rayonnement incident et étant thermiquement relié au substrat, le courant le traversant est soustrait au courant du détecteur sensible pour limiter le courant intégré dans la capacité d'intégration au signal utile du détecteur sensible.

Afin de limiter les signaux provenant des changements de température du substrat et de la polarisation du détecteur, une détection différentielle est utilisée, à l'aide d'un bolomètre « aveugle », connecté thermiquement au substrat, et occulté de la scène (Figure I.15.b) [63]. En effet, ces deux effets peuvent provoquer des dérives dans les caractéristiques du signal de sortie et une saturation de l'amplificateur. Le montage différentiel permet de limiter ces effets mais nous pouvons relever deux défauts à son utilisation :

- De l'espace est perdu en bord de puce pour ces bolomètres de compensation (leur champ est généralement obstrué mécaniquement, ou via l'ajout d'une couche de réflecteur – mais le bilan thermique est alors différent, ce qui complique le circuit de lecture) ;
- Le bruit du bolomètre de compensation vient s'ajouter au bruit du détecteur sensible. L'utilisation de N bolomètres de compensation pour chaque bolomètre sensible (possible grâce à la lecture en pied de colonne) permet cependant de diminuer leur contribution d'un facteur \sqrt{N} , à l'exception du bruit Johnson.

Finalement, une partie importante du signal provient de l'auto-échauffement du bolomètre sensible qui n'est pas compensé par le bolomètre de compensation car relié thermiquement au substrat. Cet effet complexifie notamment la lecture du signal provenant du flux IR.

➤ Sources de bruits spécifiques au détecteur

La contribution du bruit Johnson au NEP total est donnée par (voir Eq. (I.14)) :

$$NEP_J = \frac{1}{\Re_I(\omega = 0)} \sqrt{\frac{4k_B T}{R_b} f_{BW}} \quad [W] \quad (I.47)$$

Où R_b représente la résistance du bolomètre. Pour rappel, le bolomètre est polarisé pendant un temps $\tau = 1/(2f_{BW})$, plus faible que le temps de réponse thermique τ_{th} dans le cas d'une lecture en pied de colonne. Ainsi, l'expression précédente peut se reformuler en faisant apparaître la puissance Joule E_J dissipée dans le dispositif :

$$NEP_J = \frac{G_{th}}{\eta\beta|\alpha_R|} \sqrt{\frac{2k_B T}{R_b I_b^2 \tau}} = \frac{G_{th}}{\eta\beta|\alpha_R|} \sqrt{\frac{2k_B T}{E_J}} \quad [W] \quad (I.48)$$

Puisque $\tau \ll \tau_{th}$, nous pouvons effectuer un développement au premier ordre de $e^{-t/\tau_{th}} \sim 1 - t/\tau_{th}$ dans l'Eq. (I.11). En négligeant la puissance provenant du signal IR par rapport à la puissance Joule, l'élévation de la température du détecteur peut alors simplement s'exprimer en fonction de la capacité thermique C_{th} :

$$\Delta T_J = \frac{R I_b^2}{G_{th}} \frac{\tau}{\tau_{th}} \Rightarrow C_{th} \Delta T_J \sim R I_b^2 \tau = E_J \quad (I.49)$$

De sorte que, remarquablement, le NEP du bruit Johnson s'exprime en fonction de C_{th} et de l'élévation de température du dispositif :

$$NEP_J = \frac{G_{th}}{\eta\beta|\alpha_R|} \sqrt{\frac{2k_B T}{C_{th}\Delta T_J}} \quad [W] \quad (I.50)$$

Nous remarquons que la dépendance avec la surface A_p du niveau de bruit est implicite sous cette formulation (via C_{th}). On retrouve un comportement semblable au bruit de phonon avec la réduction du pas pixel.

La conduction électrique implique aussi des bruits de conduction basse fréquence de type 1/f. Ces sources de bruits sont gênantes pour plusieurs raisons :

- La difficulté d'une théorie unificatrice les rend compliqués à prédire selon les types de matériaux (SC, métaux, amorphe, cristallin etc...).
- Présents à basse fréquence et présentant, comme leur nom l'indique, une densité spectrale en 1/f, il est compliqué de s'en affranchir. Augmenter le temps d'intégration ne permet pas en effet de diminuer leur contribution. Seule la nature du matériau change donc leur intensité.
- Leur contribution augmente avec la diminution du volume du matériau [64]. Ainsi, la diminution du pas pixel tend à augmenter la part du bruit en 1/f. C'est notamment l'une des explications du ralentissement de la réduction du pas pixel des thermomètres en silicium amorphe.

La contribution du bruit en 1/f est évaluée grâce à la formule empirique de Hooge [64]. La borne inférieure d'intégration f_{inf} est rigoureusement 0 Hz, mais on utilisera 1 Hz dans le cas du bruit dit en 1/f sans quoi le calcul divergerait. Au-delà du fait que cela reviendrait à considérer une puissance de bruit infinie ou un phénomène ayant une durée infinie, le bruit à très basse fréquence correspond à des variations très lentes et peut être corrigé en imagerie par des prises de références périodiques ou par des algorithmes de traitement d'image. Ainsi, cette source de bruit génère un bruit en courant rms :

$$\langle i_{1/f}^2 \rangle^{1/2} = \sqrt{\frac{\alpha_H}{n} \frac{1}{Vol} \ln(f_{BW}) I_b^2} \quad [A] \quad (I.51)$$

Où f_{BW} correspond à la ENBW. α_H , dite constante de Hooge, caractérise le bruit en 1/f. n représente la densité de porteurs de charges dans le matériau tandis que Vol représente le volume du matériau. Le NEP lié à cette source de bruit s'exprime donc par (voir Eq. (I.14) et (I.51)) :

$$NEP_{1/f} = \frac{G_{th}}{\eta\beta|\alpha_R|} \sqrt{\frac{\alpha_H}{n} \frac{1}{Vol} \ln(f_{BW})} \quad [W] \quad (I.52)$$

La dégradation du NEP avec le volume du matériau est ici explicite. On remarque donc que les sources de bruits affectant principalement le bolomètre (phonon, Johnson et 1/f) sont toutes dépendantes du volume du matériau, ce qui justifie notamment l'exigence d'une isolation thermique très élevée et potentiellement pénalisante vis-à-vis de l'éblouissement solaire.

➤ Performances au pas de 5 μm

Les performances d'un μ bolomètre intégrant un matériau thermomètre de type VO_x au pas de 5 μm sont maintenant évaluées. Le pixel envisagé dispose de 2 bras constitués d'une couche de 8 nm de TiN et de 20 nm de SiN et d'une membrane constituée de 8 nm de TiN, de 30 nm de SiN et de 220 nm de VO_x . Les paramètres utilisés pour l'estimation des performances du bolomètre sont donnés dans le Tableau I.3 [65].

Tableau I.3: Paramètres utilisés pour la simulation des performances d'un μ bolomètre résistif au pas de 5 μm . Les paramètres du VO_x sont extraits des travaux de Généreux et al [65].

Matériau	κ_{th} (W/m/K)	c_v (J/cm ³ /K)	ρ (Ω .cm)	α_R (%/K)
SiN	1,5	2,5	-	-
TiN	5	2,7	-	-
VO_x	-	2,3	2	-2,4

D'après les paramètres du Tableau I.3, des bras d'isolation d'une longueur de 10 μm (en L donc) sont nécessaires à l'obtention d'une isolation thermique de 600 MK/W , pour une largeur de bras de 115 nm. Nous calculons dans cette configuration un coefficient de remplissage $\beta = 0,86$. Un auto-échauffement maximal $\Delta T_j = 6 \text{ K}$ est toléré pour cette application numérique. Finalement, un facteur de Hooge $\alpha_H/n = 3,9 \cdot 10^{-30} \text{ m}^{-3}$ est utilisé d'après les travaux de Généreux et al [65].

Sous ces hypothèses, nous obtenons $NEP_j = 1 \text{ pW}$ pour le bruit Johnson et $NEP_{1/f} = 0,26 \text{ pW}$ pour le bruit en 1/f. Une résistance de lecture de $R_b = 90 \text{ k}\Omega$ est calculée. Soit un bruit total $NEP = 1,25 \text{ pW}$ ($NETD = 76 \text{ mK}$). On observe donc que pour un matériau à bas bruit 1/f, comme les oxydes de vanadium, les performances sont limitées par l'auto-échauffement admis dans la planche. Un auto-échauffement plus important ($\Delta T_j = 45 \text{ K}$) permettrait d'approcher le bruit thermique à 10 % près mais au prix d'un circuit de lecture plus complexe afin d'éviter un emballement thermique du système.

➤ Conclusion

Les bolomètres présentent donc théoriquement de très bonnes performances, permettant d'atteindre un niveau de $NETD$ au pas de 5 μm proche de 50 mK. Cette technologie est essentiellement pénalisée par un auto-échauffement important, qui nécessite la conception de circuits de lecture complexes afin de maîtriser ce phénomène.

I.3.b.v) Conclusions sur les performances au pas de 5 μm des thermomètres existants

Afin de conclure cette partie, le Tableau I.4 résume les principales caractéristiques des détecteurs cités précédemment.

Tableau I.4 : Comparaisons des caractéristiques des principales solutions à l'heure actuelle pour les applications d'imagerie IR non refroidi ($F/1, T_{scène} = 300\text{ K}$).

Technologie	Pas pixel atteint (μm)	NETD 5 μm	Sensibilité thermomètre	Simplicité Fabrication	Points faibles	Points fort
Thermopile	100	5,3 K	-	++	Faible isolation thermique et/ou Sensibilité faible. Perfs en couches minces $\sim 40\text{ \AA}$?	Conso basse, intégration monolithique, Pas besoin de dispositif de compensation
Pyroélectrique	50	4,6 K	+	-	Fabrication couche mince peu mature & difficulté intégration monolithique, Obturateur mécanique, Besoin régulation thermique pour pyro induit	Conso basse, Sensibilité importante (mais diminue pour couches minces)
Bolomètre	12	76 mK	+++	+	Auto-échauffement important, Conso importante, Bruit 1/f et Johnson augmentent quand A_p diminue	Sensibilité importante, intégration monolithique, lecture en pied de colonne
MEMS Bimorphe	35	2,3 K	--	+++	Influences contraintes résiduelles, Intégration lecture optique, Sensibilité faible & diminue avec le pas pixel	Techno simple, pas de contact électrique, conso basse, intégration monolithique

La comparaison des performances des principales technologies existantes au pas de 5 μm présentées ci-dessus prend peu en compte les difficultés d'intégration spécifiques à chaque technologie. Par exemple, les détecteurs pyroélectriques nécessitent des matériaux cristallins, difficilement compatible avec une intégration monolithique. Or, une intégration hybride rend difficile l'accès aux isolations thermiques requises par les petits pas.

Les détecteurs thermoélectriques sont généralement conçus en utilisant des thermocouples en série afin d'augmenter leur réponse. Ainsi, ces détecteurs ne sont pas non plus compatibles avec les isolations thermiques requises aux petits pas pixels. Enfin, nous avons constaté que les détecteurs thermomécaniques possédaient a priori une sensibilité insuffisante, qu'il était par ailleurs difficile d'améliorer, notamment au pas de 5 μm . Les bolomètres intégrant des couches à bas bruit 1/f présentent des performances intéressantes mais sont a priori limités par l'auto-échauffement du pixel.

Finalement, nous remarquons donc qu'aucune des technologies présentées dans ce paragraphe ne semble en mesure d'atteindre le bruit de phonon au pas de 5 μm . Nous avons relevé les problématiques que comprenait l'utilisation d'une isolation thermique excessive. Le prochain paragraphe confirme les analyses théoriques précédentes en s'appuyant sur une comparaison des performances à l'état de l'art des différents détecteurs présentés ci-dessus.

I.3.c) Performances des acteurs du marché

I.3.c.i) Figure de mérite

La grandeur de comparaison idéale afin de comparer les performances des acteurs du marché est le $NETD$ du détecteur, puisqu'il caractérise directement les performances du détecteur, indépendamment de l'optique et du pas pixel. Seulement, les acteurs du marché communiquent souvent directement en $NETD$, pour la simple raison que les performances des caméras sont généralement mesurées sous cette forme, en observant la différence de réponse des capteurs entre deux corps noirs d'extension latérale infinie de température différentes [8].

Comme nous l'avons précisé ci-dessus, la réduction du pas pixel des détecteurs IR s'effectue à $NETD \times \tau_{th}$ constant. Ainsi, afin de comparer la qualité des différents détecteurs du marché, Skidmore *et al* propose de prendre en compte la surface du détecteur afin d'évaluer les performances des technologies [66]. La figure de mérite ainsi introduite prend la forme :

$$FOM = NETD \times \tau_{th} \times A_p \quad [mK.ms.\mu m^2] \quad (I.53)$$

Où le $NETD$ est généralement exprimé en mK, le pas pixel en μm et le temps de réponse en ms. Ainsi, plus une FOM sera basse, meilleure la technologie sera. La FOM ultime des détecteurs IR, limités par le bruit de phonon dans les conditions décrites ci-dessus, est donc $FOM = 50 \times (5)^2 \times 8 = 10^4 mK.ms.\mu m^2$.

I.3.c.ii) Etat de l'art

Les performances évaluées grâce à la FOM des technologies présentées précédemment sont présentées sur la Figure I.16. Elles sont extraites de la littérature. Nous avons aussi comparé les performances de travaux effectués sur 2 types de technologies émergentes, à savoir les diodes [67], [68] et les transistors [69], qui présente potentiellement des sensibilités élevées, mais au détriment d'une technologie plus complexe.

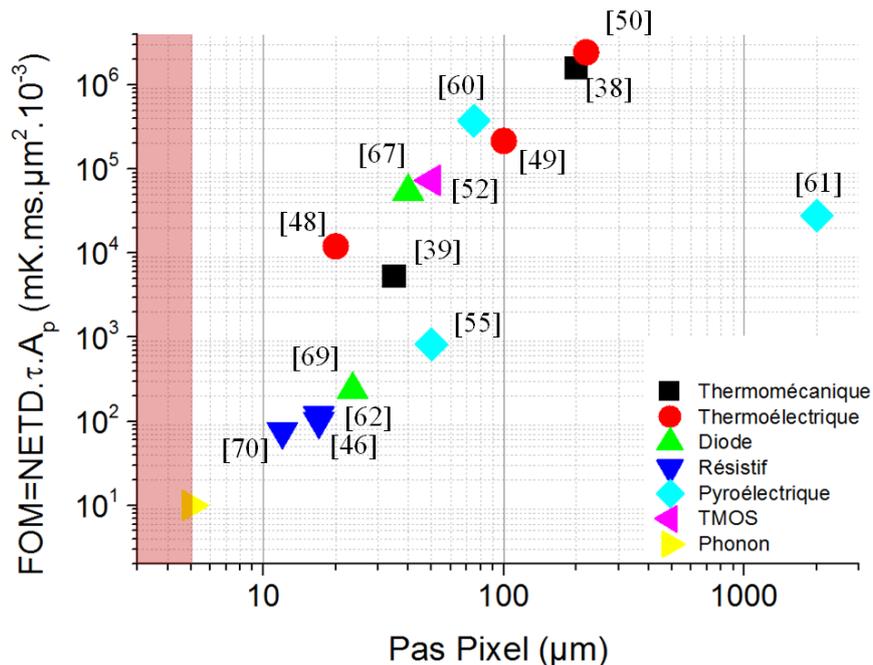


Figure I.16 : Comparaison de différentes technologies de détecteurs thermiques dont les performances sont évaluées grâce à la figure de mérite $NETD \times \tau_{th} \times A_p$. La FOM d'un détecteur limité par le bruit de phonon à 50 mK pour une temps de réponse τ_{th} de 8 ms au pas 5 μm est aussi présentée.

A l'évidence, nous constatons que les FOM des détecteurs bolométriques devancent celles de leurs concurrents, ce qui confirme l'analyse théorique effectuée au pas de 5 μm . Les développements récents ont ainsi permis l'émergence d'imageurs μ bolomètres au pas de 12 μm [70], [71]. Nous observons que les performances des diodes se rapprochent de celles des bolomètres, mais la technologie reste encore peu mature. La question de l'isolation thermique de ces diodes pose notamment problème car la structure est obtenue par une intégration collatérale de la diode de détection, du ROIC et des bras d'isolation thermique dans les mêmes couches du CMOS.

En conséquence, nous comparerons dans la suite de ces travaux les performances uniquement des bolomètres cités ci-dessus. Par ailleurs, les bolomètres résistifs étant à présent les principaux acteurs du marché des détecteurs IR non refroidi pour les applications d'imagerie grand format, nous dénommerons ce type de détecteur directement par « μ bolomètres » dans la suite ce manuscrit.

I.4) Conclusion

Après avoir introduit les principales grandeurs permettant d'estimer les performances des détecteurs IR non refroidi, nous avons mis en évidence plusieurs limitations des technologies actuelles de thermomètres pour atteindre le pas de 5 μm :

- Les différentes sources de bruits inhérentes à chaque technologie de thermomètres ont une contribution supérieure à la limite fondamentale du détecteur thermique (bruit de phonon). Une isolation thermique supérieure permettrait de diminuer le pas du détecteur mais aurait pour conséquence une sensibilité excessive à l'éblouissement solaire, que nous avons montré être potentiellement une butée à la réduction du pas du pixel.
- L'auto-échauffement des bolomètres limite à priori leurs performances au pas de 5 μm .
- Pour les matériaux pyroélectriques, la question d'une intégration monolithique, et donc l'accès à des conductances thermiques élevées, reste problématique.
- Bien que les bolomètres semblent les candidats idéaux, la question de l'intégration de matériaux thermomètres exotiques (type VOx) dans des salles blanches de microélectronique⁵⁵ est posée. En effet, les oxydes de vanadium peuvent être considérés comme des contaminants en CMOS. Leur intégration pour atteindre un pas de 5 μm est donc hypothétique.

En conséquence, atteindre la limite ultime de 5 μm nécessite la recherche soit de nouveaux matériaux thermomètres afin d'obtenir des sensibilités supérieures, soit l'utilisation de thermomètres en rupture, afin de diminuer le niveau de bruit des détecteurs. Nous avons aussi mis en évidence la nécessité de travailler autant que possible avec un thermomètre dont les niveaux de bruits et la sensibilité dépendent à minima de la réduction de la surface du pixel, afin de contrôler la conductance thermique G_{th} avec le pas pixel et ainsi maîtriser l'éblouissement solaire des détecteurs.

Prenant en compte les considérations précédentes, nous proposons dans cette thèse un micro-résonateur mécanique travaillant en torsion, où le corps mécanique concédant l'effort de torsion est déporté hors de la surface principale du pixel (bras de torsion). Les excellentes propriétés mécaniques des résonateurs mécaniques travaillant à pression réduite (notamment un facteur de qualité élevé) permettent d'envisager un détecteur dont le bruit théorique intrinsèque atteint la limite du bruit de phonon.

⁵⁵ Salles blanches de microélectronique « classique », permettant d'assurer des volumes de production importants (transistors, mémoires...) et permettant ainsi d'accéder à des résolutions de l'ordre de 90 nm

Bibliographie

- [1] W. Herschel, “Experiments on the Refrangibility of the Invisible Rays of the Sun. By William Herschel, LL. D. F. R. S.,” *Philos. Trans. R. Soc. Lond.*, vol. 90, pp. 284–292, Jan. 1800.
- [2] G. Kirchhoff, “I. On the relation between the radiating and absorbing powers of different bodies for light and heat,” *Philos. Mag. Ser. 4*, vol. 20, no. 130, pp. 1–21, Jul. 1860.
- [3] W. Wien, “XXX. On the division of energy in the emission-spectrum of a black body,” *Philos. Mag. Ser. 5*, vol. 43, no. 262, pp. 214–220, Mar. 1897.
- [4] M. Planck and M. Masius, *The theory of heat radiation*. Philadelphia, P. Blakiston’s Son & Co, 1914.
- [5] Cojan Yves and J.-C. Fontanella, “Propagation du rayonnement dans l’atmosphère,” *Techniques de l’ingénieur Fondamentaux de l’optique*, vol. base documentaire : TIB448DUO, no. ref. article : e4030, 10-Dec-1995.
- [6] P. W. Kruse and D. D. Skarud, *Uncooled Infrared Imaging Arrays and Systems*, Willardson Weber., vol. 47. Academic Press.
- [7] “Night Vision for Surveillance - Detect and protect intrusion| ULIS.” [Online]. Available: <https://www.ulis-ir.com/applications/surveillance.html>. [Accessed: 25-Feb-2017].
- [8] P. W. Kruse, *Uncooled Thermal Imaging Arrays, Systems, and Applications*, vol. TT51. 2001.
- [9] A. Rogalski, “Infrared detectors for the future,” *Acta Phys. Pol.-Ser. Gen. Phys.*, vol. 116, no. 3, p. 389, 2009.
- [10] E. Charbon, M. Fishburn, R. Walker, R. K. Henderson, and C. Niclass, “SPAD-Based Sensors,” in *TOF Range-Imaging Cameras*, F. Remondino and D. Stoppa, Eds. Springer Berlin Heidelberg, 2013, pp. 11–38.
- [11] L. Pancheri and D. Stoppa, “A SPAD-based pixel linear array for high-speed time-gated fluorescence lifetime imaging,” in *2009 Proceedings of ESSCIRC*, 2009, pp. 428–431.
- [12] A. Rogalski, “Infrared detectors: status and trends,” *Prog. Quantum Electron.*, vol. 27, no. 2–3, pp. 59–210, 2003.
- [13] D. M. Brown *et al.*, “Silicon carbide UV photodiodes,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 40, no. 2, pp. 325–333, février 1993.

- [14] D. F. Edwards, “Silicon (Si)*,” in *Handbook of Optical Constants of Solids*, E. D. Palik, Ed. Burlington: Academic Press, 1997, pp. 547–569.
- [15] “Cooled Infrared Detectors with Mercury Cadmium Telluride (MCT).” [Online]. Available: <http://www.sofradir-ec.com/products-cooled.asp>. [Accessed: 01-Feb-2017].
- [16] J. Michel, J. Liu, and L. C. Kimerling, “High-performance Ge-on-Si photodetectors,” *Nat. Photonics*, vol. 4, no. 8, pp. 527–534, août 2010.
- [17] “NASA, CXC, and K. Kuntz (JHU).” .
- [18] “NASA, ESA, K. Kuntz (JHU), F. Bresolin (University of Hawaii), J. Trauger (Jet Propulsion Lab), J. Mould (NOAO), Y.-H. Chu (University of Illinois, Urbana), and STScI.” .
- [19] “NASA, Jet Propulsion Laboratory/Caltech, and K. Gordon (STScI).” .
- [20] J. J. Yon *et al.*, “First demonstration of 25 μm pitch uncooled amorphous silicon microbolometer IRFPA at LETI-LIR,” 2005, vol. 5783, pp. 432–440.
- [21] T. Endoh *et al.*, “Uncooled infrared detector with 12 μm pixel pitch video graphics array,” presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 2013, vol. 8704.
- [22] R. A. Wood, “Chapter 3 Monolithic Silicon Microbolometer Arrays,” in *Semiconductors and Semimetals*, vol. 47, D. D. S. Paul W. Kruse, Ed. Elsevier, 1997, p. 43–121d.
- [23] S. H. Black *et al.*, “Uncooled detector development at Raytheon,” 2011, vol. 8012, p. 80121A–80121A–12.
- [24] J. L. Tissot *et al.*, “High performance uncooled amorphous silicon VGA IRFPA with 17 μm pixel-pitch,” in *SPIE Defense, Security, and Sensing*, 2010, p. 76600T–76600T.
- [25] A. Fraenkel *et al.*, “VO_x-based uncooled micrbolometric detectors: recent developments at SCD,” 2006, vol. 6206, p. 62061C–62061C–11.
- [26] D. A. Dorn, O. Herrera, C. Tesdahl, E. Shumard, and Y.-W. Wang, “Impacts and mitigation strategies of sun exposure on uncooled microbolometer image sensors,” 2011, vol. 8012, p. 80123Z–80123Z–10.
- [27] Y. Jo, I.-W. Kwon, D. S. Kim, H. B. Shim, and H. C. Lee, “A self-protecting uncooled microbolometer structure for uncooled microbolometer,” 2011, vol. 8012, p. 80121O–80121O–8.
- [28] R. G. Driggers, R. Vollmerhausen, J. P. Reynolds, J. Fanning, and G. C. Holst, “Infrared detector size: how low should you go?,” *Opt. Eng.*, vol. 51, no. 6, pp. 063202-1, 2012.

- [29] “ASML: Products - PAS 5500/1150C.” [Online]. Available: https://www.asml.com/products/systems/pas-5500/pas-55001150c/en/s46437?dfp_product_id=1964. [Accessed: 02-Feb-2017].
- [30] S. Huang, H. Tao, I.-K. Lin, and X. Zhang, “Development of double-cantilever infrared detectors: Fabrication, curvature control and demonstration of thermal detection,” *Sens. Actuators Phys.*, vol. 145–146, pp. 231–240, Jul. 2008.
- [31] S. R. Hunter *et al.*, “High-sensitivity uncooled microcantilever infrared imaging arrays,” 2003, p. 469.
- [32] S. R. Hunter *et al.*, “Development and optimization of microcantilever based IR imaging arrays,” 2008, vol. 6940, pp. 694013-694013–12.
- [33] T. Perazzo, M. Mao, O. Kwon, A. Majumdar, J. B. Varesi, and P. Norton, “Infrared vision using uncooled micro-optomechanical camera,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 74, no. 23, pp. 3567–3569, Jun. 1999.
- [34] P. G. Datskos, S. Rajic, and I. Datskou, “Detection of infrared photons using the electronic stress in metal–semiconductor cantilever interfaces,” *Ultramicroscopy*, vol. 82, no. 1–4, pp. 49–56, Feb. 2000.
- [35] J. L. Corbeil, N. V. Lavrik, S. Rajic, and P. G. Datskos, “‘Self-leveling’ uncooled microcantilever thermal detector,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 81, no. 7, pp. 1306–1308, Aug. 2002.
- [36] D. Feng-Liang *et al.*, “Optimized Optomechanical Micro-Cantilever Array for Uncooled Infrared Imaging,” *Chin. Phys. Lett.*, vol. 24, no. 12, p. 3362, Dec. 2007.
- [37] T. Cheng, Q. Zhang, X. Wu, D. Chen, and B. Jiao, “Uncooled Infrared Imaging Using a Substrate-Free Focal-Plane Array,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 29, no. 11, pp. 1218–1221, Nov. 2008.
- [38] P. G. Datskos, N. V. Lavrik, S. R. Hunter, S. Rajic, and D. Grbovic, “Infrared imaging using arrays of SiO₂micromechanical detectors,” *Opt. Lett.*, vol. 37, no. 19, pp. 3966–3968, Oct. 2012.
- [39] U. Adiyani, F. Çivitçi, O. Ferhanoglu, H. Torun, and H. Urey, “A 35- Pitch IR Thermo-Mechanical MEMS Sensor With AC-Coupled Optical Readout,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 21, no. 4, pp. 87–92, Jul. 2015.
- [40] P. I. Oden, P. G. Datskos, T. Thundat, and R. J. Warmack, “Uncooled thermal imaging using a piezoresistive microcantilever,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 69, no. 21, pp. 3277–3279, Nov. 1996.
- [41] P. G. Datskos, N. V. Lavrik, and S. Rajic, “Performance of uncooled microcantilever thermal detectors,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 75, no. 4, pp. 1134–1148, Apr. 2004.

- [42] M. Steffanson and I. W. Rangelow, "Microthermomechanical infrared sensors," *Opto-Electron. Rev.*, vol. 22, no. 1, pp. 1–15, Mar. 2014.
- [43] E. A. Wachter, T. Thundat, P. I. Oden, R. J. Warmack, P. G. Datskos, and S. L. Sharp, "Remote optical detection using microcantilevers," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 67, no. 10, pp. 3434–3439, Oct. 1996.
- [44] X. C. Zhang, E. B. Myers, J. E. Sader, and M. L. Roukes, "Nanomechanical Torsional Resonators for Frequency-Shift Infrared Thermal Sensing," *Nano Lett.*, vol. 13, no. 4, pp. 1528–1534, Apr. 2013.
- [45] T. Kanno *et al.*, "Uncooled infrared focal plane array having 128 x 128 thermopile detector elements," 1994, vol. 2269, pp. 450–459.
- [46] S. S. Li, "Metal-Oxide-Semiconductor Field-Effect Transistors," in *Semiconductor Physical Electronics*, S. S. Li, Ed. Springer New York, 2006, pp. 567–612.
- [47] C. Escriba, "Conception, réalisation et caractérisation de capteurs infrarouges à thermopiles : application à la détection de présence passive dans l'habitat," Theses, Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2005.
- [48] M. Hirota, Y. Nakajima, M. Saito, and M. Uchiyama, "120 × 90 element thermoelectric infrared focal plane array with precisely patterned Au-black absorber," *Sens. Actuators Phys.*, vol. 135, no. 1, pp. 146–151, Mar. 2007.
- [49] M. Kimata, "Trends in small-format infrared array sensors," in *2013 IEEE SENSORS*, 2013, pp. 1–4.
- [50] J. M.-Z. Mohammad and R. Abdolvand, "A low-noise silicon-based 20 μ m*20 μ m uncooled thermoelectric infrared detector," presented at the Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering, 2013, vol. 8704.
- [51] C. M. Hanson, "Chapter 4 Hybrid Pyroelectric-Ferroelectric Bolometer Arrays," in *Semiconductors and Semimetals*, vol. 47, D. D. S. Paul W. Kruse, Ed. Elsevier, 1997, pp. 123–174.
- [52] P. Chandra and P. B. Littlewood, "A Landau Primer for Ferroelectrics," *ArXivcond-Mat0609347*, Sep. 2006.
- [53] P. Muralt, "Micromachined infrared detectors based on pyroelectric thin films," *Rep. Prog. Phys.*, vol. 64, no. 10, p. 1339, 2001.
- [54] R. Watton and M. A. Todd, "Induced pyroelectricity in sputtered lead scandium tantalate films and their merit for IR detector arrays," *Ferroelectrics*, vol. 118, no. 1, pp. 279–295, Jun. 1991.

- [55] C.-H. Kohli, P. E. Schmid, and F. Lévy, “Ferro- and pyro-electric properties of lithium tantalate (LiTaO₃) thin films,” *J. Korean Phys. Soc.*, vol. 32, no. 4 SUPPL., pp. S1454–S1456, 1998.
- [56] Analog Devices, “Low Noise, 1 GHz FastFET Op Amps, ADA4817-1/ADA4817-2,” http://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/ADA4817-1_4817-2.pdf. .
- [57] “Infrared Detector Market Yole.pdf.” 2013.
- [58] R. A. Owen, J. F. Belcher, H. R. Beratan, and S. N. Frank, “Producibility advances in hybrid uncooled infrared devices II,” 1996, vol. 2746, pp. 101–112.
- [59] G. Gaussorgues, “Détecteurs infrarouges.” *Techniques de l’ingénieur*, 1996.
- [60] N. Fujitsuka *et al.*, “Monolithic pyroelectric infrared image sensor using PVDF thin film,” in , *1997 International Conference on Solid State Sensors and Actuators, 1997. TRANSDUCERS ’97 Chicago*, 1997, vol. 2, pp. 1237–1240 vol.2.
- [61] X. Y. Sun *et al.*, “Monolithic pyroelectric infrared detectors using SiO₂ aerogel thin films,” *Sens. Actuators Phys.*, vol. 228, pp. 69–74, Jun. 2015.
- [62] R. Blackwell *et al.*, “17 μm microbolometer FPA technology at BAE Systems,” 2009, vol. 7298, p. 72980P–72980P–6.
- [63] J. Lv, L. Que, L. Wei, Y. Zhou, B. Liao, and Y. Jiang, “Uncooled Microbolometer Infrared Focal Plane Array without Substrate Temperature Stabilization,” *IEEE Sens. J.*, vol. Early Access Online, 2014.
- [64] F. N. Hooge, “ $1/f$ noise is no surface effect,” *Phys. Lett. A*, vol. 29, no. 3, pp. 139–140, Apr. 1969.
- [65] F. Génereux, J.-E. Paultre, B. Tremblay, F. Provençal, and C. Alain, “Influence of pixel geometry on the $1/f$ noise coefficient,” 2013, vol. 8704, p. 87041Q–87041Q–9.
- [66] G. D. Skidmore, C. J. Han, and C. Li, “Uncooled microbolometers at DRS and elsewhere through 2013,” 2014, vol. 9100, pp. 910003–910003–5.
- [67] S. Eminoglu, M. Y. Tanrikulu, and T. Akin, “A Low-Cost 128 128 Uncooled Infrared Detector Array in CMOS Process,” *J. Microelectromechanical Syst.*, vol. 17, no. 1, pp. 20–30, Feb. 2008.
- [68] D. Takamuro *et al.*, “Development of new SOI diode structure for beyond 17 μm pixel pitch SOI diode uncooled IRFPAs,” 2011, vol. 8012, p. 80121E–80121E–10.

- [69] L. Gitelman, S. Stolyarova, S. Bar-Lev, Z. Gutman, Y. Ochana, and Y. Nemirovsky, “CMOS-SOI-MEMS Transistor for Uncooled IR Imaging,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 56, no. 9, pp. 1935–1942, Sep. 2009.
- [70] “TWV640 Thermal Camera Core | BAE Systems | International.” [Online]. Available: <http://www.baesystems.com/en/product/twv640-thermal-camera-core>. [Accessed: 24-Feb-2017].
- [71] “FLIR Boson® | FLIR Systems.” [Online]. Available: <http://www.flir.com/cores/boson/>. [Accessed: 24-Feb-2017].

Chapitre II :

Résonateur M/NEMS pour l'imagerie infrarouge non refroidi

Ce chapitre introduit différents concepts permettant de comprendre le fonctionnement des résonateurs mécaniques MEMS. En premier lieu, nous présentons différentes applications des bases de temps, plus communément appelées horloges et introduisons la notion de stabilité. Nous notons que celle-ci est liée à deux grandeurs importantes des résonateurs mécaniques : le facteur de qualité et la gamme dynamique linéaire de fonctionnement du résonateur.

Ainsi, la suite du chapitre s'attache à décrire succinctement les techniques d'actionnement et de transduction permettant d'obtenir un signal électrique à partir du mouvement mécanique du résonateur. Nous nous intéressons ensuite aux effets de la réduction des échelles sur les performances des résonateurs. En effet, le capteur envisagé utilisera des bras d'isolation thermique présentant des dimensions sub-micrométriques.

Enfin, nous présentons une revue détaillée des résonateurs proposés dans la littérature pour l'imagerie IR non refroidi. Finalement, nous identifions une architecture de résonateur permettant de répondre aux performances requises par la détection IR non refroidi.

II.1) Les résonateurs MEMS comme références de temps

II.1.a) Horloges : applications et stabilités

Les applications nécessitant des bases de temps (communément appelées horloges) sont nombreuses : nous pouvons citer, de manière non exhaustive, les télécommunications (lecture/envoi des données, modulation d'amplitude...), les mesures de distances (mesures temps de vol), les systèmes de positionnements (GPS, projet Galileo) les circuits électroniques (échantillonnage des signaux analogiques, processeurs...) ou encore la physique fondamentale (mesures d'états quantiques, détection des ondes gravitationnelles...).

Ces bases de temps peuvent être obtenues à partir de phénomènes périodiques existants (typiquement la fréquence de rotation de la Terre, battements du cœur...). Néanmoins, les échelles de temps et les stabilités fréquentielles exigées pour les applications citées précédemment nécessitent la création d'oscillateurs, obtenus en entretenant des phénomènes ondulatoires (principalement des vibrations optiques ou mécaniques). Par exemple, la seconde est (actuellement) définie sur les transitions électroniques des niveaux hyperfins de l'atome de Césium 133. La mesure du nombre d'atomes de Ce^{133} dans l'état excité à la sortie d'une cavité permet de réaliser une boucle fermée afin de modifier la fréquence du rayonnement microonde irradiant les atomes dans la cavité. C'est le principe de base des horloges atomiques – les plus stables jamais fabriquées – qui fournissent des bases de temps à la fréquence $f_0 = 9\,192\,631\,770\text{ Hz}$.

La variance d'Allan, notée $\sigma_y^2(\tau)$, est un estimateur de la stabilité relative d'un oscillateur à partir d'échantillons de fréquence expérimentaux ($\delta f/f_0$) en fonction du temps d'intégration τ du signal de l'oscillateur. Le calcul de la variance d'Allan permet d'estimer le temps d'intégration optimal pour une stabilité maximale de l'horloge. Le lecteur pourra se reporter au Chapitre IV pour de plus amples détails sur le calcul de la variance d'Allan. Le temps d'intégration du signal dépend aussi de l'application : il sera d'une centaine de secondes pour une application de positionnement GPS mais seulement d'une centaine de millisecondes pour une application de mesure de masse.

Les horloges atomiques peuvent atteindre des stabilités fréquentielles de l'ordre de 10^{-15} pour des temps d'intégrations de 100 s. Si les horloges atomiques sont les plus stables au monde, elles sont également coûteuses et difficilement intégrables. Or, un nombre important d'applications nécessite des horloges locales intégrables (télécommunications, circuits électroniques ...) mais avec des stabilités moins performantes. Par exemple, la plupart des horloges utilisées dans nos montres utilisent un oscillateur à quartz, possédant des stabilités fréquentielles relatives de l'ordre de 10^{-9} pour des temps d'intégrations de 1 s [1]. Ces horloges sont basées sur les propriétés piézoélectriques du quartz : un champ électrique appliqué aux bornes du matériau permet la propagation d'une onde acoustique dans le matériau. Ces oscillations sont ensuite entretenues par un circuit électronique. Les résonateurs à quartz sont particulièrement performants grâce à leur facteur de qualité élevé (de l'ordre du million – à comparer à une centaine pour les résonateurs électriques). Or, la stabilité de l'oscillateur σ_y est souvent directement proportionnelle au facteur de qualité, selon la formule [2] :

$$\sigma_y = \frac{1}{2Q} \frac{1}{SNR} \quad (\text{II.1})$$

Où le SNR représente le rapport signal à bruit de l'amplitude du signal en sortie de l'oscillateur. Aux temps d'intégration plus longs, d'autres phénomènes interviennent, notamment la dépendance avec la température de la fréquence de résonance (on parle alors de *Temperature Coefficient of Frequency* – TCF). Les résonateurs à quartz ont l'avantage de présenter des coupes cristallographiques possédant des TCF sous le ppm/°C.

Cependant, les techniques de fabrication des résonateurs à quartz sont difficilement compatibles avec des intégrations monolithiques, ce qui augmente leur coût pour des applications nécessitant un nombre important de dispositifs (automobile ou smartphones par exemple). Ces mêmes techniques de fabrication ne permettent pas une réduction importante des dimensions du résonateur quartz, limitant leurs utilisations pour des applications de mesure de force ou de masse. Au contraire, les progrès des techniques de fabrication sur silicium ont permis l'émergence de résonateurs MEMS utilisant les matériaux de la microélectronique (SiO₂, GaAs, PolySi, Al, SiN ou encore graphène).

II.1.b) Résonateurs MEMS

II.1.b.i) MEMS : définition et applications

Le développement des techniques de fabrication sur Silicium a donc permis l'émergence de microsystèmes électromécaniques (MEMS), tout d'abord pour des applications statiques comme les accéléromètres (déclenchement airbags, manettes Wii...), les micro-miroirs (vidéoprojecteurs), les capteurs de pression (microphones) ou encore les μ bolomètres. Des applications dynamiques, où la réponse harmonique du système est sollicitée, ont aussi été développées, comme pour les gyroscopes (aide à la navigation), des magnétomètres [3]–[7] ou des horloges [1], [8] (circuits radiofréquence). Ces dispositifs sont aujourd'hui produits de manière industrielle par des acteurs tels que Bosch ou ST Microelectronics [9].

Les progrès de la microélectronique sur silicium (surfaces de fabrication de plus en plus importantes – *wafers* 100, 200 puis 300 mm aujourd'hui –, fiabilité et reproductivité des méthodes de fabrication, substrat SOI⁶ (*Silicon On Insulator*) et possibilité d'intégration monolithique) font des MEMS des candidats idéaux afin de remplacer les horloges ou filtres à quartz pour des applications de masse [1], [8].

La stabilité de la base de temps fournie par le résonateur MEMS est donc définie par le facteur de qualité et le SNR du signal harmonique de l'oscillateur (Eq. (II.1)). Lorsque les bruits liés aux moyens de transduction du mouvement mécanique – et à l'électronique en aval – sont négligeables, le bruit sur l'amplitude du signal est principalement dû au couplage du résonateur avec le bain thermique ambiant (bruit thermomécanique – voir Chapitre IV).

⁶ Les substrats SOI possèdent une fine couche de Silicium cristallin (pouvant descendre à une vingtaine de nanomètres) sur une couche de SiO₂, pouvant servir de couche sacrificielle pour la libération du résonateur. Ces propriétés en font un substrat privilégié pour la fabrication des MEMS.

Le *SNR* est alors défini par l'amplitude maximale de déflexion du résonateur, limitée soit par la force d'actionnement du résonateur, soit par la limite de fonctionnement linéaire du résonateur, au-delà de laquelle le caractère non linéaire du MEMS dégrade la stabilité fréquentielle du résonateur [10].

II.1.b.ii) Réduction des échelles : résonateurs NEMS

Apparus au début des années 2000, les Nano Systèmes ElectroMécaniques (NEMS) peuvent se définir comme des systèmes mécaniques possédant au moins deux dimensions sub-micrométriques. Leurs faibles dimensions les rendent particulièrement sensibles à leur environnement extérieur et les résonateurs conservent une très bonne stabilité fréquentielle. Ainsi, les NEMS se révèlent d'excellents capteurs physiques notamment pour la mesure de forces [11], [12] ou de masse [13], [14], mais aussi la température [15]–[18] ou encore la détection de gaz [19], [20].

Les applications des NEMS ont largement débordé le domaine des capteurs de sorte qu'on les retrouve dans des applications de nano-interrupteurs [21] ou dans la physique fondamentale. On relève ainsi une activité intense de la communauté des NEMS se rapportant à l'étude d'oscillateurs dans leur mode quantique fondamental (1 phonon), à l'aide du couplage optomécanique (refroidissement du NEMS via l'échange énergétique phonon-photon) [22]–[26].

Récemment, la capacité à mesurer un yoctogramme (10^{-24} g – masse d'un proton) a même été démontrée grâce à des nanotubes de carbone (CNT) [27]. Plus généralement, les résonateurs NEMS peuvent potentiellement étendre la protéomique vers des biomolécules de hautes masses⁷ (largement au-delà du MDa⁸) [14], [28].

Le bruit fondamental des détecteurs thermiques – le bruit de phonon – est indépendant de la sensibilité thermique du détecteur (voir Eq. (I.22)). Nous proposons donc dans cette thèse d'étudier la possibilité d'utiliser l'excellente stabilité fréquentielle des résonateurs mécaniques pour réaliser des détecteurs bas bruit pour l'imagerie IR non refroidi.

La suite de ce chapitre s'attache donc à décrire les éléments de base des résonateurs mécaniques afin d'identifier une technologie susceptible de répondre aux critères de l'imagerie IR non refroidi (facteur de remplissage et isolation thermique importants, auto-échauffement maîtrisé...).

⁷ La protéomique est une technique émergente pour l'analyse de biomolécules (protéines, macromolécules, virus, bactéries etc...) reposant sur la mesure de la masse de molécules intactes avant de les ioniser et séparer par des méthodes essentiellement électromagnétiques (les données obtenues sont donc des rapports masse/charge). Ces techniques se limitent généralement à des molécules sous 100 kDa.

⁸ Le Dalton est l'unité de masse atomique utilisée pour la mesure de masse de protéines : $1 \text{ Da} = 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ g} \rightarrow$ masse d'un proton. La masse d'un virus est de l'ordre du MDa.

II.2) Généralités sur les résonateurs mécaniques

II.2.a) Modèle général et modes de vibrations

II.2.a.i) Modèle du résonateur harmonique forcé

Les structures des capteurs résonants mécaniques varient notablement selon les applications, chaque structure géométrique privilégiant généralement un ou plusieurs modes de vibrations : cantilever, poutre doublement encastrées (c-c pour *clamped-clamped*), tore, disque plaque, diapason... L'idée d'un capteur résonant mécanique est le suivant : un changement d'un paramètre physique externe (température, pression, force, accélération...) ou à la surface du matériau (adsorption d'un gaz, molécule...) va modifier sa rigidité ou sa masse, induisant ainsi un changement de la fréquence de résonance. La Figure II.1 présente l'exemple d'un résonateur en torsion, actionné et détecté de manière électrostatique, dont la masse, et donc la fréquence de résonance, est modifiée par l'ajout de nanoparticules d'or.

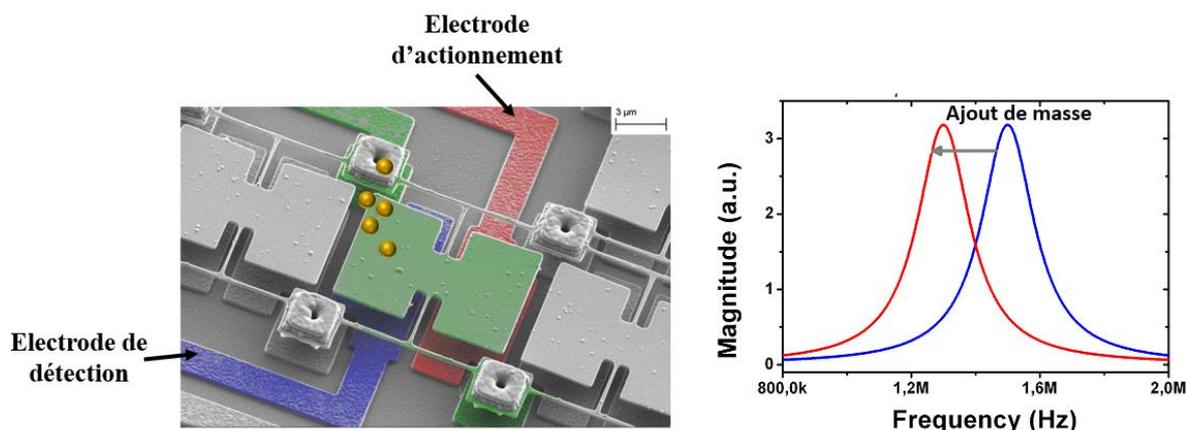


Figure II.1 : Exemple d'un résonateur MEMS privilégiant le mode de torsion (image MEB colorisée). La membrane est attirée vers l'électrode d'actionnement (rouge) et la modification de la capacité formée par les électrodes verte et bleu est détectée via le signal de l'électrode bleu. La fréquence de résonance du résonateur est modifiée par un ajout de masse sur la membrane (exemple de nanoparticules d'or ici –échelle non respectée).

Les parties mécaniques et électriques des MEMS ou NEMS peuvent être étudiées séparément puisque qu'elles sont généralement indépendantes. Cependant, le choix d'un mode de vibration conditionne souvent – selon les contraintes d'intégration du capteur – le mode de transduction qui actionne le résonateur, et détecte le mouvement mécanique.

D'un point de vue mécanique, le résonateur peut être souvent décrit suivant l'équation d'un oscillateur amorti à un degré de liberté δ (amplitude et/ou angle de déflexion) actionné par une force F_m (Figure II.2.b) :

$$m\ddot{\delta} + b\dot{\delta} + k\delta = F_m \quad (\text{II.2})$$

Où m représente la masse du résonateur, b le coefficient de dissipation du système et k la raideur du corps mécanique. Les deux grandeurs primordiales d'un résonateur mécanique sont la fréquence de résonance $f_0 = \omega_0/2\pi$ et le facteur de qualité $Q = \omega_0 m/b$ (un facteur de mérite couramment utilisé pour comparer les performances des résonateurs et mode de vibration est d'ailleurs le produit de ces deux quantités).

La pulsation propre du résonateur est définie par $\omega_0 = \sqrt{k/m}$. Physiquement, le facteur de qualité Q représente l'énergie perdue à chaque cycle par le résonateur et peut être notamment mesuré par le rapport $f_0/\Delta f$, où Δf correspond à la largeur à mi-hauteur du pic de résonance (Figure II.2.b). La constante de temps de réponse τ_m d'un oscillateur harmonique est définie par le rapport $2Q/\omega_0$.

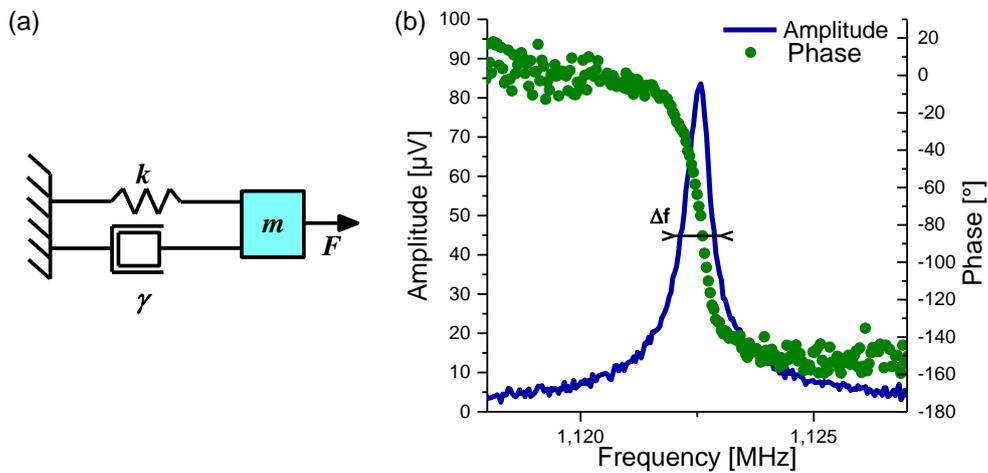


Figure II.2 : (a) Modèle d'un oscillateur harmonique linéaire amorti. (b) réponse du résonateur à la résonance : en bleu, l'amplitude du signal et en vert, la phase. Les données sont extraites des résonateurs présentés au Chapitre III.

II.2.a.ii) Facteur de qualité

Dans le cas d'un résonateur, le facteur de qualité doit être maximisé pour plusieurs raisons. En effet, des pertes énergétiques minimales à chaque cycle permettent de diminuer le gain du circuit électronique nécessaire à l'entretien des oscillations – et donc de réduire la consommation du circuit. De plus, les fluctuations du résonateur sont généralement inversement proportionnelles au facteur de qualité (Eq. (II.1)) pour les temps d'intégrations courts – avant apparition des dérives longs termes. Les sources de bruits affectant la fréquence du résonateur sont abordées plus en détail dans le Chapitre IV.

Les sources de dissipation au sein d'un résonateur sont nombreuses et variées. L'inverse du facteur de qualité global Q du système s'exprime comme la somme de l'inverse des contributions individuelles des sources de dissipation Q_i :

$$\frac{1}{Q} = \sum_i \frac{1}{Q_i} \quad (\text{II.3})$$

Deux grandes catégories de processus de pertes d'énergies se distinguent (Figure II.3.a) [29], [30] :

- Les sources de dissipation dites intrinsèques au résonateur. Elles sont inhérentes aux interactions fondamentales dans la structure oscillante et aux imperfections (défauts de maille en surface et en volume). Les sources intrinsèques regroupent par exemple les pertes thermoélastiques [31], [32], les pertes liées aux défauts dans le volume du matériau [33] ou encore des effets de surface [34], [35], comme la création de liaisons chimiques pendantes.
- Les sources extrinsèques inhérentes aux interactions entre le résonateur et son environnement. Parmi les sources de dissipation couramment rencontrées, nous pouvons citer les pertes par encastrement [35]–[37] ou les pertes par frottement fluide [29].

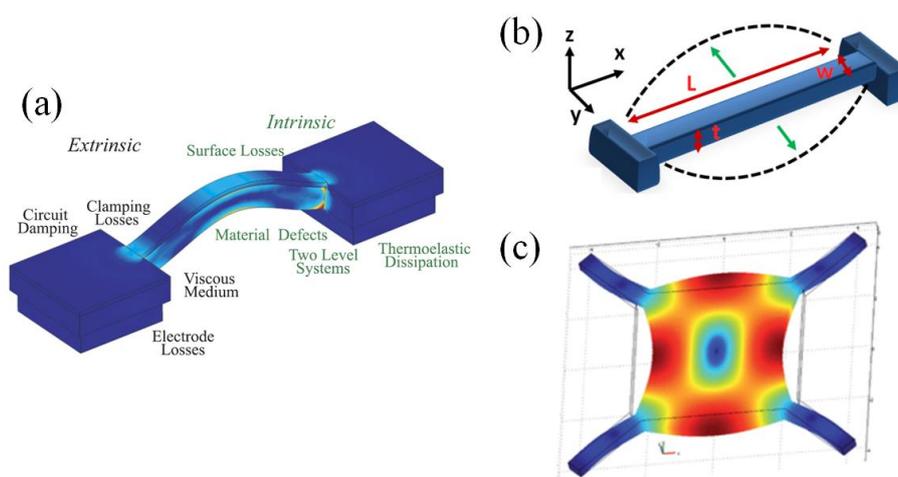


Figure II.3 : (a) Principales sources intrinsèques et extrinsèques de pertes d'énergie au sein d'un résonateur (adapté de M. Imboden et P. Mohanty [29]) (b) mode fondamental de flexion dans le plan d'une poutre doublement-ancrées (adapté de E.Sage [38]) (c) Exemple d'une onde de volume sur une plaque vibrant selon un mode de Lamé (adapté de V.Agache *et al* [39]).

II.2.a.iii) Modes de vibrations des résonateurs micromécaniques

Les principaux modes propres de vibrations acoustiques au sein des structures MEMS/NEMS sont généralement classés selon 2 familles : les modes de flexion/torsion (Figure II.3.b) et les modes de volumes (Figure II.3.c).

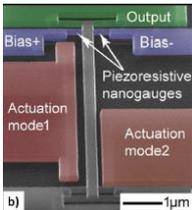
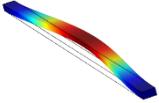
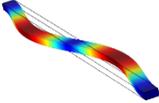
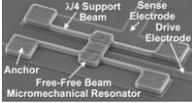
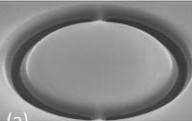
Les modes de flexion présentent l'avantage d'une description analytique plus aisée que la plupart des résonateurs en volume (notamment pour les harmoniques des modes fondamentaux). Ces résonateurs sont utilisés à des fréquences assez basses mais peuvent

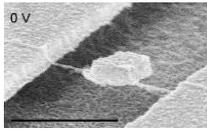
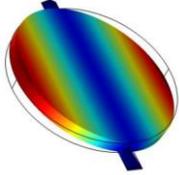
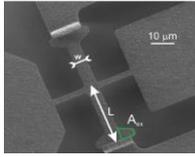
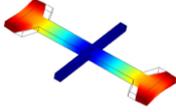
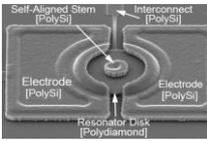
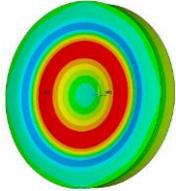
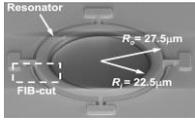
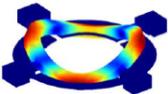
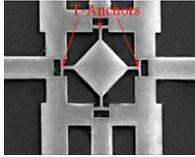
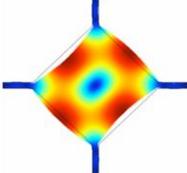
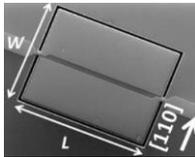
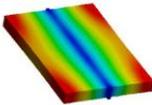
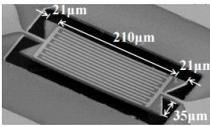
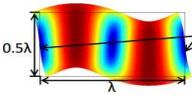
atteindre (~ 10 MHz) pour des masses extrêmement faibles (~ 1 pg) [14]. Leur simplicité de design en fait des outils d'études sur les résonateurs mécaniques largement répandus. De plus, l'actionnement et la détection des harmoniques supérieurs sont aisés [14], [28]. Ils sont notamment utilisés en mesure de masse et en détection de gaz, où la sensibilité du dispositif est inversement proportionnelle à la masse du résonateur [14].

Les résonateurs à ondes de volume présentent souvent des facteurs de qualité extrêmement importants (de l'ordre de plusieurs dizaines de milliers) et vibrent à des fréquences de résonance, de l'ordre du GHz, plus importantes que les modes de flexion pour les mêmes dimensions. Pour ces raisons, ce type de résonateur est souvent utilisé pour des applications de filtres radiofréquences (RF). Néanmoins, les architectures doivent être efficaces (facteur de qualité important) car la puissance de l'électronique est limitée à de telles fréquences. C'est notamment une des difficultés actuelles de réduction d'échelle de ce type de résonateurs.

Le Tableau II.1 présente plusieurs exemples de résonateurs mécaniques extraits de la littérature.

Tableau II.1 : Résonateurs MEMS pour différents types de modes de vibrations

Matériau principal	Mode de vibration	Q (Vide)	$f_0 * Q$ (GHz)	V (cm ³)	MEB	Forme du mode
Si mono cristallin [40]	Flexion 1 26 MHz	8500	221	$4.8 \cdot 10^{-13}$		
	Flexion 2 72 MHz	7500	540			
Si poly Cristallin [41]	Flexion 82 MHz	28000	2300	$1.7 \cdot 10^{-10}$		
SiC [42]	Torsional 2 MHz	2650	5.3	$3.6 \cdot 10^{-12}$		

CNT [43]	3.27 MHz	80	0.26	$3.7 \cdot 10^{-17}$		
PolySi	Longitudinal BAR 49 MHz	13000	637	$4.5 \cdot 10^{-10}$		
PolyDiamond [44]	Extension 497 GHz	55300	$27 \cdot 10^6$	$3.7 \cdot 10^{-9}$		
AlCu/SiO ₂ [45]	Ellipse 6.5 MHz	1400	9.1	$3.3 \cdot 10^{-9}$		
	Bateau 5 MHz	1700	8.5			
PolySi [46]	Lamé 12.9 MHz	807000	10410	$2.5 \cdot 10^{-6}$		
AlN sur Si [47]	Extension 25 MHz	6500	162	$6.3 \cdot 10^{-7}$		
AlN [48]	Ondes de Lamb 2 GHz	1100	2200	$2.9 \cdot 10^{-9}$		

Le mode de vibration choisi dépend principalement de l'application du résonateur : les modes de volume (ou extensionnel) sont plus à même de conserver l'énergie élastique mais sont compliqués à actionner tandis que les modes de flexion sont plus à même d'adresser des applications nécessitant une réduction agressive des dimensions du résonateur. Dans notre application, le choix est loin d'être évident, et nous y reviendrons à la fin de ce chapitre. Cependant, nous pouvons déjà avancer que les contraintes d'intégration de la structure MEMS complète dans le pas pixel est un des critères principaux pour le choix du mode de vibration.

II.2.b) Transduction du mouvement mécanique

Les M/NEMS nécessitent donc une lecture du mouvement mécanique, souvent effectuée (c'est l'essence même de *Electro*) de manière électrique. L'efficacité de transduction se traduit usuellement par un signal à fond (*SBR* pour *Signal to Background Ratio*) continu et un *SNR* le plus important possible. Un *SBR* faible peut tout simplement ne pas permettre la réalisation de boucles fermées, nécessaire à la fabrication d'oscillateur. De plus, un niveau de fond important peut dégrader le facteur de qualité *Q* effectif du résonateur, et donc sa stabilité fréquentielle [49]. En clair, il est nécessaire que $SBR \gg 1$ pour un fonctionnement optimal du résonateur.

Nombre de capteurs résonants utilisent la modification de la fréquence de résonance avec la modification d'une grandeur physique (température, masse, force...). Le bruit en fréquence de tels capteurs doit donc être minimisé. En observant l'Eq. (II.1), nous remarquons que le *SNR* doit être maximal, afin que le bruit du circuit électronique contribue à minima aux fluctuations de fréquence du résonateur. Néanmoins, l'efficacité de transduction n'est pas le seul critère amenant à choisir tel ou tel mécanisme de transduction.

Selon les applications, l'intégrabilité peut en effet être primordiale. En effet, une détection interférométrique sied aisément à une étude purement mécanique [50], alors que l'utilisation de M/NEMS comme accéléromètres nécessite un transducteur intégrable [51]. Dans notre cas, l'imagerie IR nécessite bien entendu une intégrabilité du système de transduction. Ainsi, nous excluons ici les moyens de détections difficilement intégrables (détection par microscope à électrons [52], interférométrie optique [53], [54], déflexion optique [55], [56]).

De plus, les moyens de transduction peuvent introduire des non linéarités dans la mécanique du résonateur. L'influence de ces non linéarités sur le fonctionnement du capteur est précisée plus loin dans ce chapitre.

Finalement, le transducteur est souvent invasif, sous différent aspects : il peut modifier la structure mécanique via les encastremets (jagues piézorésistives [40]), nécessiter un empilement particulier (thermique, magnétique [57], [58]), ou encore utiliser un espace important sur la puce – par rapport au résonateur (optomécanique [23], [59]–[61]).

Le Tableau II.2 présente plusieurs méthodes de transduction actuellement utilisées dans la littérature pour détecter le mouvement mécanique. Certaines utilisent aussi des principes physiques permettant aussi l'actionnement du M/NEMS. Nous notons que la transduction capacitive est de loin la plus répandue des dispositifs utilisés dans l'industrie. La littérature fournit des modèles détaillés de ces principes de détection (lire par exemple [30], [62]).

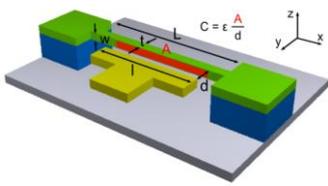
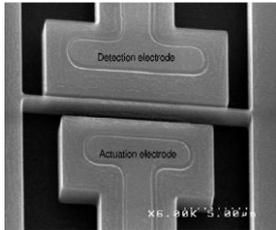
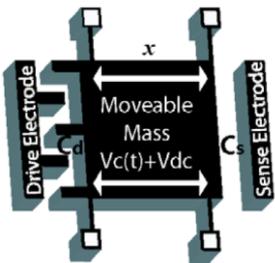
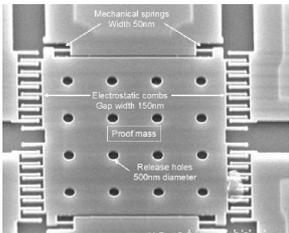
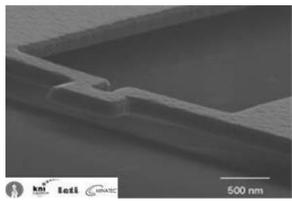
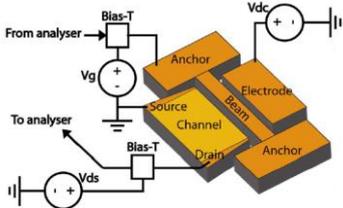
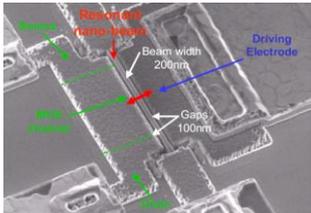
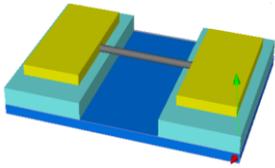
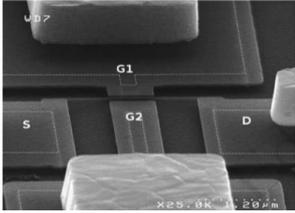
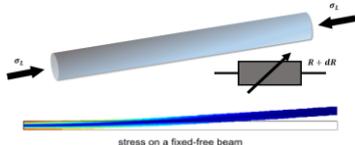
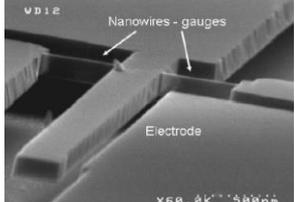
Tableau II.2 : Principaux moyens de transduction du mouvement mécanique en signal électrique

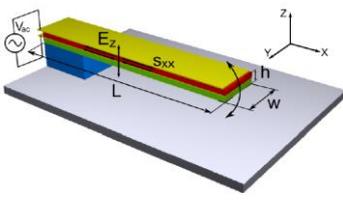
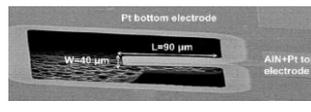
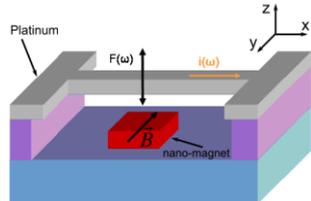
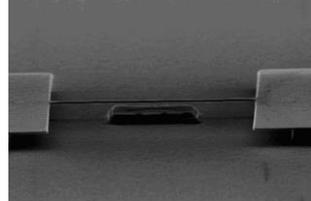
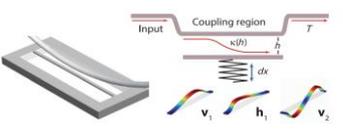
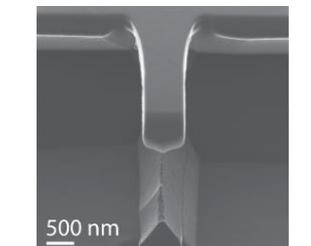
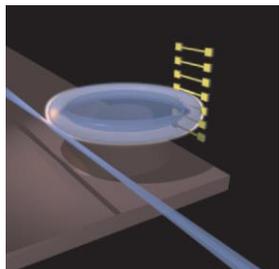
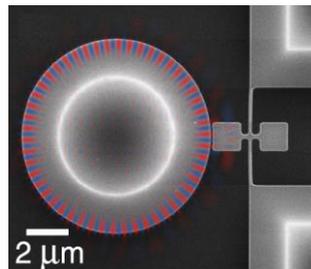
Principe physique		Principe de détection	Principe d'actionnement
Electrostatique	Capacité Plane [6], [63], [64]	Variation de la capacité entre une électrode fixe et le NEMS. Efficace pour des surfaces importantes en regard.	Force attractive dérivant de l'énergie électrostatique contenue entre deux surfaces en regard
	Peignes interdigités [65]	Variation de capacité entre de multiples électrodes. Efficace pour une détection dans le plan du mouvement lorsque le volume en mouvement est important devant la taille des électrodes (plutôt MEMS).	Force attractive dérivant de l'énergie électrostatique contenue entre deux surfaces en regard
Thermoélastique		-	Contrainte thermique créée par la différence de coefficients de dilatation thermique entre 2 matériaux
Transistor à effet de champ (FET) [66]–[69]		Variation du courant dans le transistor selon deux architectures : le résonateur peut jouer le rôle de grille, ou de canal. Dans ce dernier cas, l'effet piézorésistif s'ajoute à la variation de capacité.	-
Piézorésistif [70], [71]		Variation de la résistance avec la contrainte mécanique. Efficace pour une transduction NEMS dans le plan du résonateur en raison du ratio signal/surface.	-

Piézoélectrique [20], [48], [72]		Variation de la polarisation du matériau avec la contrainte. Effet piézoélectrique dit direct. Nécessite des matériaux cristallins, disponibles en couches minces. Aussi efficace pour des dimensions NEMS.	Exploite l'effet piézoélectrique inverse
Magnétique [13], [57], [73]		Basée sur la loi de Lenz : le courant traversant le résonateur, baigné dans un champ magnétique (souvent important), dépend du mouvement mécanique.	Utilise la force de Laplace, exercée sur un conducteur traversé par un courant dans un champ magnétique uniforme (important, de l'ordre de 10 T)
Optomécanique	Guide d'onde [59]	Modification de l'indice effectif aux abords d'un guide optique. Les caractéristiques de l'onde évanescente sont modifiées par le mouvement du résonateur.	Gradient de force optique dérivée de l'énergie électromagnétique
	Résonateur [60], [61], [74]–[77]	Couplage (par onde évanescente ou pression de radiation) d'une cavité optique résonante avec un système mécanique	Pression de radiation

Le Tableau II.3 présente quelques illustrations des moyens de détection présentés ici.

Tableau II.3 : Illustration de plusieurs moyens de transductions et d'actionnement des résonateurs M/NEMS.

Transducteur		Schéma de détection	MEB
Electrostatique	Capacité Plane [62], [78]		
	Peignes interdigités [79]–[81]		
Thermoélastique [30]			
FET [66]–[69]			
Piezorésistif	2 nd ordre [82]		
	1 ^{er} ordre [62]		

<p>Piezoélectrique [20], [62]</p>			
<p>Magnétique [58]</p>			
<p>Optomécanique</p>	<p>Guide d'onde [83]</p>		
<p>Optomécanique</p>	<p>Résonateur [61], [74], [76]</p>		

II.2.c) Lecture de la fréquence de résonance du M/NEMS

Nous présentons à présent les différentes manières de lire la fréquence de résonance d'un résonateur mécanique. On distingue généralement les méthodes dites boucle ouverte et fermée. Les paramètres déterminants des techniques de lectures sont la réponse temporelle, l'intégrabilité, la gamme dynamique et la précision de la boucle. Finalement, nous présentons quelques méthodes de lecture de la fréquence d'un signal.

II.2.c.i) Boucle ouverte

Les boucles ouvertes présentent généralement une gamme dynamique faible, mais leur mise en œuvre est aisée.

➤ Balayage en fréquence

En premier lieu la technique de balayage fréquentielle permet de déterminer la fréquence de résonance du système en enregistrant l'amplitude et la phase du signal sur une bande de fréquence donnée (Figure II.4). La fréquence de résonance du système est alors déterminée par

l'abscisse du gain maximal. Ainsi, la résolution en fréquence est déterminée par le pas de fréquence utilisé, ce qui rend cette méthode assez lente. De plus, la résolution en fréquence dans cette méthode est limitée par le bruit en amplitude du résonateur et, souvent, par celui de l'électronique de lecture. Cette méthode de mesure est donc généralement utilisée en laboratoire, afin d'étudier la réponse mécanique du résonateur. On remarque que la phase présente un saut de 180° à la résonance, avec une valeur de 90° à la fréquence de résonance. On remarque qu'une détermination de la phase du signal, plutôt que de l'amplitude maximale (Figure II.4.a), permet de diminuer l'incertitude sur la mesure de la fréquence de résonance (Figure II.4.b).

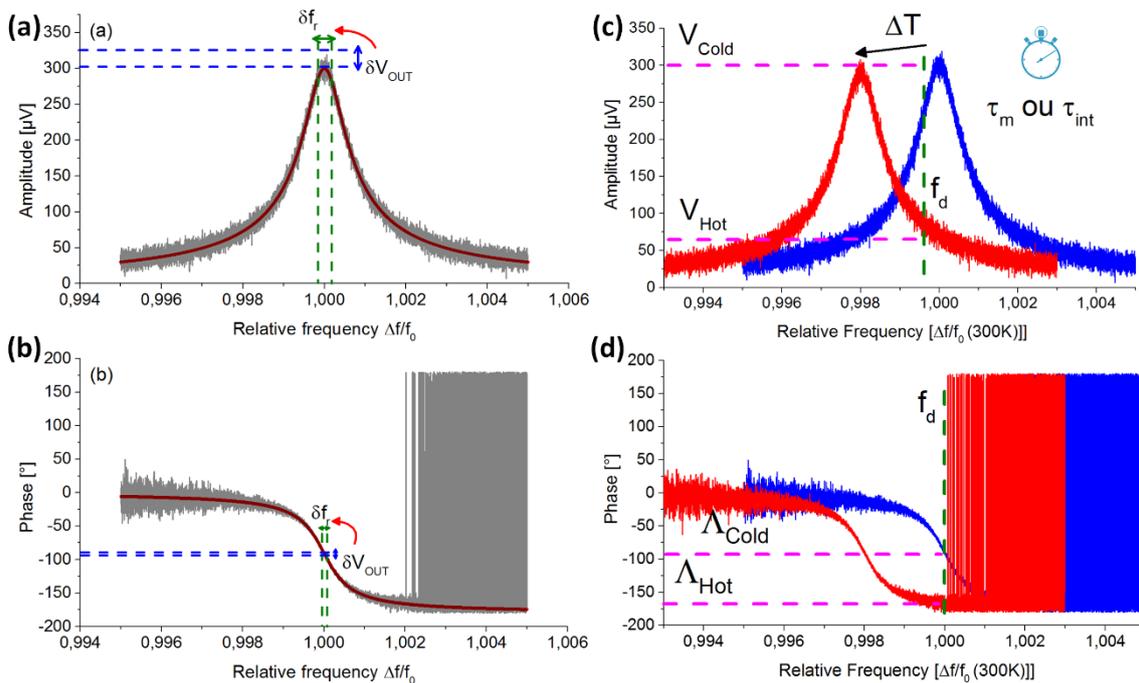


Figure II.4 : (a) Détermination de la fréquence de résonance par un balayage en fréquence pour la réponse d'un résonateur oscillateur parfait (rouge) et réel, bruité (gris). (b) Phase du signal. (c) Détermination du changement de fréquence de résonance dû à une élévation de température du résonateur à fréquence d'actionnement constante via l'amplitude du signal de sortie (d) Réponse pour la phase du signal de sortie. Un facteur de qualité $Q = 1000$ est supposé ici.

➤ Actionnement à fréquence constante

Une autre méthode de détection en boucle ouverte consiste à directement actionner le résonateur à sa fréquence de résonance, évitant ainsi le balayage en fréquence. Lorsque la rigidité et/ou la masse du résonateur sont modifiées par un paramètre physique, on observe une chute du signal à la sortie du système électromécanique. Le changement de fréquence de résonance peut alors être déduit par la fonction de transfert du résonateur. La modification de l'amplitude (Figure II.4.c) et de la phase du signal (Figure II.4.d) pour une fréquence d'actionnement f_d lorsque la température du résonateur augmente.

Par rapport à la méthode précédente, le gain en temps de mesure est évident, limité seulement par le temps d'intégration de l'électronique ou le temps de réponse du résonateur. Comme précédemment, la mesure de la phase du signal est plus précise que la mesure de l'amplitude du signal. On remarque cependant que la sensibilité décroît fortement avec l'amplitude du changement de résonance, et que la gamme dynamique de mesure de cette méthode est réduite. Pour les mêmes raisons, les dérives longs termes de la fréquence de résonance diminuent fortement la sensibilité du détecteur résonant.

Cette méthode est plutôt utilisée pour mesurer le bruit du dispositif que pour une application capteur. Dans ce dernier cas, les boucles fermées sont privilégiées.

II.2.c.ii) Boucle fermée

L'objectif d'une boucle fermée est d'actionner le résonateur de manière continue à la fréquence de résonance. Les dérives long termes (qui apparaissent vers une dizaine de secondes de temps d'intégration) n'empêchent ainsi plus le fonctionnement du capteur. Deux architectures de boucles fermées s'opposent généralement : les boucles auto-oscillantes⁹ et celles à verrouillage de fréquence.

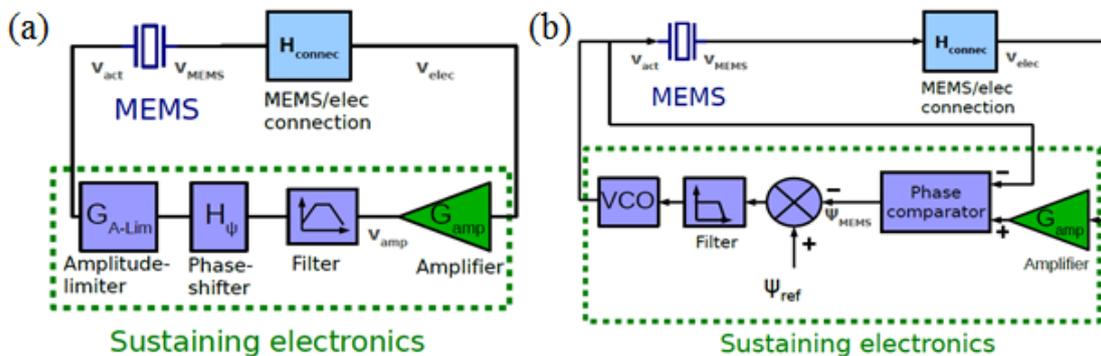


Figure II.5 : (a) Schéma fonctionnel d'une boucle fermée auto-oscillante. Un circuit d'amplification permet d'obtenir un gain supérieur à l'unité, tandis qu'un mécanisme de déphasage permet d'obtenir une phase nulle. Un limiteur d'amplitude (typiquement un transistor saturé) permet de maîtriser l'amplitude d'actionnement du résonateur. (b) Schéma fonctionnel d'une boucle fermée verrouillée en fréquence. Un comparateur de phase entre le signal en entrée et en sortie de chaîne permet de créer une tension proportionnelle aux modifications de la fréquence de résonance. Cette tension contrôle ensuite la fréquence d'un oscillateur contrôlé en tension (*Voltage Controlled Oscillator* – VCO). Adaptée de Arndt [49].

➤ Boucle auto-oscillante

⁹ Les contre-réactions au sein des boucles auto-oscillantes peuvent être positives ou négatives. Dans le premier cas, on vient réinjecter de l'énergie à chaque oscillation afin de compenser les pertes cycliques. Voir par exemple [84]. Dans le second cas, on crée un mécanisme permettant d'annuler les pertes (par analogie électrique, une résistance négative en parallèle du résonateur). Voir par exemple [85].

Dans le premier cas (Figure II.5.a), le circuit amplifie et filtre la réponse du capteur afin que la fonction de transfert du résonateur respecte les conditions d'auto-oscillations de Barkhausen [84] :

$$H_{MEMS} \times H_{elec}(f_r) > 1 \text{ et } \arg(H_{MEMS} \times H_{elec}(f_r)) = 0 \quad (\text{II.4})$$

Où $H_{MEMS} = V_{MEMS}/V_{act}$ et $H_{elec} = V_{amp}/V_{elec}$. L'électronique doit donc compenser le déphasage introduit par le résonateur et les mécanismes de transduction. De plus, elle doit procurer le gain nécessaire à l'actionnement du résonateur à partir du signal de sortie. Finalement, l'amplitude d'actionnement doit être contrôlée. En effet, un actionnement trop important peut entraîner un fonctionnement non linéaire du résonateur et dégrader sa stabilité fréquentielle [10]. Pour un actionnement électrostatique, une tension trop importante peut aussi provoquer un collage de la poutre sur l'électrode (phénomène de *pull-in*).

Un mécanisme de transduction efficace permet donc de limiter le gain – et donc la consommation – de l'électronique de maintien des oscillations. La fonction de déphasage peut être réalisée par un simple filtre passe-bas, mais le signal nécessite par la suite d'être amplifié de nouveau.

Des architectures différentes de déphaseur ont été proposées par G. Arndt [49]. Les oscillations se stabilisent lorsque $H_{MEMS} \times H_{elec}(f) = 1$. Afin d'éviter un actionnement trop important et des oscillations non linéaires, un bloc limitant l'amplitude du signal est ajouté en amont du résonateur. On trouve des boucles auto-oscillantes cointégrées ayant des surfaces pouvant être inférieures à $3500 \mu\text{m}^2$ [86].

➤ Boucle à verrouillage de phase

Néanmoins, on retrouve le plus souvent dans la littérature des boucles verrouillées en fréquence (Figure II.5.b). En effet, elles sont souvent moins sensibles aux couplages entre le signal de sortie et l'actionnement, plus aisées à implémenter et généralement plus versatiles face à la variété de MEMS rencontrés (actionnement, détection, fréquence différentes).

Le principe de base de la boucle verrouillée en fréquence est proche d'une boucle verrouillée en phase (*Phase Locked Loop* – PLL) et les deux sont communément mélangées. Ainsi, le but est de continuellement corriger la fréquence d'actionnement du MEMS en fonction de la phase du signal afin de maintenir la phase du signal de sortie à $\phi = -90^\circ$. Un comparateur de phase fournit un signal à un oscillateur contrôlé en tension (*Voltage Controlled Oscillator* – VCO). Si la réalisation de la boucle est aisée grâce à la linéarité de la relation entre la phase et la fréquence autour de la fréquence de résonance, cette méthode nécessite en revanche un VCO de qualité (supérieure à celle du MEMS afin de ne pas détériorer le bruit du capteur), souvent onéreux et encombrant.

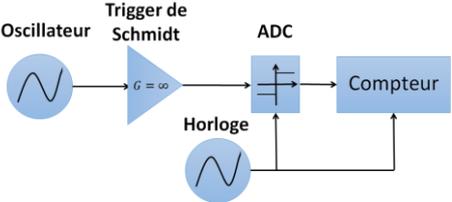
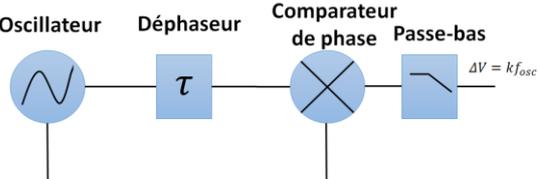
Une comparaison des méthodes de lecture de fréquences, extraite des travaux de G. Arndt, est fournie en Annexe II. Les travaux présentés ici se concentrent plus sur la technologie du capteur que sur sa lecture, nous recommandons la lecture de ses travaux, qui étudient plus en profondeur le sujet.

II.2.c.iii) Lecture du signal d'une boucle auto-oscillante

Si, dans le cas d'une PLL, la fréquence de résonance est directement obtenue par la sortie du VCO, ce n'est pas le cas d'une boucle auto-oscillante. Différentes méthodes basées sur le comptage de périodes, ou la mesure d'un déphasage peuvent être implémentées.

Parmi ces méthodes, on peut citer les plus populaires : le comptage de périodes, la mesure basée sur l'introduction d'un déphasage [87], ou encore le mesure par PLL [88]. Cette dernière méthode est par ailleurs proche de la méthode basée sur le verrouillage de fréquence et ne présente donc pas d'intérêt particulier en termes de coût et d'intégration par rapport à cette dernière. Elle est le plus souvent utilisée pour mesurer la fréquence d'un oscillateur réalisé en laboratoire [89]. L'avantage de la méthode par déphasage est de ne pas nécessiter l'introduction d'une source de fréquence externe extra-stable (typiquement un quartz) alors que les fréquences parasites du signal sont aussi filtrées. Le Tableau II.4 présente le principe de mesure de ces différentes méthodes de mesure de fréquence. Cette liste est non exhaustive, la littérature étant abondante sur le sujet [90], [91].

Tableau II.4 : Exemples de méthodes de mesure de la fréquence d'un signal.

Méthodes de mesures de la fréquence	Schéma de détection	Caractéristiques
Comptage de périodes		<p>Requiert une horloge de référence plus rapide et précise que l'oscillateur MEMS. Simple à mettre en œuvre mais gourmand en mémoire. La précision dépend de l'oscillateur de référence.</p>
Introduction d'un déphasage		<p>Bande passante ajustable autour de la fréquence d'intérêt. Ne nécessite pas de référence de fréquence externe.</p>

<p>PLL</p>		<p>Mesure de bruit de phase précise mais nécessite une instrumentation coûteuse et encombrante.</p>
<p>Analyseur de spectre</p>		<p>Limitée par les fréquences parasites du signal, le niveau de bruit de l'analyseur. Difficilement intégrable.</p>

Après cette description très générale du fonctionnement des résonateurs, nous traitons à présent l'influence de la réduction des échelles sur différents aspects des résonateurs : la transduction, le comportement mécanique ainsi que le bruit des résonateurs. Ce paragraphe se veut une introduction au sujet que le lecteur pourra approfondir en consultant, par exemple, la référence [30].

II.3) Des MEMS aux NEMS : conséquences de la réduction des échelles.

La réduction des échelles (le *scaling*) est un élément incontournable des feuilles de route des différentes branches de la microélectronique. Cependant, les motivations ne sont pas les mêmes selon les dispositifs étudiés. En effet, le *scaling* des transistors répond notamment à une problématique d'amélioration des performances des bascules par l'intermédiaire, notamment, d'une densité de courant plus importante et d'un fonctionnement plus rapide : c'est la bien connue loi de Moore. Cependant, différents phénomènes physiques (variabilité, effets canaux courts ...) ont induit un ralentissement de la densification des transistors ces dernières années.

Les progrès réalisés par la microélectronique au cours du siècle dernier (notamment les outils de fabrication) ont néanmoins permis l'émergence d'une nouvelle tendance, généralement appelée *More than Moore*. Elle se focalise sur l'intégration de nouvelles fonctionnalités sur les *wafers* silicium : capteurs, actionneurs, photovoltaïque, microfluidique, horloges...

La sensibilité d'un NEMS à un ajout de masse à sa surface étant inversement proportionnelle à sa propre masse, une diminution du volume du résonateur augmente de fait sa sensibilité. L'émergence des nanotubes de carbone a ainsi récemment permis de tester des dispositifs dont la sensibilité théorique est de l'ordre de la masse d'un proton [27] (10^{-24} g – 1 yoctogramme). Cependant, si la sensibilité est manifestement améliorée pour les applications capteurs de masse, la réduction du volume du résonateur implique aussi des modifications de leurs performances.

II.3.a) Influence sur les performances du résonateur NEMS

II.3.a.i) Transduction et pertes d'interconnexions

En premier lieu, la transduction du mouvement des résonateurs NEMS, possédant des gammes dynamiques linéaires de l'ordre du nanomètre, devient ardue, notamment à cause des surfaces mises en jeu.

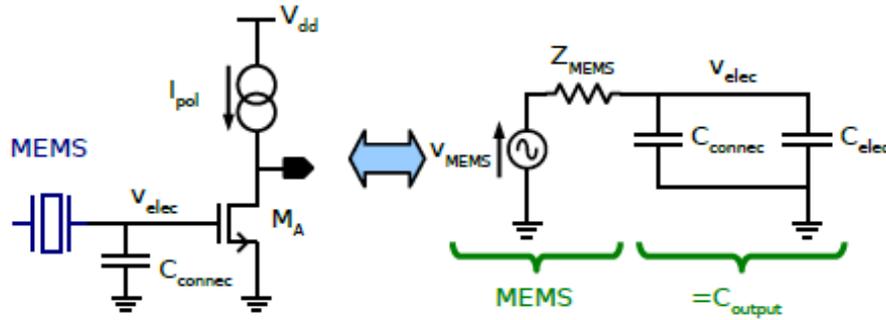


Figure II.6 : Exemple d'un schéma équivalent électrique d'un MEMS et de son électronique. Adaptée de G. Arndt [49].

La Figure II.6 illustre un schéma électrique équivalent d'un MEMS et de l'électronique d'amplification en aval. Le signal à l'entrée de l'électronique est donné par :

$$v_{elec} = \frac{v_{MEMS}}{1 + j2\pi f Z_{MEMS} C_{out}} \quad (II.5)$$

Nous prenons ici l'exemple de la transduction capacitive. Une tension V_b est appliquée entre l'armature mobile et la masse. Le signal résultant du mouvement mécanique est lié à la variation de capacité ΔC entre une électrode fixe et le résonateur. Généralement, $\Delta C \ll C_0$, où C_0 représente la capacité au repos, de sorte que $Z_{MEMS} = 1/(j2\pi f C_0)$. Le potentiel à l'électrode de lecture v_{MEMS} s'exprime donc par :

$$\frac{dv_{MEMS}}{dt} = \frac{V_b}{C_0} \frac{d\Delta C}{dt} \quad (II.6)$$

Néanmoins, nous remarquons sur la Figure II.6 que la tension d'entrée de l'électronique dépend fortement de la capacité des lignes $C_{out} = C_{connec} + C_{elec}$ entre le MEMS et de son électronique :

$$v_{elec} = \frac{v_{MEMS}}{1 + C_{out}/C_0} \propto V_b \frac{\Delta C}{C_0 + C_{out}} \quad (II.7)$$

Les variations de capacité ΔC dans des NEMS sont de l'ordre de l'aF pour des capacités statiques de l'ordre du fF [30]. Par comparaison, les capacités cumulées des plots de contacts, des connexions et de l'instrumentation sont de l'ordre de 1 pF à 100 pF. Nous remarquons donc que le signal est atténué par ce pont capacitif d'un facteur 10^6 à 10^8 .

Prenons l'exemple du résonateur NEMS de la référence [67]. Les capacités C_0 et ΔC sont respectivement estimées à 115 aF et 5 aF. Pour une tension de lecture $V_b = 10 V$ et une capacité $C_{out} = 10 pF$, la tension v_{elec} sera donc égale à $3,6 \mu V_{rms}$.

Les expressions précédentes ne prennent pas en compte le couplage entre l'actionnement et la détection. Ce phénomène est notamment important dans le cas d'un actionnement et d'une détection capacitive, où les couplages parasites sont nombreux (électrodes en vis-à-vis, substrat, effets de bords...). Ce phénomène complique d'autant plus la transduction capacitive à l'échelle des NEMS. Les niveaux de fond constatés sur des électroniques bas bruit sont de l'ordre de 1 à $10 \mu V$. Nous remarquons donc que le *SBR* est fortement dégradé par la diminution des échelles dans ce schéma de détection.

Une solution afin de limiter le couplage entre l'entrée et la sortie du NEMS consiste à utiliser une transduction orthogonale, où les mécanismes physiques utilisés pour l'actionnement et la détection sont différents. Par exemple, le LETI a développé ces dernières années un résonateur NEMS pour la détection de gaz avec une détection piézorésistive et un actionnement capacitif (structure en croix, dite *crossbeam*) [40].

Ces structures nécessitent néanmoins des schémas de détection particuliers (typiquement une détection hétérodyne) afin d'empêcher l'atténuation du signal causée par le filtre passe-bas formé par la résistance de lecture et les capacités C_{out} . Afin d'éviter l'utilisation de ces schémas de détection non conventionnels, une solution consiste alors à rapprocher l'électronique de lecture au plus près du dispositif afin de diminuer C_{out} . Nous remarquons que cette approche bénéficie aussi à la transduction capacitive, car l'atténuation du signal issu du MEMS est alors diminuée.

II.3.a.ii) Cointégration du NEMS avec son électronique

Nous présentons 3 manières de connecter le dispositif M/NEMS à son électronique :

- Une connexion via des fils d'or (*wire-bonding*), où l'électronique et le MEMS sont fabriqués séparément. Cette approche est privilégiée à l'heure actuelle par les fondeurs CMOS, réticents à intégrer des technologies MEMS dans leurs lignes de production. La capacité de connexion C_{WB} , de l'ordre de 10 pF dans cette approche, est principalement due au plot de connexion. Ce type de configuration est illustré sur la Figure II.7.a
- Une intégration par connexions TSV (*Through-Silicon Via*) permet de fabriquer séparément l'électronique du NEMS puis de connecter les deux via des connexions profondes. Les capacités de connexions peuvent être diminuées à un niveau de 30 fF [92]. Un schéma d'une telle intégration est présenté sur la Figure II.7.b.

- Une intégration de l'électronique au plus près par l'intermédiaire d'un collage moléculaire des deux *wafers* (Figure II.7.c), d'une intégration monolithique 2D (Figure II.7.d) ou 3D (Figure II.7.e). Dans ce cas, les capacités de connexions peuvent être réduites jusqu'à 10 fF [49], [93].

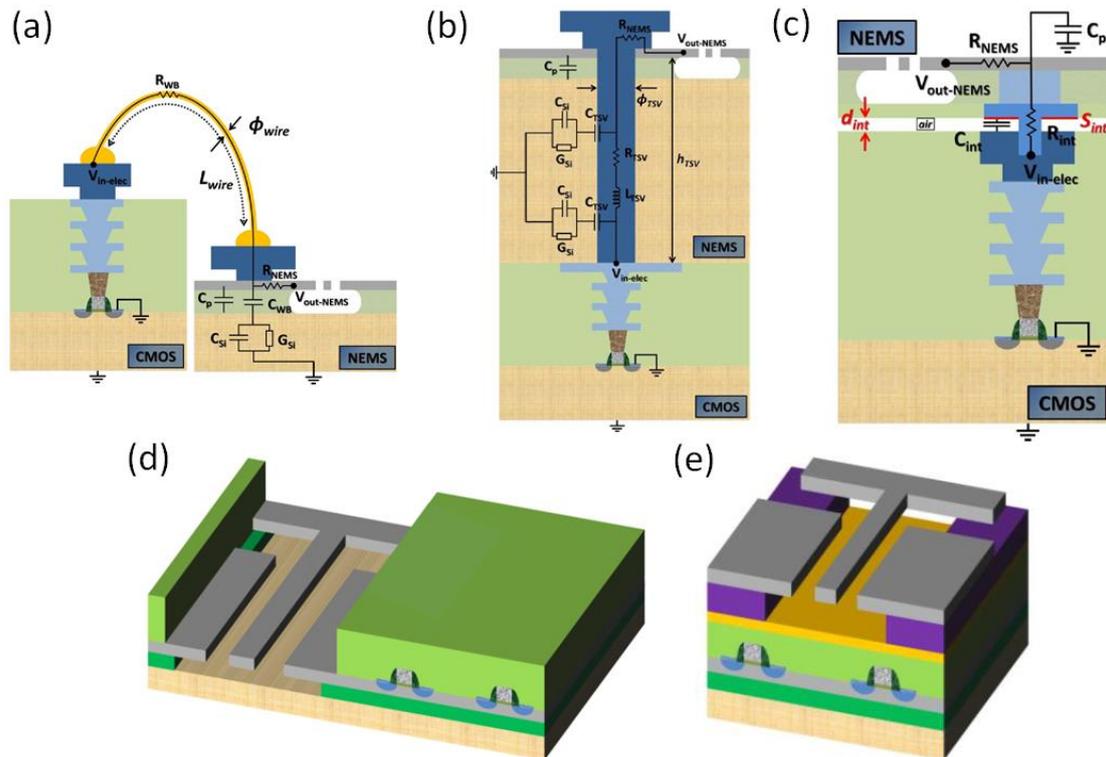


Figure II.7 : Exemple d'intégration du résonateur et de son électronique pour (a) une fabrication séparée et une connexion via *wire-bonding* (b) une connexion par TSV (c) un collage moléculaire (d) une cointégration 2D (e) une cointégration 3D. Adaptée de J. Philippe [92].

Nous observons donc que la détection capacitive est largement affectée par les connexions, ce qui la rend inefficace à l'échelle des dispositifs NEMS (tout du moins, sans cointégration de l'électronique). Ainsi, des méthodes de détection plus efficaces à l'échelle NEMS ont été développées (piézorésistive, piézoélectrique, optomécanique – voir Tableau II.2).

II.3.a.iii) Facteur de qualité et stabilité fréquentielle

La réduction des échelles des résonateurs mécaniques ne provoque pas seulement une détérioration du signal issu du NEMS mais aussi une diminution du facteur de qualité Q . En effet, on observe généralement une dépendance linéaire de la dégradation du facteur de qualité avec la racine cubique du volume, illustré par la Figure II.8.a, extraite des travaux de Imboden et Mohanty [29].

Afin de confirmer cette tendance, nous avons ajouté les exemples cités dans le Tableau II.1. Certaines configurations permettent d'améliorer le facteur de qualité, comme par exemple la localisation des encastremets aux nœuds de vibration [41] ou l'utilisation de contraintes résiduelles extensives [94]. Néanmoins, ces méthodes ne permettent généralement pas de compenser les pertes causées par les effets de surfaces, dont la contribution augmente significativement à l'échelle des résonateurs NEMS [29]. Toujours en référence à l'Eq. (II.1), la précision de lecture de la fréquence de résonance est aussi affectée par la réduction des échelles des résonateurs mécaniques.

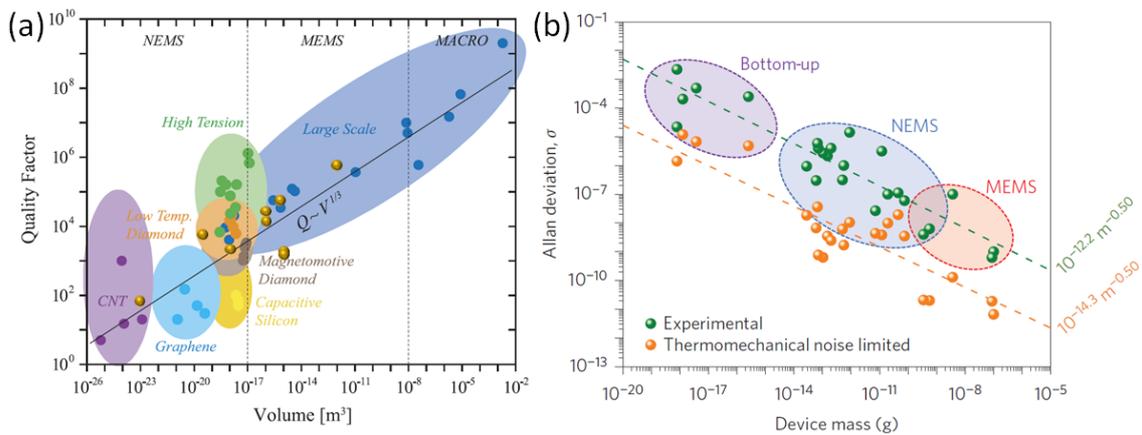


Figure II.8 : Influence de la réduction des échelles des résonateurs mécaniques : (a) sur le facteur de qualité – adaptée de Imboden et Mohanti [29]. Les points dorés sont extraits du Tableau II.1. (b) sur le bruit en fréquence – adaptée de Sansa *et al* [95]. La déviation d'Allan σ_y représente la stabilité du résonateur, ici calculée pour un temps d'intégration de 1 s.

Nous notons aussi que la densité spectrale de bruit augmente avec la réduction des dimensions du résonateur. Nous entrerons plus en détail sur les principales sources de bruits affectant la résolution en fréquence des résonateurs dans le Chapitre IV. Néanmoins, nous pouvons d'ores et déjà souligner que la contribution des bruits thermiques augmente inversement à la racine carrée de la masse du résonateur. De plus, des résultats récents semblent montrer que des sources de bruit en fréquence jusqu'alors inconnues semblent aussi dépendre du corps du résonateur, et prédominer dans le domaine des NEMS [95], [96]. Nos résultats expérimentaux feront écho à ces publications récentes dans le Chapitre IV.

D'un point de vue expérimental, l'utilisation de résonateurs NEMS posent plusieurs problèmes pratiques et notamment, la sensibilité de ces dispositifs aux décharges électrostatiques (ESD). En effet, comme les volumes décroissent, les densités de courant liées aux ESD augmentent. La Figure II.9 illustre assez bien ce phénomène.

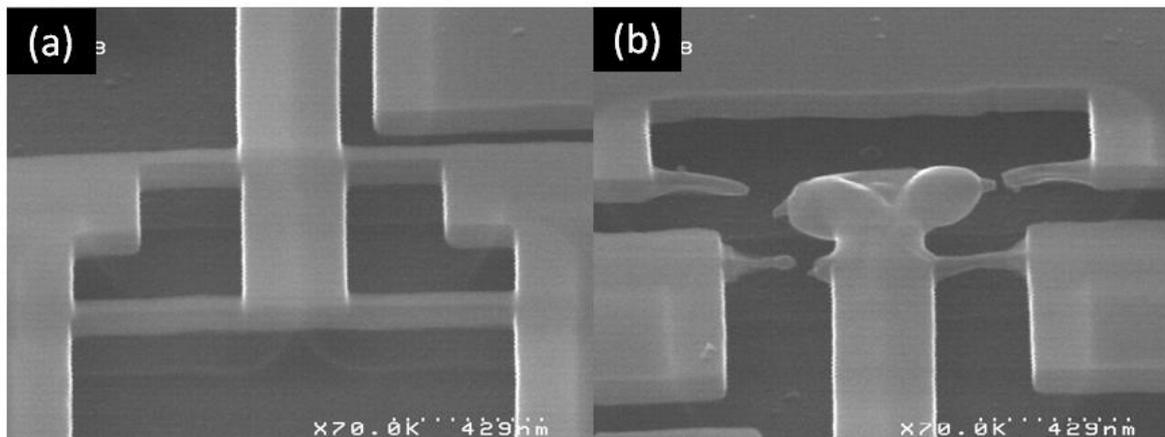


Figure II.9 : (a) Ancrages d'une poutre c-c avec jauges de lecture piezorésistives (b) effet d'une décharge électrostatique. Source LETI.

Finalement, la déflexion de résonateurs à des amplitudes proches de leur propre épaisseur remet en cause la linéarité supposée du système mécanique, et l'équation (II.2) ne décrit alors plus correctement la dynamique du système. C'est l'objet du prochain paragraphe.

II.3.b) Non linéarités

Les équations linéaires permettent de résoudre un nombre considérable de problèmes physiques quotidiens. Mais ces équations ne sont qu'une approximation de la réalité des choses : cette dernière est en effet bien souvent non linéaire, et la physique n'échappe pas à cette règle. En fonction des applications, les effets non linéaires peuvent parfois être exploités afin d'améliorer les caractéristiques des systèmes (réduction de bruit en fréquence [97], excitation sub-harmoniques [63], lévitation magnétique [98], contrôle non destructif [99], etc...). Au contraire, elles peuvent limiter les performances des dispositifs en réduisant les dynamiques de fonctionnement linéaire des capteurs [78]. La facilité déconcertante avec laquelle les non linéarités apparaissent au sein des résonateurs NEMS en a notamment fait de formidables outils pour l'étude de la mécanique non linéaire [52], [63], [100], [101].

II.3.b.i) Sources de non linéarités au sein des résonateurs mécaniques

L'équation (II.1) démontre que l'augmentation de l'amplitude de vibration mécanique du résonateur permet de diminuer le bruit fréquentiel de ce dernier. Cela permet notamment de simplifier l'électronique du capteur. Néanmoins, l'instabilité en fréquence augmente avec l'amplitude de vibration du résonateur dans le régime non linéaire [78]. En pratique, les résonateurs NEMS sont très vite sujets à ces non linéarités (l'action du bain thermique ambiant suffit même pour le cas de nanoparticules résonantes [102]).

Si la limite de la loi de Hooke pour des amplitudes importantes est une source de non linéarité intrinsèque à chaque matériau, les résonateurs NEMS atteignent bien souvent le domaine non linéaire bien avant cette limite. Les sources de non linéarités connues au sein d'un résonateur sont présentées dans le Figure II.10.

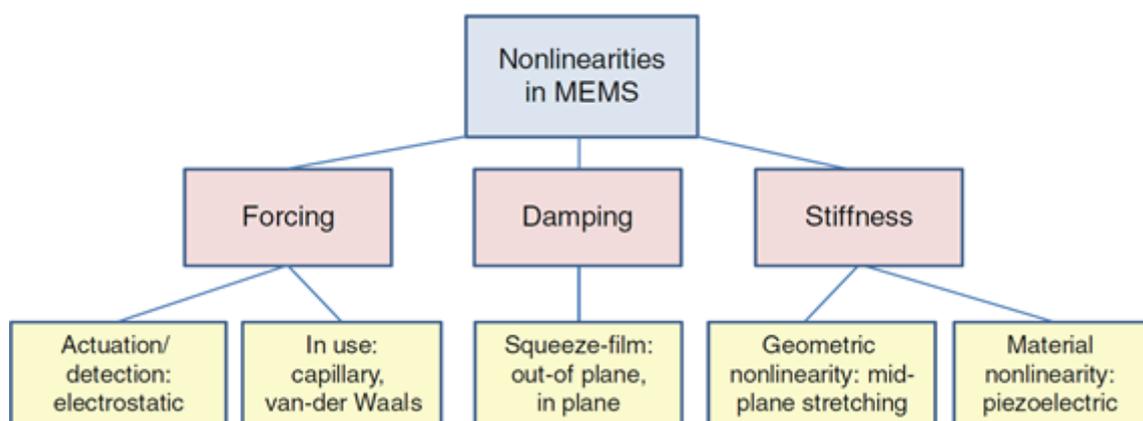


Figure II.10 : Sources de non linéarités habituelles au sein des résonateurs NEMS (extrait de Younis *et al* [103]).

II.3.b.ii) Effets des non linéarités sur la réponse du résonateur

Un effet fondamental des non linéarités au sein des résonateurs est la relation qui apparaît, dans ce domaine, entre la fréquence de résonance et l'amplitude du mouvement du NEMS. Le résonateur est alors sujet à des phénomènes tels que des hystérésis ou des sauts dans la réponse fréquentielle du système, la coexistence de plusieurs états stables, la sensibilité aux conditions initiales ou encore le saut d'un état à un autre induite par une perturbation externe.

Un cas de figure souvent rencontré est la présence d'un terme dépendant au cube de l'amplitude du mouvement dans l'équation du mouvement (dite équation de *Duffing*) :

$$m\ddot{\delta} + b\dot{\delta} + k\delta + k_3\delta^3 = F \quad (\text{II.8})$$

Le comportement du résonateur à fortes amplitudes dépend alors du signe de k_3 : la fréquence de résonance peut par exemple diminuer avec l'amplitude de vibration ($k_3 < 0$, on parle alors d'effet « adoucissant »). Dans le cas inverse, on parlera d'effet « durcissant ». Le résonateur fonctionnera en régime linéaire jusqu'à une amplitude, appelée amplitude critique, au-delà de laquelle le résonateur se trouve dans un domaine non linéaire de déplacement.

Par exemple, on rencontre les deux types de non linéarités dans les résonateurs NEMS en flexion actionnés de manière électrostatique. En effet, la force électrostatique augmente inversement avec la distance entre les deux électrodes : elle est donc non linéaire et provoque un effet adoucissant. Au contraire, lorsque l'épaisseur du matériau devient comparable aux déflexions provoquées, l'allongement requis par la poutre crée une contrainte de rappel dans la structure, augmentant donc avec la déflexion.

II.3.b.iii) Optimisation de la gamme dynamique des résonateurs NEMS

Les travaux de N. Kacem ont montré que l'amplitude critique mécanique s'exprime comme $A_C = 1.685t_{si}/\sqrt{Q}$ pour une poutre c-c, où t_{si} représente ici l'épaisseur de la poutre. La modélisation des sources de non linéarités ainsi que le développement de méthodes de résolution analytique ou numérique ont permis de définir des géométries et des points de fonctionnement autorisant une plus large gamme dynamique de fonctionnement linéaire. Ces différents modes de fonctionnement sont illustrés sur la Figure II.11, qui représente la réponse fréquentielle du résonateur actionné et détecté de manière électrostatique pour différentes valeurs de capacité C_0 .

La contribution des non linéarités électrostatiques est donc différente selon les géométries et on observe ici une compensation théorique des non linéarités dans une configuration particulière qui augmente significativement la gamme de fonctionnement linéaire du résonateur (courbe bleue). On constate sur cet exemple un gain théorique d'un facteur 30 sur le signal comparé à l'amplitude critique mécanique A_C . Nous verrons dans la suite du manuscrit (Chapitre III) que nous avons reproduit un tel comportement avec les résonateurs utilisés dans nos travaux.

En parallèle de ces études sur l'optimisation de la gamme dynamique, le LETI a développé des méthodes de transduction plus efficaces que la transduction capacitive à l'échelle NEMS (piézorésistive [40], optique [76]). Ces méthodes de détection permettent d'augmenter le *SNR* en sortie du NEMS et d'obtenir un *SBR* continu lors de la réduction des échelles.

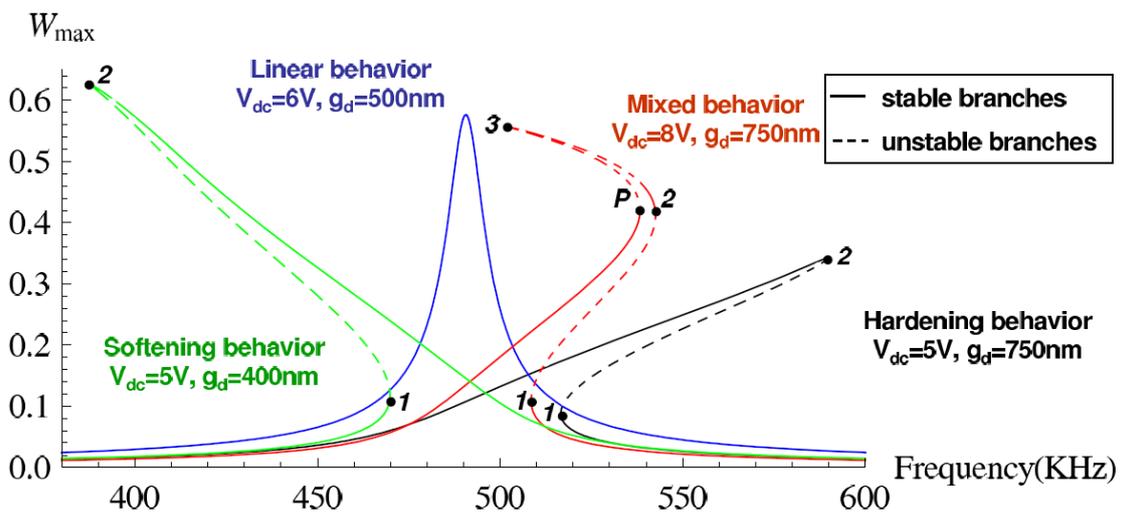


Figure II.11 : Simulation du comportement de la réponse fréquentielle d'un résonateur en flexion pour différents valeurs de capacité C_0 (via une modification de l'espace entre les deux armatures g_d). L'abscisse représente l'amplitude maximale du résonateur. On remarque que le régime linéaire peut être spectaculairement augmenté au-delà de l'amplitude critique ($A_C = 15 \text{ nm}$ ici) en dessinant le NEMS de manière appropriée [78].

En effet, la compensation des non linéarités est extrêmement sensible aux géométries du résonateur, et notamment à sa raideur effective. Or, les contraintes résiduelles au sein du résonateur influencent fortement la rigidité effective expérimentale du résonateur et sont source de variabilité spatiale (sur une plaque de fabrication) du comportement mécanique des résonateurs fabriqués. Ces contraintes rendent donc difficiles l'optimisation de la gamme dynamique sur tous les dispositifs fabriqués sur une plaque et à plus forte raison, sur un réseau de capteurs.

Or, notre application nécessite l'utilisation de résonateurs en réseau, adressés individuellement (imageur). Des applications spécifiques ont déjà émis le besoin de tels réseaux de résonateurs. Par exemple, le développement de la spectrométrie de masse à base de résonateurs NEMS nécessite le développement de réseaux de résonateurs, afin d'augmenter la surface de capture des molécules. Ces travaux constituent une base de renseignements utiles pour notre application, exposés dans le paragraphe suivant.

II.3.c) Réseau de capteurs

II.3.c.i) Intérêt des réseaux de NEMS : exemple du capteur de gaz

Considérons que toutes les dimensions du résonateur suivent un facteur de dimensionnement α . Nous nous plaçons dans un premier temps dans le cas des capteurs de gaz. La détection du gaz s'effectue par l'adsorption du dit gaz à la surface fonctionnalisée du résonateur. L'adsorption du gaz va modifier la masse du résonateur et ainsi sa fréquence de résonance.

La sensibilité du résonateur est donc proportionnelle à la surface du détecteur et inversement proportionnelle à sa masse. La sensibilité augmente selon α^{-1} lorsque les dimensions du résonateur sont réduites.

Considérons à présent le niveau de bruit en fréquence du résonateur. D'après l'équation (II.1), il est inversement proportionnel au SNR . Plaçons-nous dans le cas idéal où les performances du détecteur sont limitées par le bruit thermomécanique. Dans le cas d'un résonateur en flexion, on montre aisément (voir par exemple [80]) que les fluctuations d'amplitudes lié au mouvement brownien sont indépendantes de α . Or, nous avons souligné plus haut que l'amplitude critique, et donc le SNR , était proportionnelle à une dimension du résonateur (l'épaisseur pour un résonateur c-c, la longueur pour un cantilever [78]). La stabilité fréquentielle va donc diminuer selon α^{-1} .

Ainsi, la résolution du capteur de gaz, limitée par le bruit thermique, est indépendante de α . Une des manières d'améliorer alors la résolution globale du système est d'utiliser un réseau de capteurs NEMS en parallèle. En supposant des résonateurs identiques, avec la même sensibilité, le signal de la captation cohérente du gaz augmente d'un facteur N alors que le bruit, incohérent entre les dispositifs, augmente d'un facteur \sqrt{N} [19].

Ce type de réseau se prête donc particulièrement bien à la fabrication en masse de résonateurs sur silicium. La Figure II.12.a illustre un réseau de résonateur NEMS fabriqué au LETI, adressé via une configuration série-parallèle afin d'assurer la cohérence de la phase des signaux de sortie des résonateurs individuels.

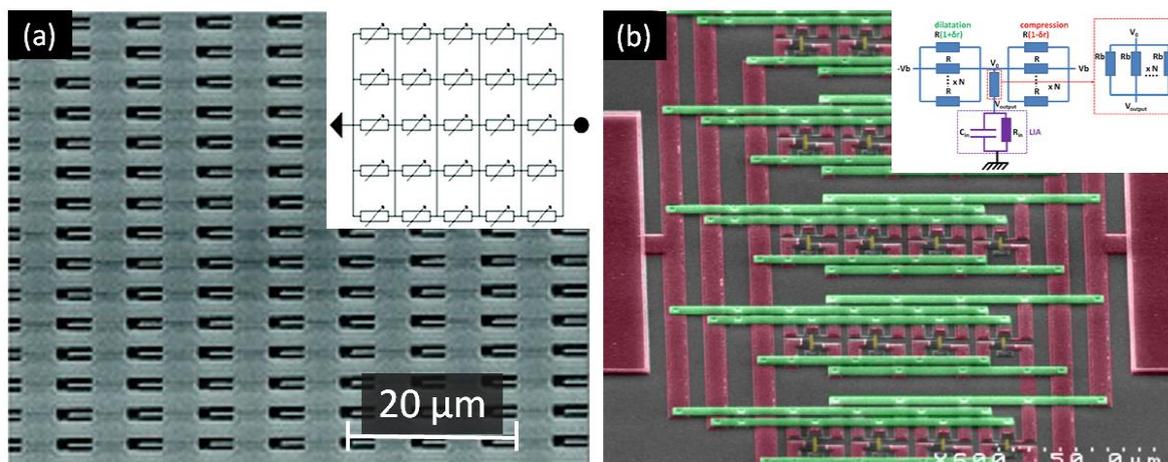


Figure II.12 : (a) Image MEB d'un réseau de cantilevers actionnés thermiquement et lu de manière piezorésistive. Inset : Schéma électrique équivalent [19] (b) Image MEB d'un réseau de poutres c-c adressées en parallèle via deux niveaux de métal (rouge et vert). Les poutres sont adressées individuellement grâce à leur fréquence de résonance différente, selon leur longueur (adressage fréquentiel). Les résonateurs sont colorés en jaune, Inset : Schéma électrique équivalent [38].

Nous traitons à présent l'exemple d'un capteur de masse. Dans ce cas, la sensibilité dépend directement de la masse du capteur, et augmente donc d'un facteur α^{-3} lorsque les dimensions du résonateur sont réduites. La stabilité fréquentielle du capteur suivant la même loi que pour le capteur de gaz, la résolution du capteur de masse, limitée par le bruit thermomécanique, est améliorée selon α^2 lorsque les dimensions du résonateur diminuent.

Cette propriété a naturellement largement motivé les efforts des équipes de recherches à diminuer le volume des résonateurs.

II.3.c.ii) Adressage individuel : exemple du multiplexage fréquentiel

Néanmoins, la spectrométrie de masse nécessite aussi l'implémentation de larges réseaux de résonateurs. En effet, la surface effective de captation décroît selon α^2 . Afin de diminuer l'erreur de mesure des particules ou molécules pesées, un nombre d'évènements significatif est nécessaire au niveau du résonateur, ce qui demande des temps d'acquisitions extrêmement longs pour un résonateur isolé. Par exemple, E. Sage constate lors de son expérience de calibration que l'étendue du faisceau de nanoparticule utilisé est supérieure de 8 ordres de grandeur à la taille du résonateur NEMS [14].

Une des solutions pour diminuer cet écart est l'utilisation d'un réseau de NEMS. En revanche, dans cette application, les résonateurs doivent impérativement être adressés individuellement. La Figure II.12.b présente un réseau de 20 résonateurs c-c, adressés par voie fréquentielle grâce à des longueurs différentes (la fréquence de résonance des modes de flexion dépend de $1/L^2$) [38].

Si l'adressage fréquentiel permet de s'affranchir d'un schéma individuel de connexions électriques ultra denses, un multiplexage est à l'évidence nécessaire pour adresser individuellement chaque résonateur (Figure II.13.a). Séquentiel [104] ou simultané [105], cet adressage est difficilement imaginable pour des réseaux de millions de NEMS, l'électronique ne pouvant certainement pas couvrir la gamme dynamique nécessaire à l'adressage fréquentiel de chaque résonateur. Ainsi, plusieurs groupes explorent actuellement des méthodes alternatives de lecture collective ou individuelle de réseaux de NEMS (cointégration 3D [106], lecture optique collective [55], résonance collective [107], [108]). L'adressage qui paraît le plus simple à mettre en œuvre, théoriquement tout du moins, reste encore une électronique de type imageur ou mémoire.

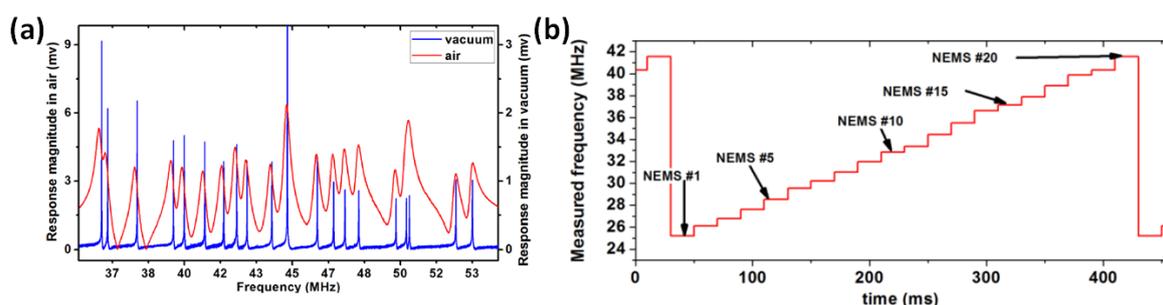


Figure II.13 : (a) Réponse fréquentielle d'un réseau de 20 capteurs adressés en parallèle (b) Adressage fréquentiel du réseau en fonction du temps [104].

Les paragraphes précédents donnent un aperçu des possibilités de résonateurs NEMS en tant que capteur :

- Leur compatibilité avec les outils de fabrications de la microélectronique permet une fabrication de réseau dense et uniforme, idéal pour une application d'imageur ; Les résolutions importantes des outils de lithographie permettent aussi d'envisager des isolations thermiques importantes ;
- Les travaux engagés par des équipes de recherche du monde entier sur l'adressage de réseaux de résonateurs permettent d'envisager la lecture d'une matrice de NEMS ;
- Finalement, le développement de techniques de transduction efficaces à l'échelle sub-micrométrique ont permis de conserver des niveaux de bruits en fréquence extrêmement bas. Nous pouvons donc espérer des *SNR* importants, même pour les plus petits pas pixels.

Ainsi, malgré la faible sensibilité thermique attendue (de l'ordre de $-100 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$), nous estimons que le bruit thermique de phonon peut être atteint grâce aux stabilités fréquentielles observées sur les résonateurs NEMS. Ainsi, ce type de thermomètre permettrait d'améliorer les performances actuelles des bolomètres et, en conséquence, autoriserait une réduction du pas pixel à iso-performances.

II.4) Résonateurs pour l'imagerie infrarouge : un état de l'art

II.4.a) Travaux précurseurs

Les premiers travaux concernant des résonateurs mécaniques pour l'imagerie IR ont débuté à partir des années 1980. En effet, Ziegler et Tiesmeyer proposait déjà un résonateur à quartz en 1983 [109]. Mais, leur dispositif est un disque volumineux (3 à 5 mm de diamètre), suspendu mécaniquement par des broches externes, mal adapté à la fabrication de réseau pour l'imagerie.

En revanche, les laboratoires Philips proposent deux ans plus tard un résonateur à quartz dont les dimensions latérales ($200 \times 200 \mu\text{m}^2$) et la méthode de fabrication lithographique (membrane isolée par des bras de $100 \mu\text{m}$ de long et $20 \mu\text{m}$ de large) ouvre la voie à la fabrication de matrices de détecteurs résonants [110]. Un *NEP* de 15 nW est alors mesuré. La faible sensibilité s'explique en particulier par l'instabilité fréquentielle introduite par l'électronique utilisée à cette époque.

10 ans plus tard, les laboratoires de l'armée américaine s'intéressent de nouveau au sujet par l'intermédiaire des travaux de J.R. Vig [111]–[113]. L'utilisation de réseaux de résonateurs est alors étudiée en profondeur pour la première fois, avec un *NETD* théorique de 70 mK pour un temps de réponse thermique de 10 ms (réseau de résonateur de 240×336 pixels vibrant à 1 GHz [111], [112]). La capacité des résonateurs mécaniques d'atteindre les limites fondamentales des détecteurs thermiques, grâce à leur excellente stabilité fréquentielle, est notamment mise en avant.

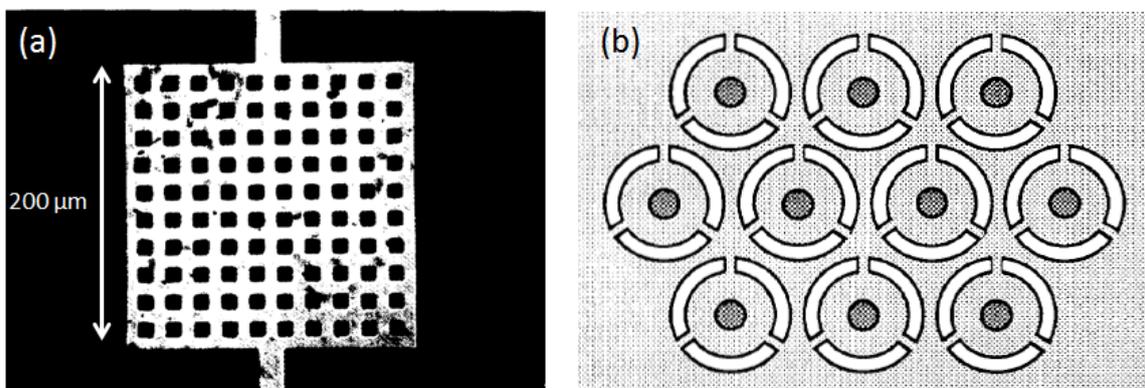


Figure II.14 : (a). Résonateur à quartz proposé par Ralph *et al*, encadré par 2 électrodes. L'électrode visible est gravée afin d'améliorer l'ouverture du quartz (taux d'ouverture 25 % ici), élément absorbant du signal IR [110]. (b) réseau de résonateurs à quartz circulaires – afin d'améliorer l'isolation thermique en utilisant seulement 3 bras de suspension – proposé par Vig *et al* en 1995 [111].

Néanmoins, la caractérisation de ces résonateurs a par la suite montré les mêmes limites que 10 ans auparavant. Les travaux ont donc conclu qu'une amélioration du facteur de qualité des résonateurs était nécessaire afin d'augmenter la détectivité des détecteurs ($NEP \sim 2 \text{ nW}$) [113]. De plus, J.R. Vig souligne la difficulté de fabriquer des matrices denses de résonateurs en quartz

à cause des limites des techniques de fabrication sur ce matériau (taille de wafer, épaisseur des substrats...).

En revanche, l'amélioration des performances des outils de microélectronique a permis aux détecteurs bolométriques une réduction du pas du pixel quasi continue, à iso-performances ($NETD < 50$ mK et $\tau_{th} < 10$ ms), à un rythme soutenu, si bien que cette technologie est finalement devenue dominante sur le marché des imageurs thermiques grand format au cours des vingt dernières années.

II.4.b) Travaux récents sur les résonateurs

Ce n'est qu'à partir de 2007 que le sujet réapparaît dans la littérature. Au même moment, le pas pixel des détecteurs bolométriques, passé de 50 à 17 μm en 10 ans, semble bloqué au pas de 17 μm (Figure I.5). La question de la capacité de la technologie résistive à adresser les futurs pas, jusqu'au pas pixel « ultime » de 5 μm , commence donc à agiter le milieu de la détection IR non refroidi.

Entre-temps, les résonateurs à base de silicium ont largement profité des progrès de la microélectronique, comme nous l'avons présenté auparavant. De plus, les matériaux piézoélectriques sont aussi devenus disponibles en film mince, permettant de développer des résonateurs piézoélectriques sur des substrats silicium. Les isolations thermiques importantes développées pour les bolomètres, et la densité d'intégration des réseaux, deviennent donc théoriquement accessibles aux résonateurs.

La Figure II.15.a compare les performances évaluées grâce au NEP des principaux travaux effectués sur les résonateurs. La plupart du temps, les variances d'Allan sont données pour un temps d'intégration de 1s, alors que le temps d'intégration des bolomètres est fréquemment de l'ordre de 70 μs . Afin de comparer à bande équivalente de bruit égale ces détecteurs, nous ramenons ici les performances données à cette bande passante (soit $f_{BW} = 7$ kHz dans le cas d'un intégrateur parfait). Nous avons constaté que les constantes de temps thermiques théoriques des dispositifs considérés étaient bien souvent sensiblement inférieures à 10 ms, ce qui suppose une réponse thermique maximale jusqu'à 30 Hz.

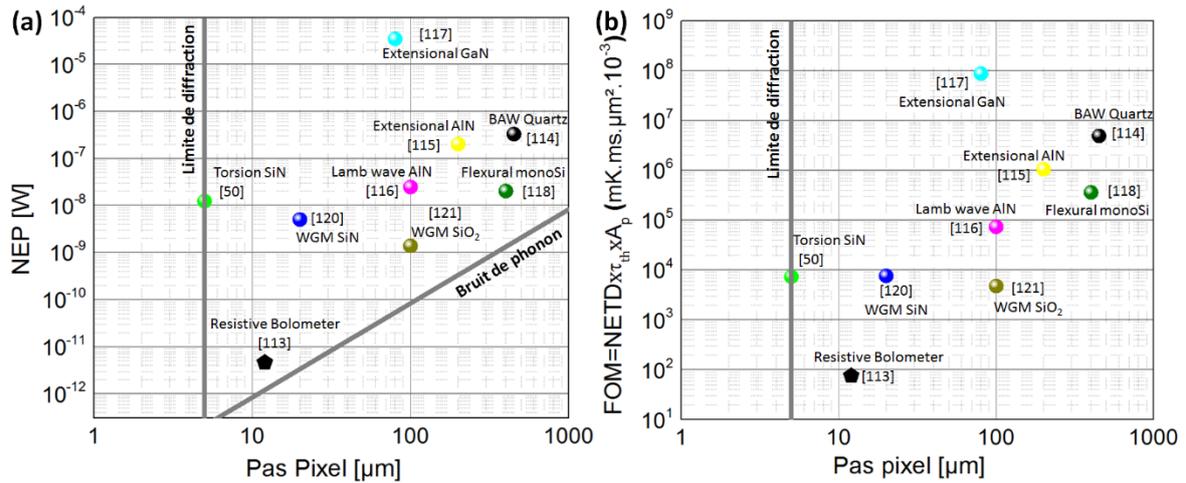


Figure II.15 : Comparaison des performances des résonateurs proposés – mécanique et optique – par la littérature évaluées grâce à la (a) NEP (b) Figure de Mérite ($FOM = NETD \times \tau_{th} \times A_p$). La performance typique d'un bolomètre résistif est aussi donnée à titre de comparaison. Les résonateurs à modes de galeries (WGM) sont des composants optiques, utilisant un matériau à indice optique élevé dans le visible ou le proche IR dans une structure torique (ou de disque). Les résonateurs BAW sont des résonateurs utilisant des modes volumiques de vibration dans des matériaux piézoélectriques.

Nous remarquons que, malgré la variété des types de résonateurs proposés, les performances restent en retrait par rapport à ceux des bolomètres résistifs au pas de 12 μm [114]. Les résonateurs utilisant des matériaux piézoélectriques peinent à réduire la taille de leur pixel. Ceci est lié à la dépendance de la fréquence de résonance avec la taille des électrodes utilisée [115]–[118]. De plus, nous constatons que les isolations thermiques requises aux petits pas pixels sont difficiles à obtenir sur les matériaux piézoélectriques, empêchant de fait, la réduction du pas de ces détecteurs. Les structures de types cantilevers possédant des facteurs de remplissage bas, ne semblent pas plus adaptées à la détection IR non refroidi [119].

La Figure II.15.b compare les différentes technologies proposées par la littérature en utilisant la figure de mérite $FOM = NETD \times \tau_{th} \times A_p$ – introduite au Chapitre I. Nous rappelons que cette FOM permet de rapidement estimer les performances d'une technologie de thermomètre non refroidi destinée à la détection du rayonnement IR, indépendamment de la surface et de l'isolation thermique du détecteur. Nous remarquons que les technologies piézoélectriques ne sont a priori pas encore capables de concurrencer la filière résistive.

En revanche, l'équipe du Pr. Roukes a récemment proposé un résonateur en SiN fonctionnant en torsion ou en flexion au pas de 5 μm [50]. L'isolation thermique atteinte ($G_{th} = 1.5 \text{ nW/K}$) a permis d'améliorer considérablement la FOM vis-à-vis des résonateurs piézoélectriques. Néanmoins, une lithographie électronique a été utilisée pour la fabrication du résonateur. Or, cette méthode se prête difficilement à une fabrication de masse, à bas coût. De plus, une transduction optique, difficilement intégrable a été utilisée pour mesurer les propriétés du résonateur.

Nous avons également ajouté une approche intéressante, basée sur la résonance optique d'une cavité circulaire – dits modes de galeries (*Whispering Gallery Mode – WGM*) – proposée par plusieurs groupes [120]–[122]. Dans ces structures, la fréquence de résonance optique est modifiée par la dépendance de l'indice de réfraction à la température du matériau. Le facteur de qualité élevé de ces résonateurs nous intéresse particulièrement, et nous y reviendrons dans le Chapitre V.

A partir de ce constat, nous chercherons dans la suite de ces travaux à répondre aux interrogations suivantes : Les résonateurs M/NEMS sont-ils capables de fonctionner avec des isolations thermiques importantes ? Leur stabilité fréquentielle peut-elle compenser leur faible sensibilité thermique pour atteindre le bruit de phonon, tout ceci avec une transduction électrique ?

II.5) Proposition d'un résonateur M/NEMS au pas de 12 μm

Nous avons présenté dans ce chapitre les principales caractéristiques des résonateurs M/NEMS. Les méthodes de détection usuelles ont été présentées, ainsi que les principales architectures de lecture des fréquences de résonances. Nous avons étudié des travaux existants pour la mesure de masse. En effet, cette application nécessite une lecture très stable des résonateurs et, dans le cas de l'application à la spectrométrie de masse, l'implémentation de réseaux de détecteurs adressés individuellement. Cette application requiert donc des propriétés similaires à celles que nous recherchons pour les imageurs IR.

De plus, les opportunités apportées par la réduction des échelles des résonateurs ont été introduites ainsi que son impact sur différentes caractéristiques des NEMS (bruit en fréquence plus important, dégradation de la dynamique linéaire et du facteur de qualité). Nous constatons que la cointégration de l'électronique de lecture avec les résonateurs NEMS étaient une suite logique à cette réduction des échelles. Ceci notamment pour deux raisons : la diminution des gammes dynamique linéaire doit être compensée par une réduction des capacités parasites d'interconnexions et l'adressage individuel d'un réseau de plusieurs milliers de NEMS implique une connectique bien trop importante, impossible à gérer dans le plan du réseau.

II.5.a) Mode de vibrations

L'état de l'art sur l'application des résonateurs pour l'imagerie IR nous a permis de constater que les résonateurs piézoélectriques ne permettaient pas a priori d'obtenir des *NEP* compatibles avec des petits pas pixels, notamment à cause de la relation entre épaisseur, tailles des électrodes et fréquence de résonance. Plus important, il semblerait que la difficulté d'atteindre des isolations thermiques importantes limite cette technologie. Ainsi, les technologies liées au silicium, et compatibles avec une intégration monolithique, paraissent plus à même à répondre aux critères de l'imagerie IR non refroidi, présentés au Chapitre I. Deux architectures de résonateur nous paraissent alors pertinentes.

De manière similaire au dispositif proposé par l'équipe du Pr. Roukes, un résonateur constitué d'une membrane maintenue par deux bras fonctionnant en torsion ou en flexion apparaît intéressant car la structure est relativement proche des bolomètres classiques (Figure II.16.a). Le réflecteur métallique couramment utilisé dans les μ bolomètres pour former une cavité

interférentielle peut avantageusement être utilisé ici afin d'actionner le résonateur. Néanmoins, la conductance thermique faible requise (G_{th} de l'ordre de $10^{-8} W/K$) implique une section faible pour la poutre soumise aux efforts de torsion. Au vu de ce que nous avons développé dans ce chapitre, l'utilisation d'une faible section est susceptible de dégrader les performances du résonateur (facteur de qualité, bruit, dynamique linéaire).

Une autre solution consiste à utiliser un mode de volume, plus apte à conserver l'énergie acoustique (Figure II.16.b). Le mode de Lamé pourrait par exemple être utilisé afin de minimiser les pertes par encastrement, puisque ce mode de vibration présente des points fixes aux encastremets de la structure. Cette architecture a par ailleurs fait l'objet d'un brevet du LETI [123]. Cependant, les épaisseurs envisagées (de l'ordre de 30 nm pour une isolation thermique satisfaisante) risquent de compliquer, par exemple, l'actionnement et la détection capacitive dans le plan de ce mode de vibration. De plus, 5 accès électriques (2 électrodes de détections, 2 électrodes d'actionnement et une électrode de polarisation de la membrane) sont alors nécessaires dans le plan du résonateur, ce qui complique la technologie.

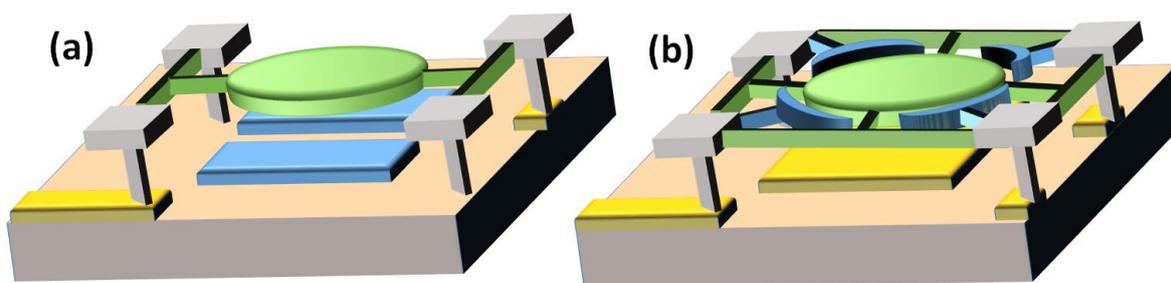


Figure II.16 : Proposition de résonateur en silicium (vert) comme capteur pour l'imagerie IR non refroidi utilisant (a) un mode de torsion (actionnement et détection capacitive) (b) un mode de volume (actionnement et détection capacitive ici)

L'utilisation d'une membrane en torsion par rapport à un mode de volume nous paraît donc plus judicieuse pour au moins deux raisons : un facteur de remplissage et une isolation thermique plus élevés. Finalement, dans la structure présentée dans la Figure II.16.a, le mode de torsion est préféré aux modes de flexions car la gamme dynamique linéaire et le facteur de qualité de ce mode mécanique (cruciaux aux vues des dimensions M/NEMS du résonateur) sont généralement plus importants [50], [64].

II.5.b) Transduction du résonateur envisagé

Quelles méthodes d'actionnement et de détection faut-il alors privilégier pour ce mode de torsion ?

L'actionnement/détection piézoélectrique est d'ores et déjà mis de côté car il nécessite des électrodes épaisses (de l'ordre de $0,1 \mu m$ [20]) au niveau du résonateur ce qui détériore notablement l'isolation thermique de la membrane, et augmente de plus la capacité thermique C_{th} de la membrane. Un actionnement thermique interfèrera avec le signal IR absorbé par la

membrane, tandis qu'un actionnement magnétique nécessite souvent des champs importants (utilisation de supraconducteurs à des températures cryogéniques). L'utilisation de nano-aimants sous la membrane permettrait de contourner ce problème mais perturberait la cavité optique résonante pour l'absorption IR.

La technologie bolomètre est en réalité simple à adapter à notre cas, une couche métallique réfléchissante pour le rayonnement IR étant située sous la membrane afin de former la cavité quart d'onde. L'actionnement électrostatique apparaît ainsi naturel en séparant cette couche réfléchissante en 2 électrodes, pouvant ainsi fournir un actionnement différentiel afin de limiter, si besoin, le couplage entre l'actionnement et la détection (la boucle auto-oscillante y étant particulièrement sensible [49]).

Du point de vue de la détection, les résonateurs en torsion sont bien souvent détectés de manière électrostatique [101], [124], [125]. Seulement, cette méthode de détection est dépendante de la surface des électrodes, et donc du pas pixel dans notre cas. Cette spécificité de la détection électrostatique pourrait dégrader le *SNR* lorsque le pas pixel est réduit. Nous reviendrons sur ce point dans le Chapitre IV. De plus une tension de lecture importante est nécessaire dans ce mode de détection afin d'obtenir un niveau de signal satisfaisant. Ceci tend à réduire la dynamique linéaire des résonateurs peu rigides [101], ce qui est le cas des bolomètres – du fait de leurs isolations thermiques importantes.

La détection piézorésistive a déjà été étudiée pour des poutres en torsion [126], mais poserait un problème similaire à l'actionnement thermique dans notre cas –à savoir un auto-échauffement important à cause de l'énergie dissipée par effet Joule dans les bras de torsion. Malgré un gain de transduction, le signal utile (provenant de l'absorption de l'onde IR) ne serait donc qu'une infime partie du courant provenant de la résistance des bras, la majeure partie du signal provenant de l'auto-échauffement du résonateur. De plus, une polarisation pulsée serait nécessaire, compliquant singulièrement la mise en auto-oscillation du résonateur. Finalement, les méthodes de détection piézorésistive nécessitant souvent des matériaux cristallins, l'isolation thermique serait largement dégradée par leur utilisation, et l'intégration monolithique privilégiée pour les détecteurs bolométriques, impossible. La détection piézorésistive est donc mise de côté pour l'heure.

Une détection magnétique implique les mêmes problèmes que pour l'actionnement. Nous ajoutons que le courant nécessaire à la détection magnétique impliquerait aussi un auto-échauffement de la structure.

Enfin, la détection optique du mode de torsion a déjà été prouvée [60], [61], démontrant une sensibilité élevée. Néanmoins, ce mode de détection est encore difficile à intégrer avec le résonateur, d'autant plus que notre application nécessite une stricte intégration dans le pas pixel du capteur [76]. Une intégration sous le pixel pourrait être imaginée, mais risquerait de détériorer la qualité de la lame quart d'onde. Nous reviendrons sur cette possibilité de détection dans le Chapitre V.

Le Tableau II.5 compare les différentes méthodes de détection selon différents critères. Nous n'avons pas considéré les détections à effet de champ, car l'espacement des électrodes nécessite généralement d'être extrêmement faible, bien en-dessous des 2 μm de la cavité Fabry-Pérot nécessaire à l'absorption IR.

Tableau II.5 : Principaux moyens de transduction du mouvement mécanique en signal électrique

Méthode de détection	Intégrabilité bolomètre	Efficacité de transduction	Compatibilité isolation thermique	Auto-échauffement
Piézoélectrique	--	+	--	++
Electrostatique	++	-	+	++
Magnétique	-	--	+	-
Piézorésistive	--	+	--	--
Optomécanique	+	++	++	+

Ainsi, malgré les faiblesses décrites précédemment, la transduction capacitive apparaît finalement la plus simple à mettre en œuvre pour construire un capteur dont la résolution est fixée par le bruit de phonon. Afin d'obtenir un niveau de signal satisfaisant, nous avons décidé d'étudier dans un premier temps un résonateur M/NEMS au pas de 12 μm .

La suite du manuscrit décrit donc la structure de résonateurs en torsion actionnés et détectés de manière électrostatique ainsi que leur caractérisations mécanique, électrique, (Chapitre III) et optique (Chapitre V). Leur stabilité fréquentielle est largement étudiée car elle constitue la clé pour atteindre les meilleures résolutions thermiques possibles (Chapitre IV).

Bibliographie

- [1] C. T. c Nguyen, "MEMS technology for timing and frequency control," *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 54, no. 2, pp. 251–270, Feb. 2007.
- [2] W. P. Robins, *Phase Noise in Signal Sources: Theory and Applications*. IET, 1984.
- [3] D. H. Min and J. Moreland, "Quantitative measurement of magnetic moments with a torsional resonator: Proposal for an ultralow moment reference material," *J. Appl. Phys.*, vol. 97, no. 10, p. 10R504, May 2005.
- [4] D. Antonio, M. I. Dolz, and H. Pastoriza, "Micromechanical magnetometer using an all-silicon nonlinear torsional resonator," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 95, no. 13, p. 133505, Sep. 2009.
- [5] J. P. Davis *et al.*, "Nanomechanical torsional resonator torque magnetometry (invited)," *J. Appl. Phys.*, vol. 109, no. 7, p. 07D309, Apr. 2011.
- [6] D. Perez-Morelo and H. Pastoriza, "Torque magnetometry in YBa₂Cu₃O_{7- δ} single crystals using high sensitive micromechanical torsional oscillator," *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 568, no. 2, p. 022038, 2014.
- [7] C. L. Degen, M. Poggio, H. J. Mamin, C. T. Rettner, and D. Rugar, "Nanoscale magnetic resonance imaging," *Proc. Natl. Acad. Sci.*, vol. 106, no. 5, pp. 1313–1317, Feb. 2009.
- [8] A.-C. Wong and C. T. C. Nguyen, "Micromechanical mixer-filters ('mixlers')," *J. Microelectromechanical Syst.*, vol. 13, no. 1, pp. 100–112, Feb. 2004.
- [9] Yole Developpement, "Status of the MEMS Industry." 2012.
- [10] X. L. Feng, R. R. He, P. D. Yang, and M. L. Roukes, "Phase Noise and Frequency Stability of Very-High Frequency Silicon Nanowire Nanomechanical Resonators," in *TRANSDUCERS 2007 - 2007 International Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems Conference*, 2007, pp. 327–330.
- [11] D. Rugar, R. Budakian, H. J. Mamin, and B. W. Chui, "Single spin detection by magnetic resonance force microscopy," *Nature*, vol. 430, no. 6997, pp. 329–332, Jul. 2004.
- [12] J. Moser *et al.*, "Ultrasensitive force detection with a nanotube mechanical resonator," *Nat. Nanotechnol.*, vol. 8, no. 7, pp. 493–496, Jul. 2013.

- [13] S. C. Charandabi, P. D. Prewett, C. A. Hamlett, C. J. Anthony, and J. A. Preece, "Nano planar coil actuated micro paddle resonator for mass detection," *Microelectron. Eng.*, vol. 88, no. 8, pp. 2229–2232, Aug. 2011.
- [14] E. Sage *et al.*, "Neutral particle mass spectrometry with nanomechanical systems," *Nat. Commun.*, vol. 6, p. 6482, Mar. 2015.
- [15] W.-T. Hsu, J. R. Clark, and C. T.-C. Nguyen, "A resonant temperature sensor based on electrical spring softening," *Transducers '01/Eurosensors XV Ger.*, 2001.
- [16] E. P. EerNisse and R. B. Wiggins, "Review of thickness-shear mode quartz resonator sensors for temperature and pressure," *IEEE Sens. J.*, vol. 1, no. 1, pp. 79–87, Jun. 2001.
- [17] A. Cagliani, V. Pini, J. Tamayo, M. Calleja, and Z. J. Davis, "Ultrasensitive thermometer for atmospheric pressure operation based on a micromechanical resonator," *Sens. Actuators B Chem.*, vol. 202, pp. 339–345, Oct. 2014.
- [18] T. Kose, K. Azgin, and T. Akin, "Design and fabrication of a high performance resonant MEMS temperature sensor," *J. Micromechanics Microengineering*, vol. 26, no. 4, p. 045012, 2016.
- [19] I. Bargatin *et al.*, "Large-Scale Integration of Nanoelectromechanical Systems for Gas Sensing Applications," *Nano Lett.*, vol. 12, no. 3, pp. 1269–1274, Mar. 2012.
- [20] P. Ivaldi *et al.*, "50 nm thick AlN film-based piezoelectric cantilevers for gravimetric detection," *J. Micromechanics Microengineering*, vol. 21, no. 8, p. 085023, Aug. 2011.
- [21] O. Y. Loh and H. D. Espinosa, "Nanoelectromechanical contact switches," *Nat. Nanotechnol.*, vol. 7, no. 5, pp. 283–295, May 2012.
- [22] V. Singh, S. J. Bosman, B. H. Schneider, Y. M. Blanter, A. Castellanos-Gomez, and G. A. Steele, "Optomechanical coupling between a graphene mechanical resonator and a superconducting microwave cavity," *ArXiv Prepr. ArXiv14035165*, 2014.
- [23] A. Schliesser and T. J. Kippenberg, "Cavity optomechanics with whispering-gallery mode optical micro-resonators," *Adv. At. Mol. Opt. Phys.*, vol. 58, pp. 207–323, 2010.
- [24] C. Baker *et al.*, "Critical optical coupling between a GaAs disk and a nanowaveguide suspended on the chip," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 99, no. 15, p. 151117, Oct. 2011.
- [25] A. Gloppe *et al.*, "Bidimensional nano-optomechanics and topological backaction in a non-conservative radiation force field," *Nat. Nanotechnol.*, vol. 9, no. 11, pp. 920–926, Nov. 2014.
- [26] M. Hosseini, G. Guccione, H. J. Slatyer, B. C. Buchler, and P. K. Lam, "Multimode laser cooling and ultra-high sensitivity force sensing with nanowires," *Nat. Commun.*, vol. 5, Aug. 2014.

- [27] W. Hiebert, "Mass sensing: Devices reach single-proton limit," *Nat. Nanotechnol.*, vol. 7, no. 5, pp. 278–280, May 2012.
- [28] M. S. Hanay *et al.*, "Single-protein nanomechanical mass spectrometry in real time," *Nat. Nanotechnol.*, vol. 7, no. 9, pp. 602–608, Sep. 2012.
- [29] M. Imboden and P. Mohanty, "Dissipation in nanoelectromechanical systems," *Phys. Rep.*, vol. 534, no. 3, pp. 89–146, Jan. 2014.
- [30] L. Duraffourg and J. Arcamone, *Nanosystèmes électromécaniques*, ISTE editions. .
- [31] R. Lifshitz and M. L. Roukes, "Thermoelastic damping in micro- and nanomechanical systems," *Phys. Rev. B*, vol. 61, no. 8, pp. 5600–5609, Feb. 2000.
- [32] B. H. Houston *et al.*, "Loss due to transverse thermoelastic currents in microscale resonators," *Mater. Sci. Eng. A*, vol. 370, no. 1–2, pp. 407–411, Apr. 2004.
- [33] D. A. Czaplewski, J. P. Sullivan, T. A. Friedmann, D. W. Carr, B. E. N. Keeler, and J. R. Wendt, "Mechanical dissipation in tetrahedral amorphous carbon," *J. Appl. Phys.*, vol. 97, no. 2, p. 023517, Jan. 2005.
- [34] X. Liu, J. F. Vignola, H. J. Simpson, B. R. Lemon, B. H. Houston, and D. M. Photiadis, "A loss mechanism study of a very high Q silicon micromechanical oscillator," *J. Appl. Phys.*, vol. 97, no. 2, p. 023524, Jan. 2005.
- [35] R. E. Mihailovich and N. C. MacDonald, "Dissipation measurements of vacuum-operated single-crystal silicon microresonators," *Sens. Actuators Phys.*, vol. 50, no. 3, pp. 199–207, Sep. 1995.
- [36] D. S. Bindel and S. Govindjee, "Elastic PMLs for resonator anchor loss simulation," *Int. J. Numer. Methods Eng.*, vol. 64, no. 6, pp. 789–818, 2005.
- [37] D. M. Photiadis and J. A. Judge, "Attachment losses of high Q oscillators," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 85, no. 3, pp. 482–484, Jul. 2004.
- [38] E. Sage, "New concept of mass spectrometer based on arrays of resonating nanostructures," phdthesis, Université Grenoble Alpes, 2013.
- [39] V. Agache, G. Blanco-Gomez, F. Baleras, and P. Caillat, "An embedded microchannel in a MEMS plate resonator for ultrasensitive mass sensing in liquid," *Lab. Chip*, vol. 11, no. 15, p. 2598, 2011.
- [40] E. Mile *et al.*, "In-plane nanoelectromechanical resonators based on silicon nanowire piezoresistive detection," *Nanotechnology*, vol. 21, no. 16, p. 165504, Apr. 2010.

- [41] K. Wang, A.-C. Wong, and C. T.-C. Nguyen, "VHF free-free beam high-Q micromechanical resonators," *J. Microelectromechanical Syst.*, vol. 9, no. 3, pp. 347–360, Sep. 2000.
- [42] R. Yang, Z. Wang, J. Lee, K. Ladhane, D. J. Young, and P. X.-L. Feng, "6H-SiC microdisk torsional resonators in a 'smart-cut' technology," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 104, no. 9, p. 091906, Mar. 2014.
- [43] S. J. Papadakis *et al.*, "Resonant oscillators with carbon-nanotube torsion springs," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 93, no. 14, pp. 146101-1-146101-4, 2004.
- [44] J. Wang, J. E. Butler, T. Feygelson, and C.-C. Nguyen, "1.51-GHz nanocrystalline diamond micromechanical disk resonator with material-mismatched isolating support," in *Micro Electro Mechanical Systems, 2004. 17th IEEE International Conference on.(MEMS)*, 2004, pp. 641–644.
- [45] M.-H. Li, C.-Y. Chen, C.-S. Li, C.-H. Chin, and S.-S. Li, "Design and Characterization of a Dual-Mode CMOS-MEMS Resonator for TCF Manipulation," *J. Microelectromechanical Syst.*, vol. PP, no. 99, pp. 1–1, 2014.
- [46] L. Khine, M. Palaniapan, and W. K. Wong, "12.9MHz Lamé-Mode Differential SOI Bulk Resonators," in *TRANSDUCERS 2007 - 2007 International Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems Conference*, 2007, pp. 1753–1756.
- [47] J. L. Fu, R. Tabrizian, and F. Ayazi, "Dual-Mode AlN-on-Silicon Micromechanical Resonators for Temperature Sensing," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 61, no. 2, pp. 591–597, Feb. 2014.
- [48] W. C. Ang *et al.*, "Uncooled resonant infrared detector based on aluminum nitride piezoelectric film through charge generations and lattice absorptions," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 104, no. 20, p. 201110, May 2014.
- [49] G. Arndt, "Architecture système et conception électronique de réseaux de capteurs de masse à partir de micro et nanorésonateurs," Université Paris Sud - Paris XI, 2011.
- [50] X. C. Zhang, E. B. Myers, J. E. Sader, and M. L. Roukes, "Nanomechanical Torsional Resonators for Frequency-Shift Infrared Thermal Sensing," *Nano Lett.*, vol. 13, no. 4, pp. 1528–1534, Apr. 2013.
- [51] V. Zega, C. Comi, A. Corigliano, and C. Valzasina, "Integrated structure for a resonant micro-gyroscope and accelerometer," *Frat. Ed Integrita Strutt.*, vol. 8, no. 29, pp. 334–342, 2014.
- [52] I. Kozinsky, "Nonlinear nanoelectromechanical systems," phd, California Institute of Technology, 2007.

- [53] J. Jeong, S. Kumagai, I. Yamashita, Y. Uraoka, and M. Sasaki, "Micromechanical IR thermal detector using torsional oscillation: Improvement of resonator profile for high sensitivity," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 54, no. 4S, p. 04DE07, Apr. 2015.
- [54] C. Schwarz *et al.*, "Deviation from the normal mode expansion in a coupled graphene-nanomechanical system," *ArXiv160100154 Cond-Mat Physicsquant-Ph*, Jan. 2016.
- [55] A. Sampathkumar, K. L. Ekinici, and T. W. Murray, "Multiplexed Optical Operation of Distributed Nanoelectromechanical Systems Arrays," *Nano Lett.*, vol. 11, no. 3, pp. 1014–1019, Mar. 2011.
- [56] G. Meyer and N. M. Amer, "Novel optical approach to atomic force microscopy," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 53, no. 12, pp. 1045–1047, Sep. 1988.
- [57] D. Paci, F. Pieri, P. Toscano, and A. Nannini, "A CMOS-compatible, magnetically actuated resonator for mass sensing applications," *Sens. Actuators B Chem.*, vol. 129, no. 1, pp. 10–17, Jan. 2008.
- [58] L. Bilhaut, "Actionnement magnétique à l'échelle nanométrique," phdthesis, Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2009.
- [59] O. Basarir, S. Bramhavar, and K. L. Ekinici, "Motion Transduction in Nanoelectromechanical Systems (NEMS) Arrays Using Near-field Optomechanical Coupling," *Nano Lett.*, vol. 12, no. 2, pp. 534–539, Feb. 2012.
- [60] C. Healey *et al.*, "Design and experimental demonstration of optomechanical paddle nanocavities," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 107, no. 23, p. 231107, Dec. 2015.
- [61] P. H. Kim *et al.*, "Nanoscale torsional optomechanics," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 102, no. 5, p. 053102, Feb. 2013.
- [62] E. Mile, *Systèmes électromécaniques nanométriques à base de nano-fils de silicium et nanotubes de carbone=Nanowire and carbon nanotube based NEMS resonators*. Palaiseau, Essonne, France: Tel, 2011.
- [63] N. Kacem, S. Hentz, D. Pinto, B. Reig, and V. Nguyen, "Nonlinear dynamics of nanomechanical beam resonators: improving the performance of NEMS-based sensors," *Nanotechnology*, vol. 20, no. 27, p. 275501, 2009.
- [64] K. Nakamura, Y. Naito, K. Onishi, and H. Kawakatsu, "A high-quality factor of 267 000 micromechanical silicon resonator utilizing TED-free torsional vibration mode," *J. Micromechanics Microengineering*, vol. 22, no. 12, p. 125028, Dec. 2012.
- [65] J. Wu, G. K. Fedder, and L. R. Carley, "A low-noise low-offset capacitive sensing amplifier for a 50- $\mu\text{g}/\text{radic};\text{Hz}$ monolithic CMOS MEMS accelerometer," *IEEE J. Solid-State Circuits*, vol. 39, no. 5, pp. 722–730, May 2004.

- [66] E. Ollier *et al.*, “Lateral MOSFET transistor with movable gate for NEMS devices compatible with In-IC integration,” in *3rd IEEE International Conference on Nano/Micro Engineered and Molecular Systems, 2008. NEMS 2008, 2008*, pp. 764–769.
- [67] C. Durand *et al.*, “In-Plane Silicon-On-Nothing Nanometer-Scale Resonant Suspended Gate MOSFET for In-IC Integration Perspectives,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 29, no. 5, pp. 494–496, May 2008.
- [68] L. Duraffourg *et al.*, “Compact and explicit physical model for lateral metal-oxide-semiconductor field-effect transistor with nanoelectromechanical system based resonant gate,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 92, no. 17, p. 174106, Apr. 2008.
- [69] F. A. Hassani *et al.*, “Dual-gate junction-less FET-detection for in-plane nano-electro-mechanical resonators,” in *Proceedings of 2013 International Conference on IC Design Technology (ICICDT), 2013*, pp. 115–118.
- [70] J. Arcamone *et al.*, “VHF NEMS-CMOS piezoresistive resonators for advanced sensing applications,” *Nanotechnology*, vol. 25, no. 43, p. 435501, Oct. 2014.
- [71] M. Li, H. X. Tang, and M. L. Roukes, “Ultra-sensitive NEMS-based cantilevers for sensing, scanned probe and very high-frequency applications,” *Nat. Nanotechnol.*, vol. 2, no. 2, pp. 114–120, Feb. 2007.
- [72] Y. Hui, Z. Qian, and M. Rinaldi, “Resonant infrared detector based on a piezoelectric fishnet metasurface,” presented at the 2015 Joint Conference of the IEEE International Frequency Control Symposium and the European Frequency and Time Forum, FCS 2015 - Proceedings, 2015, pp. 630–632.
- [73] A. N. Cleland and M. L. Roukes, “Fabrication of high frequency nanometer scale mechanical resonators from bulk Si crystals,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 69, no. 18, pp. 2653–2655, Oct. 1996.
- [74] G. Anetsberger *et al.*, “Near-field cavity optomechanics with nanomechanical oscillators,” *Nat. Phys.*, vol. 5, no. 12, pp. 909–914, Dec. 2009.
- [75] X. Lu, J. Y. Lee, and Q. Lin, “High-frequency and high-quality silicon carbide optomechanical microresonators,” *Sci. Rep.*, vol. 5, p. 17005, Nov. 2015.
- [76] L. Leoncino *et al.*, “Optomechanical nanoresonator readout with optical downmixing,” in *2016 IEEE International Frequency Control Symposium (IFCS), 2016*, pp. 1–2.
- [77] G. Putrino, M. Martyniuk, A. Keating, L. Faraone, and J. M. Dell, “An optically resonant, grating-based technique for the sensitive detection of MEMS cantilever beam height,” in *2012 Conference on Optoelectronic and Microelectronic Materials Devices (COMMAD), 2012*, pp. 115–116.

- [78] N. Kacem, "Nonlinear dynamics of M&NEMS resonant sensors: design strategies for performance enhancement," Lyon-CNRS INSA-Lyon, Lyon, 2010.
- [79] A. A. Trusov and A. M. Shkel, "Capacitive detection in resonant MEMS with arbitrary amplitude of motion," *J. Micromechanics Microengineering*, vol. 17, no. 8, pp. 1583–1592, Aug. 2007.
- [80] S. Hentz, "Miniaturisation des capteurs MEMS et NEMS résonants en silicium : dispositifs, transduction, dynamique non-linéaire et applications," INSA de Lyon, 2012.
- [81] E. Ollier *et al.*, "NEMS Devices for Accelerometers Compatible with Thin SOI Technology," in *2007 2nd IEEE International Conference on Nano/Micro Engineered and Molecular Systems*, 2007, pp. 180–185.
- [82] A. Koumela *et al.*, "High frequency top-down junction-less silicon nanowire resonators," *Nanotechnology*, vol. 24, no. 43, p. 435203, Nov. 2013.
- [83] B. Khanaliloo, H. Jayakumar, A. C. Hryciw, D. P. Lake, H. Kaviani, and P. E. Barclay, "Single-Crystal Diamond Nanobeam Waveguide Optomechanics," *Phys. Rev. X*, vol. 5, no. 4, p. 041051, Dec. 2015.
- [84] E. Colinet, L. Duraffourg, S. Labarthe, S. Hentz, P. Robert, and P. Andreucci, "Self-oscillation conditions of a resonant nanoelectromechanical mass sensor," *J. Appl. Phys.*, vol. 105, no. 12, p. 124908, Jun. 2009.
- [85] O. Arcizet, P.-F. Cohadon, T. Briant, M. Pinard, and A. Heidmann, "Radiation-pressure cooling and optomechanical instability of a micromirror," *Nature*, vol. 444, no. 7115, pp. 71–74, Nov. 2006.
- [86] J. Philippe *et al.*, "Fully monolithic and ultra-compact NEMS-CMOS self-oscillator based-on single-crystal silicon resonators and low-cost CMOS circuitry," in *2014 IEEE 27th International Conference on Micro Electro Mechanical Systems (MEMS)*, 2014, pp. 1071–1074.
- [87] B. Bahreyni and C. Shafai, "Oscillator and frequency-shift measurement circuit topologies for micromachined resonant devices," *Sens. Actuators Phys.*, vol. 137, no. 1, pp. 74–80, Jun. 2007.
- [88] P. J. Lim, "An area-efficient PLL architecture in 90-nm CMOS," in *Digest of Technical Papers. 2005 Symposium on VLSI Circuits, 2005.*, 2005, pp. 48–49.
- [89] G. Gourlat, M. Sansa, G. Jourdan, P. Villard, G. Sicard, and S. Hentz, "Dual-mode NEMS self-oscillator for mass sensing," 2015, pp. 222–225.
- [90] X. Dai and Y. Sun, "An Accurate Frequency Tracking Method Based on Short Current Detection for Inductive Power Transfer System," *IEEE Trans. Ind. Electron.*, vol. 61, no. 2, pp. 776–783, Feb. 2014.

- [91] F. L. Walls and D. W. Allan, "Measurements of frequency stability," *Proc. IEEE*, vol. 74, no. 1, pp. 162–168, 1986.
- [92] J. Philippe, *Technologie de fabrication et analyse de fonctionnement d'un système multi-physique de détection de masse à base de NEMS co-intégrés CMOS*. Grenoble, 2014.
- [93] M. Manghisoni, E. Baldi, L. Ratti, V. Re, V. Speziali, and G. Traversi, "130 nm and 90 nm CMOS Technologies for Detector Front-end Applications," in *130 nm and 90 nm CMOS Technologies for Detector Front-end Applications*, La Biodola, Italy, 2006.
- [94] 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," *J. Appl. Phys.*, vol. 99, no. 12, p. 124304, Jun. 2006.
- [95] M. Sansa *et al.*, "Frequency fluctuations in silicon nanoresonators," *Nat. Nanotechnol.*, 2016.
- [96] K. Y. Fong, W. H. P. Pernice, and H. X. Tang, "Frequency and phase noise of ultrahigh Q silicon nitride nanomechanical resonators," *Phys. Rev. B*, vol. 85, no. 16, p. 161410, Apr. 2012.
- [97] D. Antonio, D. H. Zanette, and D. López, "Frequency stabilization in nonlinear micromechanical oscillators," *Nat. Commun.*, vol. 3, p. 806, May 2012.
- [98] M. P. Soares dos Santos *et al.*, "Magnetic levitation-based electromagnetic energy harvesting: a semi-analytical non-linear model for energy transduction," *Sci. Rep.*, vol. 6, p. 18579, Jan. 2016.
- [99] V. Y. Zaitsev, A. M. Sutin, I. Y. Belyaeva, and V. E. Nazarov, "Nonlinear interaction of acoustical waves due to cracks and its possible usage for cracks detection," *J. Vib. Control*, vol. 1, no. 3, pp. 335–344, 1995.
- [100] R. Lifshitz and M. C. Cross, "Nonlinear dynamics of nanomechanical and micromechanical resonators," *Rev. Nonlinear Dyn. Complex.*, vol. 1, pp. 1–52, 2008.
- [101] D. Antonio and H. Pastoriza, "Nonlinear Dynamics of a Micromechanical Torsional Resonator: Analytical Model and Experiments," *J. Microelectromechanical Syst.*, vol. 18, no. 6, pp. 1396–1400, Dec. 2009.
- [102] F. Ricci, M. Spasenovic, R. A. Rica, L. Novotny, and R. Quidant, "Bistable dynamics of a levitated nanoparticle (Presentation Recording)," 2015, p. 95480I.
- [103] M. I. Younis, *MEMS Linear and Nonlinear Statics and Dynamics*, vol. 20. Boston, MA: Springer US, 2011.
- [104] E. Sage *et al.*, "Frequency-addressed NEMS arrays for mass and gas sensing applications," in *2013 Transducers Eurosensors XXVII: The 17th International*

- Conference on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems (TRANSDUCERS EUROSENSORS XXVII)*, 2013, pp. 665–668.
- [105] O. Bourrion *et al.*, “High speed readout electronics development for frequency-multiplexed kinetic inductance detector design optimization,” *J. Instrum.*, vol. 8, no. 12, p. C12006, Dec. 2013.
- [106] M. Sansa, G. Gourelat, G. Jourdan, P. Villard, G. Sicard, and S. Hentz, “Compact heterodyne NEMS oscillator for sensing applications,” in *2015 45th European Solid State Device Research Conference (ESSDERC)*, 2015, pp. 146–148.
- [107] E. Kenig, R. Lifshitz, and M. C. Cross, “Pattern selection in parametrically driven arrays of nonlinear resonators,” *Phys. Rev. E*, vol. 79, no. 2, p. 026203, Feb. 2009.
- [108] E. Buks and M. L. Roukes, “Electrically tunable collective response in a coupled micromechanical array,” *J. Microelectromechanical Syst.*, vol. 11, no. 6, pp. 802–807, Dec. 2002.
- [109] H. Ziegler and J. Tiesmeyer, “Digital sensor for IR radiation,” *Sens. Actuators*, vol. 4, pp. 363–367, 1983.
- [110] J. E. Ralph, R. C. King, J. E. Curran, and J. S. Page, “Miniature Quartz Resonator Thermal Detector,” in *IEEE 1985 Ultrasonics Symposium*, 1985, pp. 362–364.
- [111] J. R. Vig, R. L. Filler, and Y. Kim, “Microresonator sensor arrays,” in *Frequency Control Symposium, 1995. 49th., Proceedings of the 1995 IEEE International*, 1995, pp. 852–869.
- [112] J. R. Vig, R. L. Filler, and Y. Kim, “Uncooled IR imaging array based on quartz microresonators,” *Microelectromechanical Syst. J. Of*, vol. 5, no. 2, pp. 131–137, 1996.
- [113] Y. Kim and J. R. Vig, “Experimental results on a quartz microresonator IR sensor,” presented at the Proceedings of the IEEE Ultrasonics Symposium, 1997, vol. 1, pp. 449–453.
- [114] “TWV640 Thermal Camera Core | BAE Systems | International.” [Online]. Available: <http://www.baesystems.com/en/product/twv640-thermal-camera-core>. [Accessed: 24-Feb-2017].
- [115] M. B. Pisani, K. Ren, P. Kao, and S. Tadigadapa, “Application of Micromachined XY - Cut-Quartz Bulk Acoustic Wave Resonator for Infrared Sensing,” *J. Microelectromechanical Syst.*, vol. 20, no. 1, pp. 288–296, Feb. 2011.
- [116] Y. Hui and M. Rinaldi, “High performance NEMS resonant infrared detector based on an aluminum nitride nano-plate resonator,” in *2013 Transducers Eurosensors XXVII: The 17th International Conference on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems (TRANSDUCERS EUROSENSORS XXVII)*, 2013, pp. 968–971.

- [117] W. C. Ang, P. Kropelmcki, A. Randles, Y. . Gu, K. C. Leong, and C. S. Tan, "Simulation and design of AlN piezoelectric resonator for infrared sensing application utilizing lamb wave mode," in *2014 IEEE Ninth International Conference on Intelligent Sensors, Sensor Networks and Information Processing (ISSNIP)*, 2014, pp. 1–6.
- [118] V. J. Gokhale and M. Rais-Zadeh, "Uncooled Infrared Detectors Using Gallium Nitride on Silicon Micromechanical Resonators," *J. Microelectromechanical Syst.*, pp. 1–1, 2014.
- [119] T. Ono, H. Wakamatsu, and M. Esashi, "Parametrically amplified thermal resonant sensor with pseudo-cooling effect," *J. Micromechanics Microengineering*, vol. 15, no. 12, p. 2282, Dec. 2005.
- [120] M. R. Watts, M. J. Shaw, and G. N. Nielson, "Optical resonators: Microphotonic thermal imaging," *Nat. Photonics*, vol. 1, no. 11, pp. 632–634, Nov. 2007.
- [121] M. R. Watts *et al.*, "Microphotonic thermal detectors and imagers," 2009, p. 71940T–71940T–8.
- [122] J. Zhu, S. K. Ozdemir, and L. Yang, "Infrared light detection using a whispering-gallery-mode optical microcavity," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 104, no. 17, p. 171114, Apr. 2014.
- [123] L. Duraffourg and P. Andreucci, "Bolometer having frequency detection," WO/2012/038524, 2012.
- [124] D. W. Carr, S. Evoy, L. Sekaric, H. G. Craighead, and J. M. Parpia, "Parametric amplification in a torsional microresonator," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, no. 10, pp. 1545–1547, Sep. 2000.
- [125] R. Buser and N. de Rooij, "Capacitively activated torsional high-Q resonator," in *IEEE Micro Electro Mechanical Systems, 1990. Proceedings, An Investigation of Micro Structures, Sensors, Actuators, Machines and Robots*, 1990, pp. 132–135.
- [126] S. Lenci, A. Nannini, and F. Pieri, "A model for piezoresistance in torsional MEMS springs," in *Research in Microelectronics and Electronics, 2008. PRIME 2008. Ph.D.*, 2008, pp. 73–76.

Chapitre III :

Modélisation et caractérisations mécaniques des résonateurs en torsion

Nous décrivons à présent les résonateurs en torsion, similaires au dispositif imaginé dans le Chapitre II, fabriqués dans le cadre du projet Carnot MOTION. Nous introduisons à cette occasion des notations permettant de nommer chaque variante dessinée, utile au reste du manuscrit.

Un modèle mécanique théorique du mouvement du résonateur permettant de modéliser le fonctionnement du résonateur est ensuite présenté. Celui-ci nous permet d'estimer l'amplitude de déflexion, même lorsque la relation entre déflexion et signal capacitif n'est plus linéaire, à partir des tensions expérimentales à la résonance. De plus, ce modèle prend en compte les effets non linéaires (« adoucissant » et « durcissant ») du mouvement du résonateur. Nous proposons une résolution analytique du problème non linéaire afin d'extraire les amplitudes critiques θ_c liées aux deux sources de non linéarité. Cette expression nous permet d'optimiser les dimensions du résonateur afin d'obtenir une amplitude critique maximale. Cette expression sera utilisée dans le reste du manuscrit afin d'anticiper les performances de résonateurs, notamment au pas de 5 μm .

Le schéma de détection expérimental de la résonance est présenté. Nous introduisons la technique de détection hétérodyne utilisée dans le cadre de nos caractérisations expérimentales. Une comparaison des résultats expérimentaux avec le modèle théorique non linéaire est effectuée. Finalement, nous présentons le schéma de boucle fermée mise en place afin de mesurer le TCF de nos résonateurs. Une comparaison des sensibilités en température selon les variantes est finalement effectuée.

III.1) Fabrication de matrices de résonateurs pour l'imagerie IR non refroidi

III.1.a) Spécifications de fabrication

Le Chapitre I présente les caractéristiques requises par les détecteurs dédiés à l'imagerie IR non refroidi. Parmi ces critères, un facteur de remplissage important est nécessaire afin d'obtenir des matrices denses de résonateurs et ainsi limiter les espaces perdus sur les plaques. A cette fin, nous nous inspirons largement des technologies de fabrication des bolomètres pour la conception et la fabrication de notre résonateur. Des matériaux déposés à des températures compatibles avec une intégration monolithique sont souhaitables afin de simplifier la fabrication des imageurs (et leur intégration sur un circuit de lecture CMOS). Ces matériaux doivent notamment répondre aux critères suivants :

- bonnes performances mécaniques,
- maîtrise des procédés de lithographie & de gravure (nécessaire afin de répondre au critère de rendement exigé par l'industrie IR – soit des opérabilités typiquement supérieures à 99 %),
- faible conductivité thermique.

La cavité résonante à $\lambda/4$ doit être réalisée en impactant au minimum la réponse thermique du détecteur. Pour cette raison, elle est déportée hors de la membrane et est donc d'une longueur de $2\ \mu\text{m}$, afin d'obtenir un contraste maximal (voir Chapitre I). Finalement, les matériaux choisis pour réaliser les capteurs s'inspirent des procédés connus par le laboratoire, sur des matériaux amorphes utilisés pour leurs bonnes propriétés mécaniques (connues de manière statique au début de nos travaux).

III.1.b) Description du résonateur fabriqué

III.1.b.i) Empilement de la structure

Les propriétés présentées ci-dessus sont bien établies pour le silicium amorphe ($\text{Si-}\alpha$) et le nitrure de silicium (SiN), matériaux historiques des bolomètres au sein du laboratoire. Notre choix s'est donc initialement porté sur ces 2 matériaux pour la mécanique de notre système. Plusieurs caractéristiques physiques des matériaux utilisés sont reportées dans l'Annexe III. Une couche de TiN d'une épaisseur de $8\ \text{nm}$ est de plus utilisée comme électrode semi-transparente (épaisseur nécessaire afin d'obtenir une impédance proche de celle du vide $Z_0 \sim 376\ \Omega$) afin d'absorber 50 % de l'énergie incidente. Un réflecteur (Aluminium) est situé $2\ \mu\text{m}$ sous la membrane libérée, créant ainsi une cavité quart d'onde à $8\ \mu\text{m}$. Les simulations, ainsi que l'expérience du laboratoire, montrent que l'absorption η attendue dans cette configuration, intégrée sur la bande $8\text{-}14\ \mu\text{m}$, est de l'ordre de 0,8. La Figure III.1 présente une simulation analytique du spectre d'absorption de la cavité.

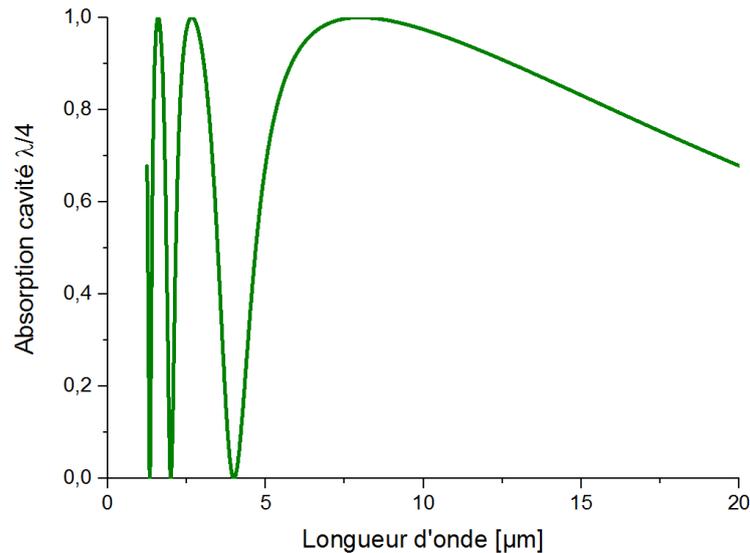


Figure III.1 : Simulation du spectre d'absorption d'une cavité quart d'onde d'une longueur de $2 \mu\text{m}$ constituée d'une électrode semi-transparente et d'un réflecteur parfait.

La couche de TiN est encapsulée entre deux couches de SiN de 10 nm pour trois raisons. D'une part, nous compensons ainsi les contraintes thermiques résiduelles dues au dépôt d'un métal (coefficient d'expansion plus important que les semiconducteurs/isolants). D'autre part, nous protégeons la couche de TiN lors de la libération, un matériau qui s'oxyde aisément (ce qui modifierait ses propriétés électriques, et donc l'absorption du pixel). Enfin, le fonctionnement du bolomètre nécessite une conduction via les bras d'isolation thermique, fonction réalisée par le TiN. Le contact est ensuite récupéré sur la membrane par une ouverture du SiN, ce dernier permettant donc d'isoler électriquement le TiN du Si- α . Toutefois, cette dernière fonction ne nous est pas nécessaire car notre détecteur est basé sur les modifications mécaniques de la structure par la température.

III.1.b.ii) Géométrie du résonateur

Nous souhaitons maximiser l'élévation de température de la membrane. Celle-ci est donc isolée du substrat par des bras idéalement aussi fins que possible. Les capacités des équipements de lithographie conventionnels (i.e. sans faisceau d'électrons) de la salle blanche du LETI nous permettent de dessiner avec un pas minimal de 250 nm. Nous avons donc adopté cette règle de dessin pour les bras du résonateur.

La présence d'une électrode réfléchissante sous le pixel permet d'envisager un actionnement électrostatique du pixel sans complexifier le procédé de fabrication. Dans cette configuration, deux modes de vibration sont privilégiés : un basculement de la planche, correspondant à une torsion des bras d'isolation thermique et un mouvement plan de la planche perpendiculairement au FPA, correspondant à une flexion des bras [1], [2]. Dans la suite, nous nous focalisons sur le mode torsion pour les raisons évoquées au Chapitre II, que nous rappelons succinctement ici :

- Les contraintes résiduelles, essentiellement axiales, peuvent modifier de manière importante les caractéristiques mécaniques du résonateur (raideur, facteur de qualité ou encore fréquence de résonance). Or le mode de torsion s'avère être moins sensible que le mode de flexion à ces contraintes [3], [4].
- D'autre part, nous avons mis en avant l'importance des non linéarités mécaniques sur des résonateurs dont l'amplitude du mouvement s'avère comparable à ses dimensions latérales [5]. Celles-ci limitent la dynamique linéaire du dispositif, et donc l'amplitude maximale à la résonance. Ainsi, les nano-résonateurs utilisant les modes de flexion sont souvent limitée par la contrainte non linéaire issue de l'allongement de la poutre [3], [5], [6]. Sous un effort de torsion, seules les fibres extérieures de la poutre subissent un allongement [7]. Nous espérons donc obtenir une gamme dynamique linéaire importante sur le mode fondamental de flexion.
- Finalement, la surface importante de la planche comparée au corps du résonateur permet d'envisager un actionnement plus facile du mode de torsion (et donc de diminuer la consommation du circuit CMOS éventuellement utilisé pour la réalisation d'un oscillateur).

III.1.c) Variantes de résonateurs

III.1.c.i) Description du champ de photolithographie

Les pixels ont été fabriqués au sein de matrices de résonateurs de 666×520 pixels, au pas de $12 \mu\text{m}$. On compte 4 matrices par champ photo-répété au pas de $21900 \times 21750 \mu\text{m}$. 96 accès électriques, via des plots de $150 \mu\text{m} \times 150 \mu\text{m}$, sont disponibles en bord de matrices (Figure III.2.a). Dans un premier temps, la cointégration d'un circuit de lecture matriciel n'étant pas envisageable dans le délai imparti de nos travaux, un routage simple est envisagé (1 piste – 1 connexion électrique). Ainsi, à raison de 4 connexions par pixels (2 accès électriques à la membrane et 2 accès pour l'actionnement & la lecture capacitive), 24 pixels sont électriquement adressables par matrice. Le choix a été effectué de les placer au centre de celle-ci (Figure III.2.b).

Nous précisons que des barrettes de tests paramétriques sont aussi positionnés en bord de champ lithographique (d'une taille de l'ordre de $2 \times 10 \text{ mm}$). Ces puces permettent notamment de réaliser des mesures de paramètres des matériaux déposés divers et variés (résistivité TiN, contraintes résiduelles...). De plus, des matrices de détecteurs plus petites sont dessinés (11×11) sur ces barrettes, avec un seul pixel électriquement adressable par matrice. Nous verrons dans la suite de ce chapitre que ces dispositifs nous seront extrêmement utiles, notamment en raison de leurs pistes électriques plus courtes.

Enfin, nous pouvons observer sur la Figure III.2.c un excellent rendement de fabrication des résonateurs en matrices. Nous n'observons pas de pixels défectueux sur les dispositifs de référence. Malheureusement, il n'est pas possible de chiffrer de manière quantitative cette opérabilité car seuls 24 pixels sont caractérisables électriquement.

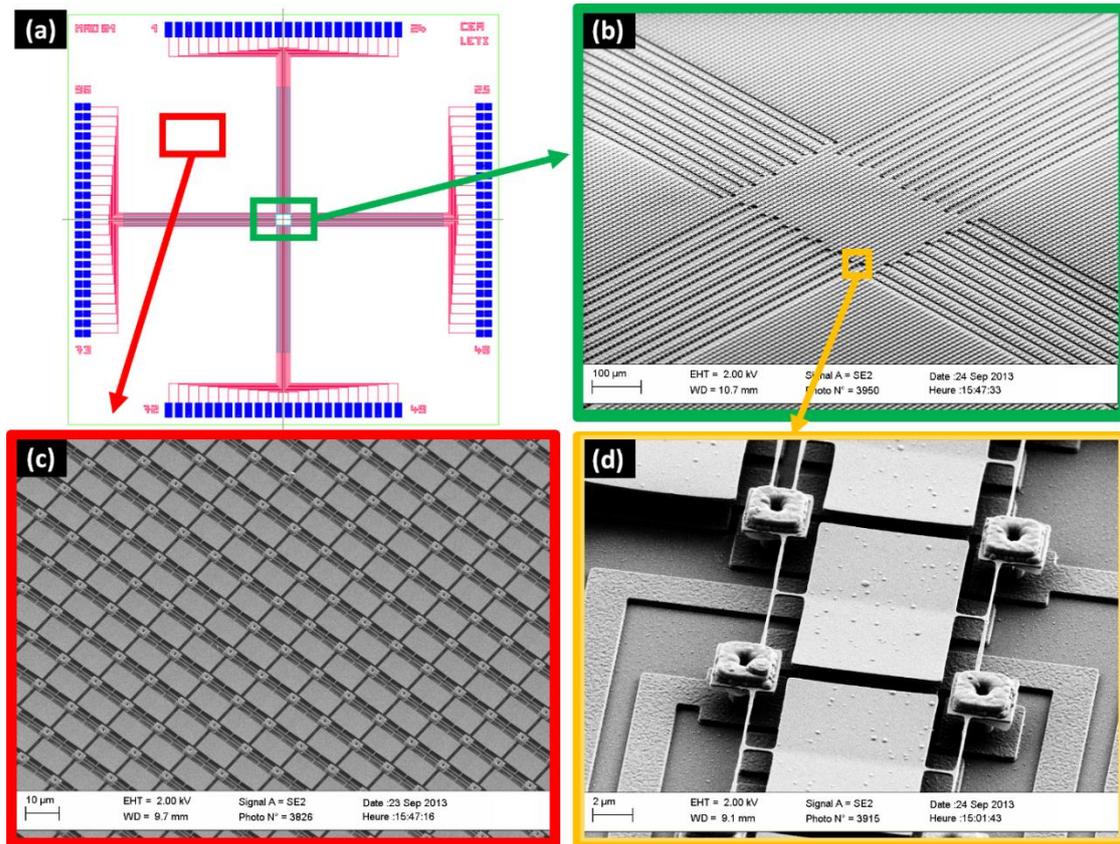


Figure III.2 : (a) Schéma du routage des pistes électriques d'une matrice. On distingue les 96 plots (bleu) en bordure de matrice. (b) Zoom sur les pixels électriques (carré vert sur a). Les pixels au-dessus des pistes électriques ont été retirés afin d'éviter un parasitage du signal issu du pixel principal. (c) Zoom sur une zone sans pixel électrique (carré rouge sur a) où l'on note l'intégration dense des capteurs. On peut distinguer les bras d'isolation thermique. (d) Pixel électrique (en centre de matrice – carré jaune sur b). On distingue les électrodes d'actionnement et de détection sous la membrane ainsi que les pistes partant vers le bord de la matrice.

III.1.c.ii) Description des variantes

12 variantes de pixels ont été réalisées (Motifs de Dispositifs Oscillants X – nommés dans le reste du manuscrit : « MDOX »). L'impact de la longueur des bras de torsion et de l'encastrement sont notamment sondés par l'intermédiaire de ces variantes. Il en résulte notamment des isolations thermiques différentes entre les pixels. Le dessin d'un dispositif de base, MDO01, est représenté sur la Figure III.3 tandis que l'empilement utilisé sur cette structure est présenté sur la Figure III.4. On obtient, pour ce design, une capacité calorifique $C_{th} = 26 \text{ pJ/K}$ et une conductance thermique $G_{th} = 5,0 \cdot 10^{-8} \text{ W/K}$. On en déduit une constante de temps thermique $\tau_{th} = 0,5 \text{ ms}$. Nous remarquons que les dimensions de la planche situent le résonateur dans le domaine des MEMS. En revanche, les dimensions des barres de torsion subissant principalement les efforts mécaniques situent le résonateur plutôt

dans le NEMS. Ainsi, nous utiliserons par la suite le terme de résonateur M/NEMS pour décrire nos résonateurs.

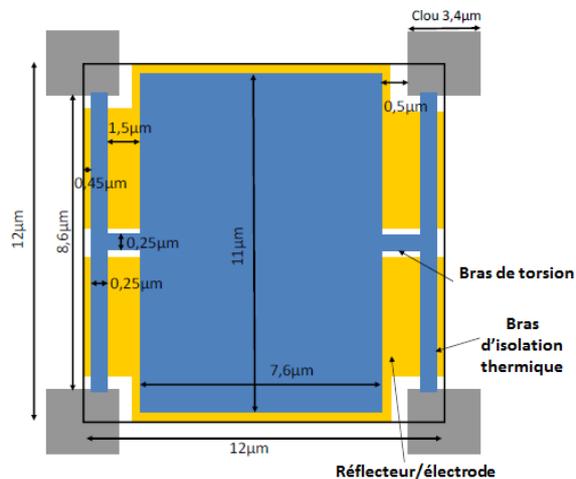


Figure III.3 : Schéma du dispositif de référence MDO01 au pas de $12\ \mu\text{m}$. L'isolation thermique, ainsi que la capacité thermique, de ce dispositif sont calculées à partir de ces cotes. Un facteur de remplissage géométrique $\beta = 0,6$ est estimé avec cette règle de dessin.

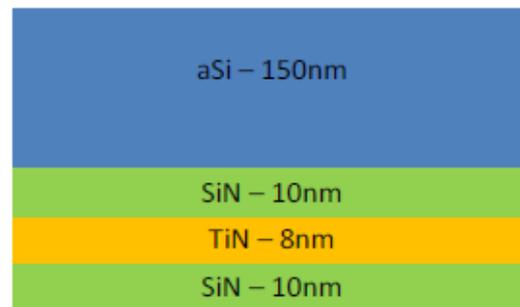


Figure III.4 : Empilement du résonateur de référence MDO01. La présence ou non de Si- α dans les bras dépend du design considéré.

Une description des différentes variantes est donnée dans le Tableau III.1 et sont, pour la plupart, illustrées sur la Figure III.5.

Le Si- α est présent sur la totalité du dispositif de référence (MDO01), alors qu'il est partiellement ou totalement retiré des bras des variantes MDO04, MDO05 et MDO06. Nous précisons qu'il est systématiquement retiré du bras de torsion de ces trois variantes. Ainsi, nous avons la possibilité d'observer sur ces dispositifs l'influence de la rigidité de l'encastrement sur les performances du résonateur. Les bras de torsion des variantes MDO03 et MDO10 sont directement ancrés dans le plot de suspension (nommés plots par la suite). Ces designs permettent d'évaluer le compromis à faire entre rigidité de l'encastrement et isolation thermique.

Quatre électrodes sont dessinées sous les dispositifs MDO02 et MDO09, permettant d'effectuer des détections et/ou actionnements de manière différentielle. Ce schéma permet notamment de faciliter la détection capacitive en diminuant les signaux de fond.

Le TiN a partiellement été retiré des bras de la variante MDO07 afin d'évaluer la possibilité d'une polarisation de la planche via le Si- α , ce qui permettrait d'améliorer l'isolation thermique du dispositif de référence. Dans la même optique, le dispositif MDO08 (« papillon ») a été

dessiné avec des bras de torsion plus longs (3,8 μm), améliorant ainsi l'isolation thermique de la membrane.

Finalement, une couche d'aluminium (Al) de 200 nm est gardée sur la membrane du dispositif MDO11 afin de tester les performances d'un dispositif dit aveugle, pour une éventuelle détection différentielle. Ce dispositif permet aussi d'évaluer l'influence des contraintes thermiques, dans cette configuration, sur la fréquence de résonance en torsion du résonateur, puisque l'Al présente un coefficient d'expansion thermique bien plus important que le Si (24 ppm/°C contre 2,6 ppm/°C).

Tableau III.1 : Description des variantes du lot MO01 réalisé. Les fréquences de résonance ont été obtenues par calculs analytiques, tandis que les performances des résonateurs sont données ici pour une contribution principale du bruit de phonon. Un coefficient $\eta\beta = 0,64$, une absorption optique $\Phi_\lambda = 1$ et un nombre d'ouverture $F = 1$ sont utilisés pour le calcul du *NETD*.

<u>Variante</u>	f_0 (MHz)	G_{th} (W/K)	τ_{th} (ms)	<i>NEP</i> (pW)	<i>NETD</i> (mK)
MDO01	1,1	5.10^{-8}	0,5	11	140
MDO02	1,1	5.10^{-8}	0,5	11	140
MDO03	1,5	8.10^{-8}	0,2	21	220
MDO04	0,1	$1,8.10^{-8}$	1,5	3,9	50
MDO05	0,1	$1,2.10^{-8}$	2,2	2,6	33
MDO06	0,1	$0,95.10^{-8}$	2,8	2,1	26
MDO07	1,1	$4,5.10^{-8}$	0,6	9,8	130
MDO08	0,7	$3,1.10^{-8}$	0,8	6,5	84
MDO09	0,1	$1,8.10^{-8}$	1,5	3,9	50
MDO10	0,12	$1,6.10^{-8}$	1,1	4,2	44
MDO11	0,6	5.10^{-8}	2	NA	NA
MDO12	0,1	$0,95.10^{-8}$	2,8	2,1	26

III.1.c.iii) Performances théoriques des résonateurs fabriqués

Nous précisons aussi les performances attendues en termes de NEP et de $NETD$ des dispositifs fabriqués, pour une contribution principale du bruit de phonon intégré sur la bande thermique totale $f_{BW} = 1/4\tau_{th}$ (voir Eq. (I.22)). Les conductances et capacités thermiques sont calculées à partir des données fournies dans l'Annexe III. Comme précisé dans le Chapitre II, les faibles niveaux de bruits des résonateurs mécaniques, notamment à pression réduite, permettent d'envisager de se rapprocher de ce bruit fondamental aux détecteurs thermiques.

Nous constatons que les performances théoriques des résonateurs sont excellentes, notamment les dispositifs MDO06, avec un $NETD$ de 26 mK pour un temps de réponse de 2,8 ms. Nous pourrions ainsi envisager d'augmenter l'isolation thermique d'un facteur 4 et améliorer ainsi le $NETD$ d'un même facteur, tout en restant avec des temps de réponse compatibles avec l'imagerie ($\tau_{th} < 10$ ms).

Néanmoins, le choix a été fait dans un premier temps de dessiner des dispositifs assurés d'une bonne tenue mécanique après libération pour ce premier lot NEMS destiné à l'imagerie IR non refroidi fabriqué dans les salles blanches du LETI. Nous verrons par la suite qu'une isolation thermique supérieure n'aurait pas été souhaitable à cause des fortes non linéarités mécaniques constatés sur les dispositifs, qui dépendent entre autres de la raideur mécanique du bras de torsion.

Après avoir présenté les variantes fabriquées, nous détaillons un modèle analytique développé en parallèle de la fabrication des dispositifs permettant de décrire le comportement mécanique, linéaire et non linéaire des résonateurs.

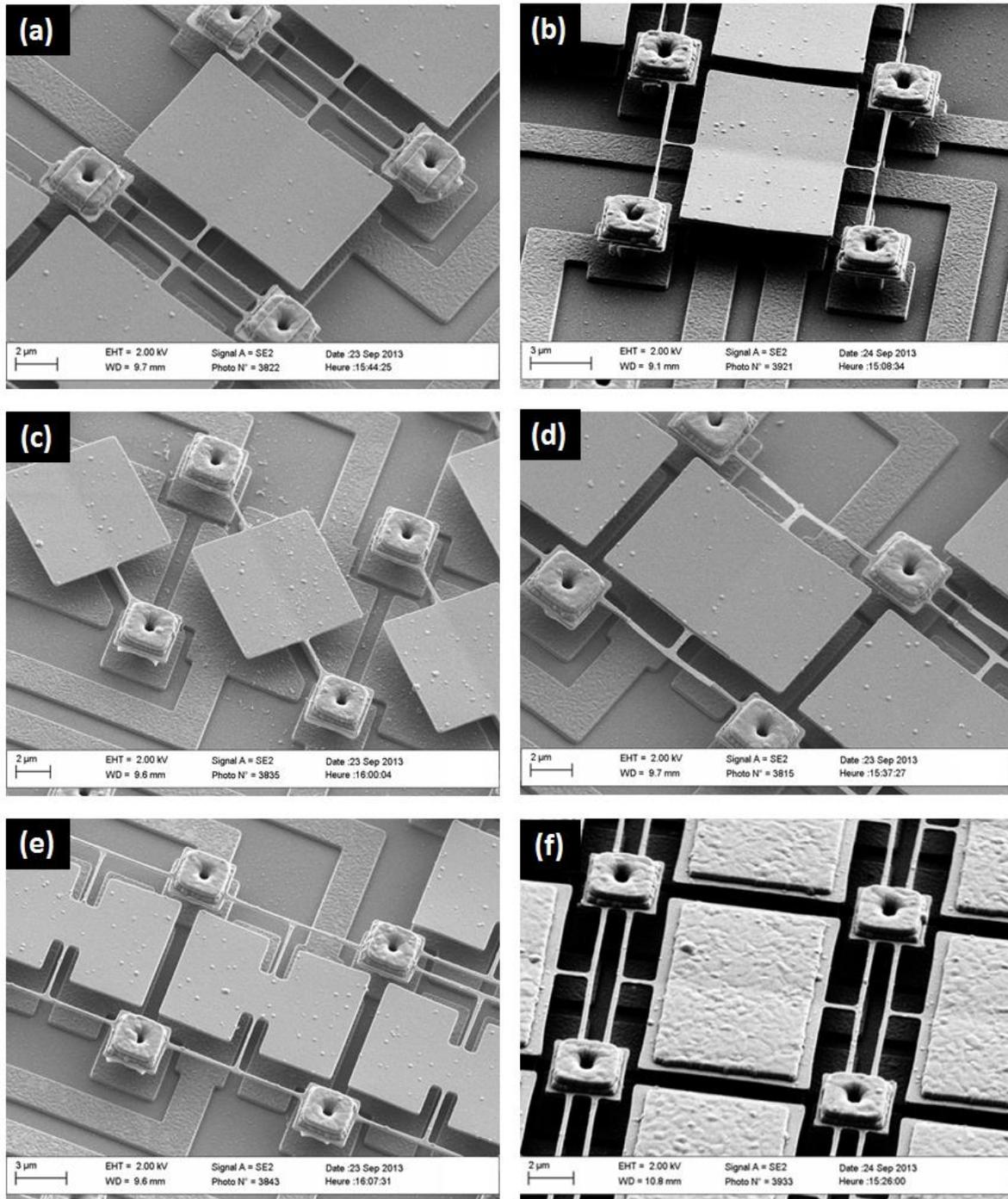


Figure III.5 : Images MEB des principales variantes réalisées : (a) MDO01, le pixel de référence, où le Si- α est conservé sur toute la structure. (b) MDO02, où l'on peut distinguer les 4 électrodes sous la membrane. (c) MDO03, sans bras d'isolation thermique. (d) MDO05, où le Si- α est partiellement conservé sur le bras d'isolation thermique. Lors de la fabrication, une surgravure latérale des bras en Si- α a été constatée, observable sur cette image. (e) Un pixel « papillon » électrique (MDO08). (f) Pixel MDO11 au sein d'une matrice. Nous remarquons la surgravure de l'aluminium sur la planche, provoquée par la gravure humide du matériau.

III.2) Modèle électromécanique

Ce paragraphe est donc constitué d'une analyse électromécanique du mouvement du résonateur. Les résultats issus de ces travaux nous permettront notamment d'estimer l'amplitude de déflexion de la planche en fonction du signal de sortie du MEMS. Un modèle non linéaire est aussi développé afin d'estimer la gamme dynamique de fonctionnement linéaire du système à la résonance mécanique. Nous présentons ici les conclusions des simulations menées à partir de ce modèle analytique. Une confrontation du modèle avec des caractérisations expérimentales sera effectuée dans la suite de ce chapitre.

Afin d'accompagner le lecteur, les calculs permettant d'obtenir l'expression analytique de la capacité (Eq. (III.6)) en fonction de l'angle (puis la force électrostatique – Eq. (III.10)) sont détaillés. Le détail de la résolution du modèle non linéaire, issue d'une méthode connue, est présenté en annexes. Les principaux résultats de ces calculs sont présentés dans ce chapitre, et notamment, l'expression de l'amplitude critique θ_c (Eq. (III.37)). La seconde partie de ce paragraphe s'attache à utiliser cette expression afin d'estimer l'amplitude critique d'un résonateur en torsion (et notamment des variantes MDO0X) en fonction de ces paramètres géométriques.

Le Tableau III.2 résume les principales grandeurs spécifiques à un résonateur MDO01 ainsi que les principaux résultats issus du modèle analytique obtenu dans ce paragraphe.

Tableau III.2 : Résumé des principales grandeurs spécifiques au résonateur MDO01.

Paramètres	Symbole	Valeur
Largeur du bras de torsion (μm)	w_r	0,25
Longueur du bras de torsion (μm)	L_r	1,5
Epaisseur de Si- α (nm)	t_{Si}	150
Longueur de la membrane (μm)	L_p	7,6
Largeur de la membrane (μm)	W_p	11
Angle maximal géométrique ($^\circ$)	θ_{max}	21
Moment d'inertie (kg.m^2)	J	$3,9.10^{-25}$
Raideur en torsion (N.m)	κ_θ	$1,8.10^{-11}$
Fréquence de résonance (MHz)	f_0	1,1
Contrainte résiduelle (GPa)	σ_0	0,5
Capacité exacte au repos (fF)	C_1	0,168
Capacité au repos ($x_1 \ll W_p$) (fF)	C_0	0,185
Amplitude critique théorique ($^\circ$)	θ_c	7

III.2.a) Expressions analytiques liées à la transduction capacitive

III.2.a.i) Expression de la capacité

Dans ce premier paragraphe, nous proposons un modèle analytique décrivant la variation de capacité ΔC en fonction de l'angle θ formé entre la membrane et les électrodes fixes. La Figure III.6 présente une vue en coupe schématique d'une membrane en torsion qui permet de définir les notations utilisées dans la suite du calcul. Toutes les dimensions sont données par la suite pour un dispositif MDO01 (voir Figure III.3). On note qu'à l'équilibre, compte tenu des dimensions de la Figure III.3 la capacité statique C_1 est de l'ordre de **0,168 fF**.

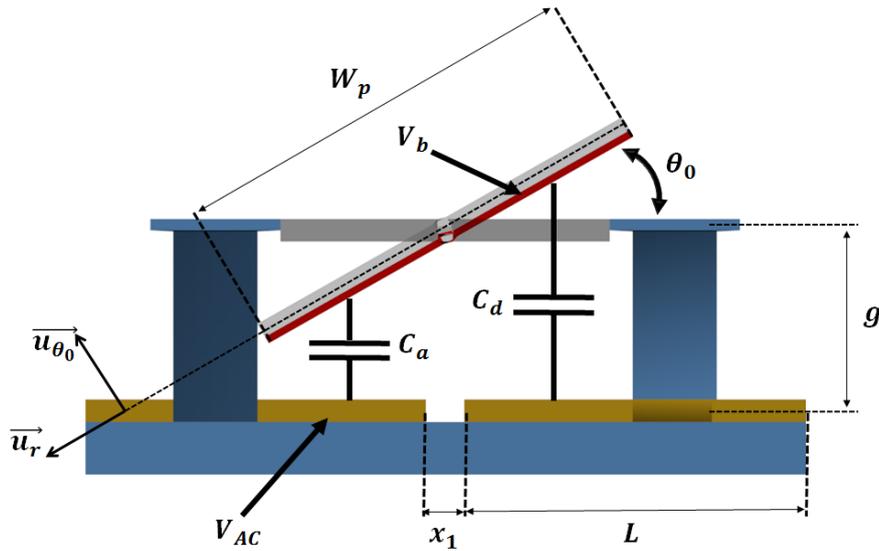


Figure III.6 : Schéma du dispositif incliné d'un angle θ_0 avec le substrat. Les tensions électriques V_b et V_{AC} sont respectivement appliquées sur les électrodes de la membrane et le substrat. La variation de la capacité C_d permet de détecter le mouvement de la planche.

Les coordonnées polaires sont utilisées par la suite, l'origine étant choisie à l'intersection de l'axe de rotation de la membrane et du substrat. $W_p = 11 \mu\text{m}$ représente la largeur de la membrane et $L_p = 7,6 \mu\text{m}$ la longueur (transverse au plan du schéma). La hauteur g séparant au repos le substrat de la membrane est de $2 \mu\text{m}$. La longueur de l'électrode fixe L est supérieure à celle de la membrane. Le signal capacitif est donc limité par la surface de la membrane.

Pour $0 < \theta < \theta_0$, nous avons un espace libre de charges : $\text{div } \vec{E} = \rho/\epsilon_0 = 0$. Par symétrie, nous avons alors $V(r, \theta, \varphi) = V(\theta)$. Ainsi, $\text{div}(\vec{E}) = \frac{1}{r} \frac{d^2 V}{d\theta^2} = 0$.

Avec les conditions aux limites $V(0) = V_{AC}$ and $V(\theta_0) = V_b$, nous déduisons $\frac{\partial V}{\partial \theta} = \frac{V_b - V_{AC}}{\theta_0}$.

Finalement, le champ électrique entre les électrodes est donné par la relation :

$$\vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}}V = -\frac{1}{r} \frac{V_b - V_{ac}}{\theta_0} \vec{u}_{\theta_0} \quad [V.m^{-1}] \quad (\text{III.1})$$

La charge électrique à la surface d'une électrode est définie par $Q_s = \iint \varepsilon_0 \vec{E} \cdot \vec{dS}$. En utilisant l'Eq. (III.1) et en intégrant le long de la membrane, la charge électrique à la surface des électrodes est donc donnée par :

$$Q_s = \varepsilon_0 \frac{V_b - V_{AC}}{\theta_0} L_p \int_{-\left(\frac{g}{\sin(\theta_0)} - \frac{w_p}{2}\right)}^{-\left(\frac{g}{\sin(\theta_0)} - \frac{x_1/2}{\cos(\theta_0)}\right)} \frac{1}{r} dr \quad (\text{III.2})$$

En posant $\theta_0 = \theta$, on en déduit la capacité d'actionnement $C_a = Q_s/U$ en fonction de l'angle θ :

$$C_a(\theta) = \frac{q_{elec}}{V_b - V_{AC}} = \varepsilon_0 \frac{1}{\theta} L_p \ln \left(\frac{1 - \frac{x_1}{2} \tan(\theta)/g}{1 - \frac{w_p}{2} \sin(\theta)/g} \right) \quad (\text{III.3})$$

En posant $\theta_{max} = \arcsin\left(\frac{g}{w_p/2}\right) \sim 21^\circ$, et $C_0 = \frac{\varepsilon_0 w_p L_p}{2g} \sim 0,185 \text{ fF}$, nous pouvons réécrire cette expression sous la forme suivante :

$$C_a(\theta) = C_0 \frac{\sin(\theta_{max})}{\theta} \ln \left(\frac{1 - \frac{x_1}{w_p} \tan(\theta)/\sin(\theta_{max})}{1 - \sin(\theta)/\sin(\theta_{max})} \right) \quad (\text{III.4})$$

De même, on déduit la capacité C_d entre les 2 autres électrodes :

$$C_d(\theta) = C_0 \frac{\sin(\theta_{max})}{\theta} \ln \left(\frac{1 + \sin(\theta)/\sin(\theta_{max})}{1 + \frac{x_1}{w_p} \tan(\theta)/\sin(\theta_{max})} \right) \quad (\text{III.5})$$

Ces expressions peuvent être simplifiées en considérant que $\frac{w_p}{2} \sim L(5,5 \mu m) \gg x_1(1 \mu m)$ et en considérant un régime des petites déflexions de sorte que $\theta \sim \tan(\theta)$ et $\theta_{max} \sim \tan(\theta_{max})$:

$$C_a(\theta) = -C_0 \frac{\theta_{max}}{\theta} \ln \left(1 - \frac{\theta}{\theta_{max}} \right) \text{ et } C_d(\theta) = C_0 \frac{\theta_{max}}{\theta} \ln \left(1 + \frac{\theta}{\theta_{max}} \right) \quad (\text{III.6})$$

Dans l'hypothèse $\theta \ll \theta_{max}$, nous effectuons un développement de Taylor à l'ordre 3 de ces 2 expressions :

$$C_d(\theta) \sim C_0 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\theta}{\theta_{max}} + \frac{1}{3} \left(\frac{\theta}{\theta_{max}} \right)^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{\theta}{\theta_{max}} \right)^3 \right) \quad (III.7)$$

$$C_d(\theta) \sim C_0 \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\theta}{\theta_{max}} + \frac{1}{3} \left(\frac{\theta}{\theta_{max}} \right)^2 - \frac{1}{4} \left(\frac{\theta}{\theta_{max}} \right)^3 \right)$$

La Figure III.7 représente la variation de capacité en fonction de l'angle de déflexion de la membrane pour les différentes hypothèses formulées ci-dessus.

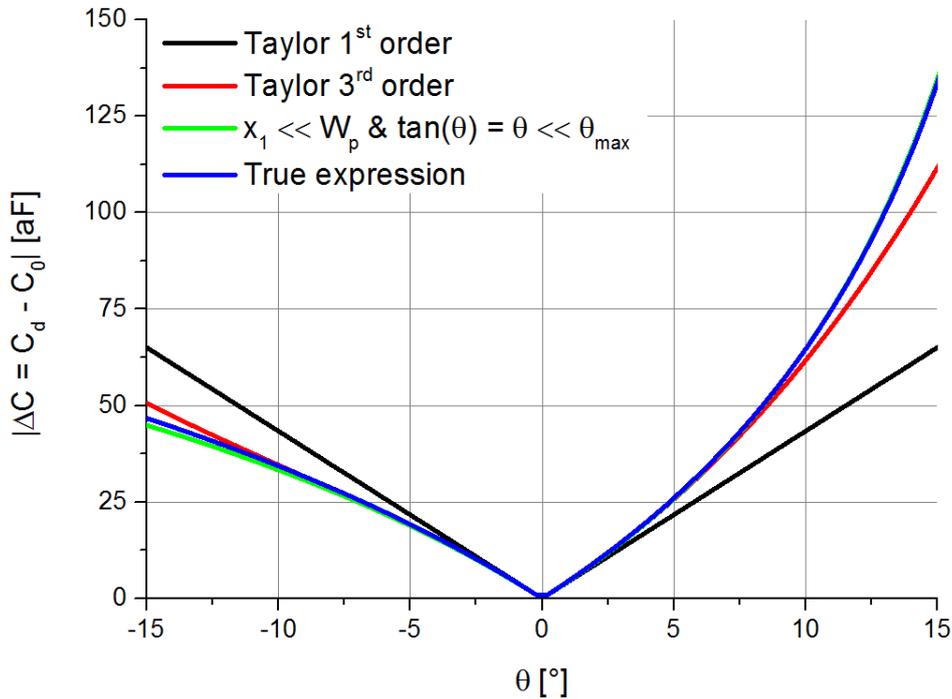


Figure III.7 : Comparaison de la valeur de la différence de capacité au repos avec la capacité d'une membrane inclinée d'un angle θ avec le substrat ($\Delta C = C_d(\theta) - C_0$) pour différentes hypothèses simplificatrices de l'expression de $C_d(\theta)$.

Nous remarquons que le développement de Taylor à l'ordre 3 se justifie jusqu'à $\theta = 10^\circ$ avec une erreur inférieure à 5%. On remarque que l'approximation des petits angles et $x_1 \ll W_p$ se justifie au moins jusqu'à 15° . En revanche, l'approximation linéaire ne se justifie que jusqu'à $2,5^\circ$. Or, le mode de torsion bénéficie généralement d'une gamme dynamique importante. Ainsi, le modèle non linéaire développé ici est nécessaire afin de déduire l'amplitude du résonateur du niveau de signal expérimental obtenu à la résonance.

III.2.a.ii) Expression du moment électrostatique

A partir de ces expressions, nous pouvons maintenant évaluer le moment mécanique créé par le champ électrique entre les électrodes d'actionnement et de détection. Le moment électrique est directement dérivé de l'énergie électrique contenue dans une capacité C polarisée par une tension U à ses bornes :

$$T_e(\theta) = \frac{d\mathcal{E}}{d\theta} = \frac{d(1/2CU^2)}{d\theta} = \frac{1}{2} \frac{dC}{d\theta} U^2 \quad (\text{III.8})$$

En s'appuyant sur la Figure III.3, le moment total appliqué à la membrane s'exprime donc par :

$$T_e = \frac{1}{2} \frac{dC_a}{d\theta} (V_{AC} - V_b)^2 + \frac{1}{2} \frac{dC_d}{d\theta} V_b^2 \quad (\text{III.9})$$

A partir des Eq. (III.4) et (III.5), nous déduisons les variations de capacité en fonction de l'angle :

$$\begin{aligned} \frac{dC_a}{d\theta} &= \frac{C_0}{\theta} \left(\frac{\theta_{max}}{\theta} \ln \left(1 - \frac{\theta}{\theta_{max}} \right) + \frac{1}{1 - \frac{\theta}{\theta_{max}}} \right) \\ \frac{dC_d}{d\theta} &= \frac{C_0}{\theta} \left(-\frac{\theta_{max}}{\theta} \ln \left(1 + \frac{\theta}{\theta_{max}} \right) + \frac{1}{1 + \frac{\theta}{\theta_{max}}} \right) \end{aligned} \quad (\text{III.10})$$

Effectuons maintenant un développement limité de ces expressions à l'ordre 3 :

$$\begin{aligned} \frac{dC_a}{d\theta} &\sim C_0 \left(\frac{1}{2} \frac{1}{\theta_{max}} + \frac{2}{3} \frac{\theta}{\theta_{max}^2} + \frac{3}{4} \frac{\theta^2}{\theta_{max}^3} + \frac{4}{5} \frac{\theta^3}{\theta_{max}^4} \right) \\ \frac{dC_d}{d\theta} &\sim C_0 \left(-\frac{1}{2} \frac{1}{\theta_{max}} + \frac{2}{3} \frac{\theta}{\theta_{max}^2} - \frac{3}{4} \frac{\theta^2}{\theta_{max}^3} + \frac{4}{5} \frac{\theta^3}{\theta_{max}^4} \right) \end{aligned} \quad (\text{III.11})$$

Nous supposons ici un actionnement direct : une tension sinusoïdale est appliquée sur l'électrode d'actionnement tandis qu'une tension continue $V_b = V_{DC}$ est appliquée sur la membrane. Nous pouvons alors générer un moment à la fréquence ω de deux manières :

- Une tension d'actionnement à la fréquence $\omega/2$ générera notamment un terme à ω dans l'expression du moment T_e proportionnel à $V_{AC}^2/2$. Cet actionnement nécessite généralement une tension d'actionnement importante mais présente l'avantage de limiter les couplages entre le signal d'actionnement et le signal de sortie. Cette méthode est souvent nommée actionnement demi-ton ou $f/2$;
- Une tension d'actionnement à la fréquence ω générera aussi un moment à ω , proportionnel à $2V_{AC}V_{DC}$. Des moments importants sont obtenus avec des tensions plus basses via cette méthode. De plus, elle est souvent privilégiée lors d'une intégration CMOS car elle simplifie le circuit pour des oscillations auto-entretenues. Néanmoins, le signal de fond à ω est important lorsqu'un couplage significatif existe entre l'électrode d'actionnement et l'électrode de sortie (via les pistes électriques et le substrat notamment dans notre cas). On nomme souvent cet actionnement, actionnement $1f$.

Nous supposons pour la suite des calculs un actionnement sinusoïdal demi-ton $V_{AC}(t) = V_{AC} \cos((\omega/2)t)$. Reportons alors l'Eq. (III.11) dans l'expression du moment mécanique :

$$T_e = \frac{1}{2} \frac{dC_a}{d\theta} \left(\frac{V_{AC}^2}{2} (\cos(\omega t) + 1) + 2V_{AC}V_{DC} \cos\left(\frac{\omega}{2}t\right) \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{dC_d}{d\theta} + \frac{dC_a}{d\theta} \right) V_{DC}^2$$

$$T_e \sim \frac{C_0}{2} \left\{ \frac{V_{AC}^2}{2} \cos(\omega t) \left(\frac{1}{2} \frac{1}{\theta_{max}} + \frac{2}{3} \frac{\theta}{\theta_{max}^2} \right) - 2V_{AC}V_{DC} \cos\left(\frac{\omega}{2}t\right) \left(\frac{1}{2} \frac{1}{\theta_{max}} + \frac{2}{3} \frac{\theta}{\theta_{max}^2} \right) \right. \quad (III.12)$$

$$\left. + \left(\frac{V_{AC}^2}{2} + 2V_{DC}^2 \right) \left(\frac{2}{3} \frac{\theta}{\theta_{max}^2} + \frac{4}{5} \frac{\theta^3}{\theta_{max}^4} \right) + \frac{V_{AC}^2}{2} \left(\frac{1}{2} + \frac{3}{4} \frac{\theta^2}{\theta_{max}^3} \right) \right\}$$

La non linéarité inhérente à l'actionnement/détection capacitif est mise ici en évidence via les termes en puissance de θ . Souvent, pour une détection capacitif, il s'avère que $V_{AC} \ll V_{DC}$, et l'expression précédente peut donc être simplifiée.

Ce modèle peut s'appliquer à la déflexion statique de la membrane (pour des applications de micro-miroir par exemple). Ainsi, nous avons comparé différentes expressions approchées du moment électrique, ne tenant compte que des termes statiques de l'équation précédente :

$T_e = \frac{1}{2} \frac{dC_a}{d\theta} \frac{V_{AC}^2}{2} + \frac{1}{2} \left(\frac{dC_d}{d\theta} + \frac{dC_a}{d\theta} \right) V_{DC}^2$ pour $V_{AC} = 1V$ et $V_{DC} = 10V$. On observe que le développement de Taylor à l'ordre 3 reste valable jusqu'à 10° avec une erreur inférieure à 5 %.

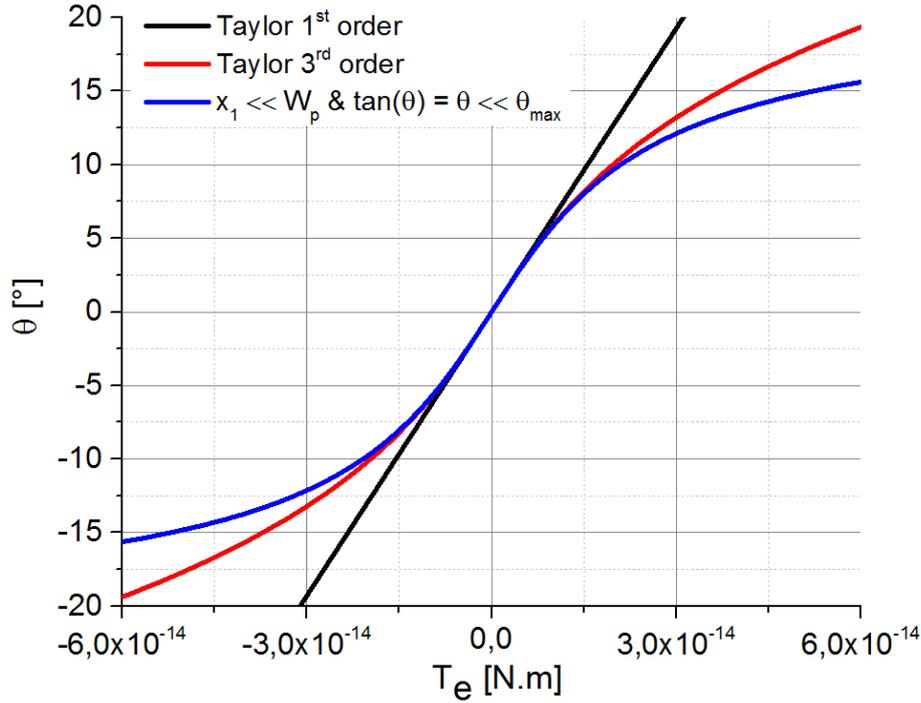


Figure III.8 : Comparaison de la valeur du moment statique T_e en fonction de la déflexion statique θ pour différentes hypothèses simplificatrices de l'expression de T_e ($V_{AC} = 1 V$ et $V_{DC} = 10 V$).

III.2.b) Mouvement harmonique du résonateur

III.2.b.i) Equation du mouvement de l'oscillateur forcé

Le paragraphe précédent a permis d'obtenir l'expression du moment électrique T_e et d'observer la relation entre le moment électrique et la déflexion statique. Puisque nous utilisons le premier mode de résonance de la structure mécanique, nous cherchons à présent à calculer l'amplitude du mouvement oscillant induit par T_e . Elle est décrite par l'équation classique d'un oscillateur amorti forcé :

$$J\ddot{\theta} + b\dot{\theta} + \kappa_{\theta}\theta = T_e \quad (\text{III.13})$$

Où b représente le facteur d'amortissement du système mécanique, relié au facteur de qualité Q par la relation $Q = \omega_0 J / b$. $\omega_0 = \sqrt{J / \kappa_{\theta}}$ représente la pulsation propre du système et $J = M_p W_p^2 / 12$ le moment quadratique de la planche, le moment des bras étant négligeable devant celui de la planche. κ_{θ} représente la raideur en torsion des poutres (le facteur 2 prenant en compte la présence des deux bras de torsion) :

$$\kappa_{\theta} = \frac{2G_c I_r}{L_r} \quad [N.m] \quad (\text{III.14})$$

Où L_r est la longueur des bras de torsion. $G_c = E_i/2(1 + \nu_i)$ représente le module de cisaillement des bras, E_i est le module d'Young et ν_i le coefficient de Poisson du matériau i . I_r est le moment quadratique en torsion des bras, est défini par [7] :

$$I_r = \begin{cases} t_r w_r^3 \left(\frac{1}{3} - 0,21 \frac{w_r}{t_r} \left(1 - \frac{1}{12} \frac{w_r^4}{t_r^4} \right) \right) & \text{si } t_r > w_r \\ t_r w_r^3 \left(\frac{1}{3} - 0,21 \frac{t_r}{w_r} \left(1 - \frac{1}{12} \frac{t_r^4}{w_r^4} \right) \right) & \text{si } w_r > t_r \end{cases} \quad (\text{III.15})$$

Ce modèle considère un angle de déflexion linéaire le long de l'axe de rotation $\theta(x) = \theta_0 x/L_r$. On suppose donc un encastrement parfait au niveau de la barre d'isolation thermique. Nous verrons dans la suite de ce chapitre que cette hypothèse peut être discutable selon la forme du bras d'isolation thermique. En effet, nous observons expérimentalement une modification importante de la raideur effective et/ou du comportement non linéaire sur certains dispositifs.

En s'appuyant sur les valeurs des Tableau III.2 et des propriétés des matériaux regroupées dans l'Annexe III, nous estimons le moment quadratique du dispositif de référence MDO01 à $I_r = 2,6.10^{-28} \text{ m}^4$ et le moment d'inertie $J = 3,9.10^{-25} \text{ kg.m}^2$.

La raideur effective des dispositifs est estimée en pondérant la contribution des matériaux de l'empilement par leurs épaisseurs dans l'épaisseur totale. Par ce biais, nous obtenons $\kappa_\theta = 1,8.10^{-11} \text{ N.m}$ pour le dispositif de référence, et $\kappa_\theta = 1,3.10^{-13} \text{ N.m}$ pour les dispositifs sans Si- α sur les bras de torsion. Une analyse plus fine permettrait d'estimer plus justement la raideur en torsion de l'empilement – via par exemple la méthode des surfaces équivalentes [3], [8]. Toutefois, nous remarquons que les raideurs calculées ici permettent d'obtenir des fréquences de résonances proches des fréquences obtenues par des analyses modales FEM. Nous nous satisfaisons donc de cette approche pour la suite des calculs théoriques.

III.2.b.ii) Réponse mécanique non linéaire et contrainte résiduelle

Nous avons souligné que le mouvement de torsion évite le terme non linéaire de contrainte présent dans les mouvements de flexion, qui limite largement l'amplitude critique des résonateurs NEMS. Néanmoins les efforts tranchants au sein de la poutre causés par le moment électrique T_e étirent les fibres extérieures de celle-ci.

En conséquence, ces dernières s'allongent donc en fonction de l'angle de rotation, et créent, via la loi de Hooke, un moment de retour variant au cube de l'angle de rotation de la structure [7]. De plus, des travaux récents ont montré des effets supplémentaires de rigidification des barres de torsion [9]–[12] créés par la flexion de la barre, sous l'effet d'un champ électrique [9] ou d'un allongement thermique [13].

La contrainte résiduelle issue de la fabrication de la structure (et notamment importante dans le cas des μ bolomètres) rigidifie aussi, au premier ordre, la structure. L'effet de ces phénomènes sur la mécanique du système peut être exprimé sous la forme d'un terme de moment mécanique supplémentaire $\kappa_s \theta$ dans l'équation (III.13). L'expression de κ_s est issu des travaux de Sasaki *et al* [9] :

$$\kappa_s = 2 \frac{1}{8L_r} \left\{ \frac{\sigma_0(w_r^3 t_r + t_r^3 w_r)}{3} + \frac{E}{2L_r^2} \left(\frac{w_r^5 t_r}{10} + \frac{w_r^3 t_r^3}{9} + \frac{w_r t_r^5}{10} \right) \theta^2 \right\} + f(z_m) \quad (\text{III.16})$$

Le facteur 2 tient compte de l'apport des deux bras de torsion. On peut réécrire cette expression en définissant deux constantes de raideur : $\kappa_{s\sigma_0}$, fonction de la contrainte résiduelle, et κ_{sE} , fonction du module d'Young :

$$\kappa_s = \kappa_{s\sigma_0} + \kappa_{sE} \theta^2 + f(z_m) \quad (\text{III.17})$$

σ_0 représente la contrainte résiduelle au sein de la structure. $f(z_m)$ est fonction de la flexion de la barre de torsion. La contrainte résiduelle au sein de nos structures a été extraite grâce à des mesures interférométriques, en mesurant la déflexion le long d'un cantilever. Des simulations FEM ont ensuite été conduites afin d'extraire la valeur de la contrainte résiduelle au sein de la structure (Figure III.9). La contrainte résiduelle introduite est de la forme $\sigma_0(z) = \sigma_{mean} + \sigma_{grad} \frac{2z}{h}$ où h correspond à la hauteur de la structure effective [8].

Nous extrayons $\sigma_{mean} = 0,5 \text{ GPa}$ et $\sigma_{grad} = 0,2 \text{ GPa}$ des structures possédant l'empilement SiN-TiN-SiN-Si- α . Afin de simplifier les calculs de la contribution de la composante $\kappa_{s\sigma_0}$ à la raideur totale du résonateur, nous ne prenons en compte ici que σ_{mean} .

La raideur constatée pour une barre de torsion de $3,8 \mu\text{m}$ (MDO08) est $\kappa_{s\sigma_0} \sim 4,1 \cdot 10^{-14} \text{ N.m}$. Nous constatons que la raideur négative introduite au premier ordre par l'actionnement électrostatique est du même ordre de grandeur pour des tensions $V_{DC} = 10 \text{ V}$ et $V_{AC} = 1 \text{ V}$. Toutefois, ces valeurs ne comptent individuellement que pour 0,6 % de la raideur en torsion $\kappa_\theta \sim 7,2 \cdot 10^{-12} \text{ N.m}$. Ainsi, ces termes – linéaires avec θ – n'influent que peu sur la raideur effectives des structures possédant du Si- α .

En revanche, nous nous attendons à ce que la modification de la raideur du résonateur soit nettement plus importante sur les dispositifs où le Si- α est retiré de la barre de torsion. En effet, dans le cas d'une contrainte résiduelle similaire à celle mesurée sur la structure avec du Si- α , $\kappa_{s\sigma_0}$ compterait pour 10 % de κ_θ . Malheureusement, nous n'avons pas pu mesurer la contrainte résiduelle au sein de l'empilement SiN-TiN-SiN.

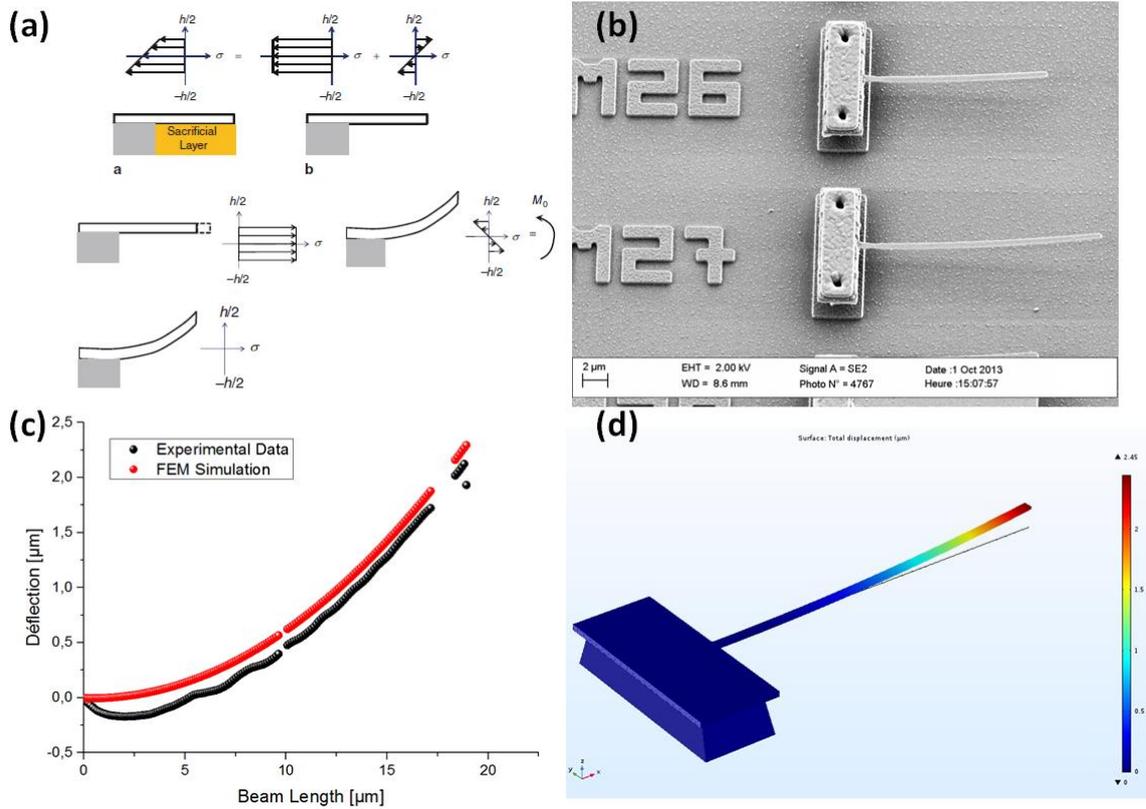


Figure III.9 : (a) Mécanisme de courbure d'un cantilever soumis à une contrainte résiduelle (extrait de Younis [3]). (b) Image MEB des structures tests fabriquées. (c) Déflection d'une structure mesurée à l'aide d'un interféromètre optique. La structure mesurée ici est longue de 20 μm , pour une largeur de 0,5 μm , représentative des largeurs utilisées dans nos structures. En rouge, les résultats de la simulation FEM pour les valeurs $\sigma_0 = 0,5 \text{ GPa}$ et $\sigma_{grad} = 0,2 \text{ GPa}$. Le creux observé pour les premiers microns est systématiquement présent dans nos mesures – et par ailleurs dans la littérature – et est attribué à des problèmes d'interférences et de réflexions optiques. (d) Simulation statique FEM (COMSOL) de la structure sous l'effet d'une contrainte résiduelle. Un encastrement fixe est fixé sous le plot de suspension du cantilever.

L'actionnement électrostatique de nos résonateurs induit nécessairement une flexion des barres de soutien mécanique. La barre de torsion, notamment, est principalement défléchie par des effets de bords électrostatiques. Nous avons donc réalisé des simulations FEM afin d'estimer cette déflexion, et donc la contribution de $f(z_m)$ à κ_s . Le résultat d'une simulation est présenté sur la Figure III.10.

Nous constatons que la déflexion en z du bras de torsion entre ses encastres dans le bras d'isolation thermique et dans la membrane est de 7 pm. En utilisant les expressions de $f(z_m)$ obtenues par les travaux de Sasaki *et al*, la contribution de la flexion de la barre de torsion à κ_s est 4 ordres de grandeurs sous $\kappa_s \sigma_0$ ou $\kappa_s T_e$ [9]. En conséquence, le terme $f(z_m)$ est négligé dans la suite des calculs.

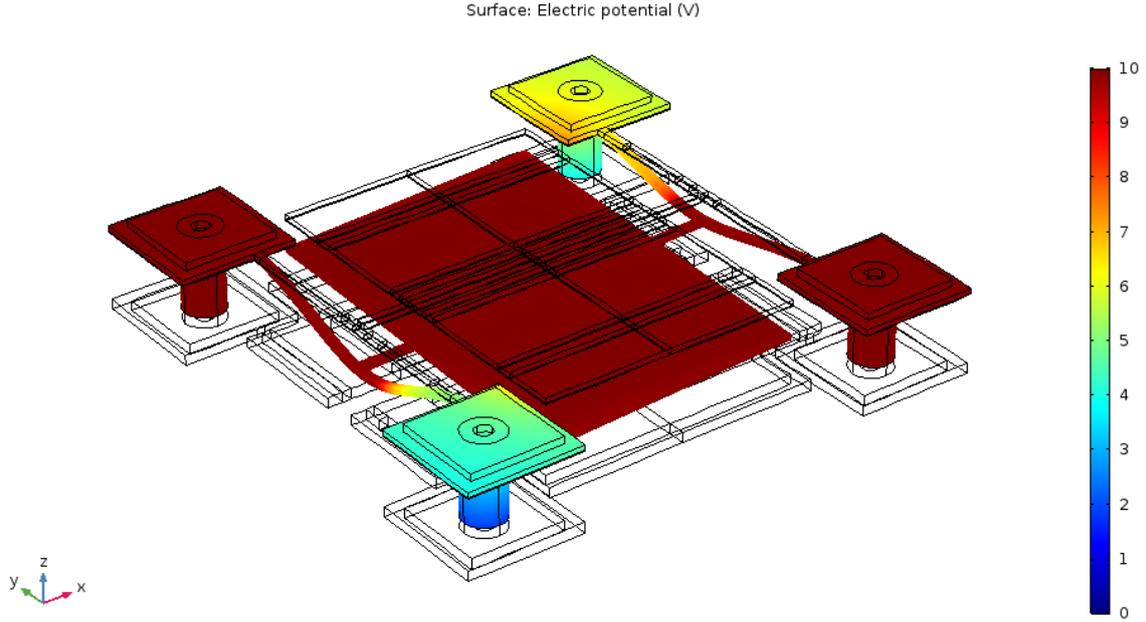


Figure III.10 : (a) Simulation COMSOL de la déflexion de la structure sous les polarisations (statiques) V_{DC} et V_{AC} . L'encastrement mécanique est fixé sous les 4 plots de suspension. Le potentiel V_{DC} est appliqué au TiN de la membrane (on aperçoit un gradient de potentiel dans les bras car le TiN est gravé afin d'isoler les pixels électriques du reste de la matrice de résonateurs). Le potentiel V_{AC} est appliqué à la surface de l'une des 2 électrodes sous la membrane tandis que l'autre électrode est fixée à un potentiel nul.

III.2.b.iii) Equation non linéaire du mouvement

Les effets non linéaires limitant la dynamique de fonctionnement linéaire de la structure sont dus aux termes en puissance de θ . Ainsi, en introduisant les Eq. (III.12) et (III.16) dans (III.13), nous obtenons une équation différentielle non linéaire du mouvement de la membrane :

$$\begin{aligned} \ddot{\theta} + \alpha \dot{\theta} + (\omega_0^2 + \beta)\theta + \gamma\theta^2 + \delta\theta^3 &= \frac{1}{J} \left(T_0 + T_1 \cos(\omega t) + T_2 \cos\left(\frac{\omega}{2}t\right) \right) \\ \alpha &= \frac{\omega_0}{Q} \\ \omega_0 &= \sqrt{\frac{\kappa_\theta}{J}} \\ \beta &= -\frac{1}{J} \left(\frac{C_0}{2} \frac{2}{3} \frac{1}{\theta_{max}^2} \left(\frac{V_{AC}^2}{2} + 2V_{DC}^2 + \frac{V_{AC}^2}{2} \cos(\omega t) - 2V_{AC}V_{DC} \cos\left(\frac{\omega}{2}t\right) \right) \right. \\ &\quad \left. - \frac{2}{L_r} \frac{\sigma_0(w_r^3 t_r + t_r^3 w_r)}{24} \right) \end{aligned} \quad (III.18)$$

$$\begin{aligned} \gamma &= -\frac{1}{J} \frac{C_0}{2} \frac{3}{4} \frac{1}{\theta_{max}^3} \left(\frac{V_{AC}^2}{2} + \frac{V_{AC}^2}{2} \cos(\omega t) - 2V_{AC}V_{DC} \cos\left(\frac{\omega}{2}t\right) \right) \\ \delta &= -\frac{1}{J} \left(\frac{C_0}{2} \frac{4}{5} \frac{1}{\theta_{max}^4} \left(\frac{V_{AC}^2}{2} + 2V_{DC}^2 + \frac{V_{AC}^2}{2} \cos(\omega t) - 2V_{AC}V_{DC} \cos\left(\frac{\omega}{2}t\right) \right) \right. \\ &\quad \left. - \frac{E}{8L_r^3} \left(\frac{w_r^5 t_r}{10} + \frac{w_r^3 t_r^3}{9} + \frac{w_r t_r^5}{10} \right) \right) \\ T_0 &= \frac{C_0}{2} \frac{1}{2\theta_{max}} \frac{V_{AC}^2}{2}, T_1 = \frac{C_0}{2} \frac{1}{2\theta_{max}} \frac{V_{AC}^2}{2}, T_2 = -\frac{C_0}{2} \frac{1}{2\theta_{max}} 2V_{AC}V_{DC} \end{aligned}$$

Nous verrons par la suite que la détection hétérodyne utilisée pour nos caractérisations expérimentales ne fait pas apparaître d'harmonique $\omega/2$. C'est la raison pour laquelle nous ne prenons pas en compte ce terme par la suite. En revanche, dans un actionnement « classique », la variation sub-harmonique de la raideur de la barre de torsion peut engendrer des résonances paramétriques du système. Cet effet a par ailleurs été démontré dans des résonateurs en torsion, sur des dispositifs proches des résonateurs présentés ici [14].

III.2.b.iv) Déflexion dans l'hypothèse linéaire du mouvement

Dans un premier temps, nous nous consacrons uniquement à la partie linéaire du mouvement, avant de considérer la résolution de l'expression complète au paragraphe suivant. Ainsi, l'Eq. (III.18) peut être réduite sous sa forme linéaire :

$$\ddot{\theta} + \frac{\omega_0}{Q} \dot{\theta} + \omega_{0_{eff}}^2 \theta = \frac{T_1}{J} \quad (III.19)$$

Avec $\omega_{0_{eff}}^2 = \omega_0^2 + \beta$. En passant dans l'espace de Fourier, et en gardant seulement la composante à ω du moment (le M/NEMS étant un très bon filtre passe-bande, les autres composantes de la force mènent à une déflexion négligeable – $\theta_{stat}/\theta_{dyna} \sim 1\%$), nous obtenons la forme classique de la réponse fréquentielle d'un résonateur linéaire :

$$\theta = \frac{T_1}{J} \frac{1}{\omega_{0_{eff}}^2 - \omega^2 + j \frac{\omega \omega_0}{Q}} \quad (III.20)$$

On peut donc estimer la variation de capacité à la résonance $\Delta C(\theta_r) = C_r(\theta) - C_0$ en reprenant l'Eq. (III.7) – au premier ordre – et (III.20), lorsque $\omega = \omega_{0_{eff}}$:

$$\Delta C(\theta_r) = \frac{1}{J} \frac{C_0^2}{16} \frac{V_{AC}^2}{\theta_{max}^2} \frac{Q}{\omega_{0_{eff}} \omega_0} \quad (III.21)$$

Soit une variation de capacité $\Delta C = 11 \text{ aF}$ (i.e. $2,5^\circ$ – limite de l’approximation linéaire pour $\Delta C(\theta)$ – voir Figure III.7)) pour une tension $V_{AC} = 2,25 \text{ V}$ et $V_{DC} = 10 \text{ V}$ sur un résonateur MDO01. Nous faisons l’hypothèse d’un facteur de qualité $Q = 2500$). Nous remarquons que la variation de capacité est extrêmement faible, à comparer par exemple aux capacités d’interconnexion, typiquement de l’ordre de 10 pF (voir Chapitre II).

Les termes non linéaires de l’équation (III.18) vont limiter la gamme de fonctionnement linéaire du résonateur. Le prochain paragraphe a pour but d’estimer cette limite.

III.2.c) Modèle analytique du mouvement non linéaire de l’oscillateur.

Afin d’étudier la mécanique du résonateur autour de la résonance fondamentale du système ω_0 , nous utilisons une méthode par perturbations, dite méthode des échelles multiples, notamment décrite par Nayfeh [15], [16]. Les méthodes par perturbations sont particulièrement adaptées à la réponse fréquentielle de systèmes peu amortis et légèrement non linéaires, comme c’est souvent le cas au sein des résonateurs mécaniques fonctionnant sous vide.

Nous présentons dans cette partie, les principes de la méthode, ainsi que des calculs clés qui nous permettent d’obtenir une expression de l’amplitude critique du résonateur θ_c . Cette expression nous permettra notamment dans la suite du manuscrit de prédire les performances du résonateur pour des géométries non disponible à partir du lot MOTION (par exemple, au pas de $5 \mu\text{m}$). Le lecteur familier avec l’application de cette méthode aux résonateurs mécaniques peut directement se reporter à l’équation (III.38).

III.2.c.i) Méthode des échelles multiples

D’une manière générale, les méthodes par perturbations recherchent des solutions sous la forme :

$$\theta(t, \varepsilon) = \theta_0(t) + \varepsilon\theta_1(t) + \varepsilon^2\theta_2(t) + \dots \quad (\text{III.22})$$

Où $0 < \varepsilon \ll 1$. En substituant l’Eq. (III.22) dans l’Eq. (III.18), nous pouvons identifier un polynôme en puissance de ε et identifier les termes un à un, ce qui permet de résoudre successivement les θ_n . Cependant, cette approche, dite méthode directe, ne converge pas pour $\varepsilon t \rightarrow \infty$ dans notre cas [16].

Dans l’approche dite des échelles multiples, on définit des échelles de temps $T_n = \varepsilon^n t$, de plus en plus « lente ». Ainsi T_0 représente les variations d’amplitudes à l’échelle de la période de résonance tandis que $T_1 = \varepsilon t$ représente les variations du système à une échelle plus lente etc... Nous considérons ici le cas le plus simple où l’on introduit 2 échelles de temps T_0 et T_1 , de sorte que :

$$\frac{d}{dt} = \frac{d}{dT_0} + \varepsilon \frac{d}{dT_1} + o(\varepsilon) = D_0 + \varepsilon D_1 + o(\varepsilon^2) \quad (\text{III.23})$$

$$\frac{d^2}{dt^2} = \frac{d^2}{dT_0^2} + 2\varepsilon \frac{d}{dT_0 dT_1} + o(\varepsilon) = D_0^2 + 2\varepsilon D_0 D_1 + o(\varepsilon^2)$$

Cette méthode peut être appliquée pour des ordres plus importants de ε , ce qui diminue l'erreur lorsque le temps t augmente. En revanche, la complexité du calcul augmente, puisque, pour un développement à l'ordre n , nous obtenons un système à n équations. Or, nous recherchons ici la réponse harmonique du système afin d'extraire l'amplitude critique du résonateur. Le temps t d'observation de l'état de l'oscillateur est donc faible, et nous nous satisfaisons donc d'un développement à l'ordre 1.

Appliquons désormais cette méthode à notre problème. Comme expliqué précédemment, nous considérons uniquement les termes du moment proportionnels à $\cos(\omega t)$ ($\omega \sim \omega_0$ et $Q \gg 1$). Nous reformulons alors l'équation (III.18) en la faisant apparaître comme celle d'un oscillateur parfait légèrement perturbé par des termes non linéaires, légèrement forcé et peu amorti :

$$\ddot{\theta} + (\omega_0^2 + \varepsilon\beta)\theta = -\varepsilon(\alpha\dot{\theta} + \gamma\theta^2 + \delta\theta^3 - f \cos(\omega t))$$

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{\kappa_\theta}{J}}$$

$$\varepsilon f = \frac{1}{J} \frac{C_0}{2} \frac{1}{2\theta_{max}} \frac{V_{AC}^2}{2}$$

$$\varepsilon\alpha = \frac{\omega_0}{Q}$$

(III.24)

$$\varepsilon\beta = -\frac{1}{J} \left(\frac{C_0}{2} \frac{1}{3\theta_{max}^2} \left(\frac{V_{AC}^2}{2} + 2V_{DC}^2 \right) - \frac{2}{L_r} \frac{\sigma_0(w_r^3 t_r + t_r^3 w_r)}{24} \right)$$

$$\varepsilon\gamma = -\frac{1}{J} \frac{C_0}{2} \frac{3}{4} \frac{1}{\theta_{max}^3} \left(\frac{V_{AC}^2}{2} \right)$$

$$\varepsilon\delta = -\frac{1}{J} \left(\frac{C_0}{2} \frac{1}{5\theta_{max}^4} \left(\frac{V_{AC}^2}{2} + 2V_{DC}^2 \right) - \frac{E}{8L_r^3} \left(\frac{w_r^5 t_r}{10} + \frac{w_r^3 t_r^3}{9} + \frac{w_r t_r^5}{10} \right) \right)$$

III.2.c.ii) Expression de l'amplitude de l'oscillation non linéaire

Nous recherchons ici une réponse sous la forme $\theta(T_0, T_1) = \theta_0(T_0, T_1) + \varepsilon\theta_1(T_0, T_1) + o(\varepsilon)$. En substituant cette expression dans l'équation (III.24), et en éliminant les termes $o(\varepsilon)$, nous égalisons les termes du polynôme en ε^n à 0. Ceci mène à un système à 2 équations :

$$\begin{cases} D_0^2 \theta_0 + \omega_0^2 \theta_0 = 0 \\ D_0^2 \theta_1 + \omega_0^2 \theta_1 = -(2D_0 D_1 \theta_0 + \beta \theta_0 + \alpha D_0 \dot{\theta}_0 + \gamma \theta_0^2 + \delta \theta_0^3 - f \cos(\omega t)) \end{cases} \quad (III.25)$$

Ainsi, $\theta_0 = A(T_1)e^{j\omega_0 T_0} + A^*(T_1)e^{-j\omega_0 T_0}$ est solution de la première équation différentielle. Cette expression peut être reportée dans la seconde. La suite des calculs se trouve dans l'Annexe IV.

Finalement, nous écrivons A sous sa forme polaire $A = ae^{j\phi}$ et posons $\varepsilon\sigma = \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0}$ et $\Lambda = \omega_0\sigma T_1 - \Phi$, de sorte que $\omega T_0 = \omega_0(\varepsilon\sigma + 1)T_0 = \omega_0(T_1\sigma + T_0)$. Nous remarquons alors que θ_0 s'exprime simplement en fonction de T_0 et Λ :

$$\theta_0 = 2a \cos(\omega_0 T_0 + \Phi) = 2a \cos(\omega T_0 - \omega_0 T_1 \sigma + \Phi) = 2a \cos(\omega T_0 - \Lambda) \quad (\text{III.26})$$

Ainsi, une solution approchée à l'ordre ε à l'équation (III.24) est :

$$\boldsymbol{\theta} = \theta_0 + \varepsilon\theta_1 + \text{o}(\varepsilon) = \mathbf{2a \cos(\omega T_0 - \Lambda)} + \text{o}(\varepsilon) \quad (\text{III.27})$$

La résolution fournie dans l'Annexe IV pour le système établi ($\Lambda'(T_1) = 0 = a'(T_1)$) s'écrit alors sous la forme d'une équation du 3^{ème} ordre pour $\mathbf{K} = \mathbf{a}^2$:

$$\begin{cases} K^3 + \frac{2\varepsilon\beta - 2\varepsilon\sigma\omega_0^2}{3\varepsilon\delta} K^2 + \frac{(\varepsilon\beta - 2\varepsilon\sigma\omega_0^2)^2 + (\varepsilon\alpha\omega_0)^2}{(3\varepsilon\delta)^2} K = \left(\frac{\varepsilon f}{6\varepsilon\delta}\right)^2 \\ \cotan(\Lambda) = \frac{\beta - 2\sigma\omega_0^2 + 3\delta a^2}{\alpha\omega_0} \end{cases} \quad (\text{III.28})$$

Nous remarquons que $\varepsilon\beta - 2\varepsilon\sigma\omega_0^2 = \varepsilon\beta - 2(\omega - \omega_0)\omega_0 = (\omega - \omega_0)^2 + \omega_0^2 + \varepsilon\beta - \omega^2 = (\varepsilon\sigma\omega_0)^2 + \omega_0^2 + \varepsilon\beta - \omega^2 = \omega_0^2 + \varepsilon\beta - \omega^2 + \text{o}(\varepsilon) = \Delta\omega$. Nous pouvons donc réécrire l'expression précédente sous la forme :

$$\begin{cases} K^3 + \frac{2\Delta\omega}{3\varepsilon\delta} K^2 + \frac{\Delta\omega^2 + (\varepsilon\alpha\omega_0)^2}{(3\varepsilon\delta)^2} K = \left(\frac{\varepsilon f}{6\varepsilon\delta}\right)^2 \\ \cotan(\Lambda) = \frac{\Delta\omega + 3\delta a^2}{\alpha\omega_0} \end{cases} \quad (\text{III.29})$$

L'équation pour l'amplitude peut être résolue grâce à la méthode de Cardan, dont le détail est présenté dans l'Annexe V. Tout d'abord, nous réécrivons l'équation polynomiale précédente sous la forme :

$$\begin{cases} K^3 + c_2 K^2 + c_1 K + c_0 = 0 \\ c_2 = \frac{2\Delta\omega}{3\varepsilon\delta} \\ c_1 = \frac{\Delta\omega^2 + (\varepsilon\alpha\omega)^2}{(3\varepsilon\delta)^2} \\ c_0 = -\left(\frac{\varepsilon f}{6\varepsilon\delta}\right)^2 \end{cases} \quad (\text{III.30})$$

Nous posons alors les constantes p et q tel que :

$$\begin{cases} p = \frac{c_2^2}{9} - \frac{c_1}{3} \\ q = \frac{c_2^3}{27} - \frac{c_1 c_2}{6} + \frac{c_0}{2} \end{cases} \quad (\text{III.31})$$

La résolution des racines du polynôme est donnée en Annexe V. Au final, deux cas se distinguent, fonction du signe de $q^2 - p^3$:

Si $q^2 - p^3 > 0$, une unique solution réelle (oscillateur linéaire) :

$$K_0 = \sqrt[3]{-q + \sqrt{q^2 - p^3}} + \frac{p}{\sqrt[3]{-q + \sqrt{q^2 - p^3}}} - \frac{c_2}{3}$$

Si $q^2 - p^3 < 0$, l'unicité de la solution est perdue (oscillateur non linéaire) :

$$K_0 = -2\sqrt{p} \cos\left(\frac{1}{3} \arccos\left(\frac{q}{p^{\frac{3}{2}}}\right)\right) - \frac{c_2}{3} \quad (\text{III.32})$$

$$K_1 = -2\sqrt{p} \cos\left(\frac{1}{3} \arccos\left(\frac{q}{p^{\frac{3}{2}}}\right) + \frac{2\pi}{3}\right) - \frac{c_2}{3}$$

$$K_2 = -2\sqrt{p} \cos\left(\arccos\left(\frac{q}{p^{\frac{3}{2}}}\right) - \frac{2\pi}{3}\right) - \frac{c_2}{3}$$

Finalement, la présence de 3 solutions lorsque $q^2 - p^3 < 0$ dénote bien la présence d'un comportement non linéaire, où, expérimentalement, la solution à l'équation (III.18) dépend notamment des conditions initiales.

III.2.c.iii) Estimation de l'amplitude critique

Un point particulièrement digne d'intérêt est l'amplitude critique, au-delà duquel le système devient non linéaire. Nous observons alors une discontinuité dans la courbe de résonance, qui se traduit mathématiquement par une pente infinie, soit $\frac{\partial \omega}{\partial K} = \frac{\partial^2 \omega}{\partial K^2} = 0$. Exprimons ces dérivées à partir de l'équation (III.29) :

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial K}{\partial \omega} &= \frac{1}{\frac{\partial \omega}{\partial K}} = \frac{4\omega K(\delta K + \Delta\omega)}{(3\delta)^2 3K^2 + 12\delta\Delta\omega K + \Delta\omega^2 + (\alpha\omega_0)^2} \\
 &= \frac{4\omega K(\delta K + \Delta\omega)}{(\Delta\omega + 3\delta K)(\Delta\omega + 9\delta K) + (\alpha\omega_0)^2} = \frac{c}{d} \\
 \frac{\partial^2 \omega}{\partial K^2} &= \frac{\left(-2\omega \frac{\partial \omega}{\partial K} + 3\delta\right)(\Delta\omega + 9\delta K) + (\Delta\omega + 3\delta K)\left(-2\omega \frac{\partial \omega}{\partial K} + 9\delta\right)}{c} \\
 &\quad - \frac{d}{c^2} \left(4 \left(1 + \frac{\partial \omega}{\partial K} \right) + 4\omega K \left(\delta - 2\omega \frac{\partial \omega}{\partial K} \right) \right)
 \end{aligned} \tag{III.33}$$

Nous nous plaçons à présent au point d'amplitude critique K_c :

$$\begin{cases}
 \frac{\partial \omega}{\partial K}(K_c) = 0 \Leftrightarrow (\Delta\omega_c + 3\delta K_c)(\Delta\omega_c + 9\delta K_c) + (\alpha\omega_0)^2 = d = 0 \\
 \frac{\partial^2 \omega}{\partial K^2}(K_c) = 0 \Leftrightarrow 2\Delta\omega_c + 12\delta K_c \Leftrightarrow K_c = -\frac{2\Delta\omega_c}{9\delta}
 \end{cases} \tag{III.34}$$

Nous utilisons alors la première équation du système pour trouver l'expression $\Delta\omega_c$ (qui, naturellement, dépend du signe δ) :

$$\begin{cases}
 \Delta\omega_c = -\text{sgn}(\delta)\sqrt{3}\alpha\omega_0 \\
 \frac{\partial^2 \omega}{\partial K^2}(K_c) = 0 \Leftrightarrow 2\Delta\omega_c + 12\delta K_c \Leftrightarrow K_c = \text{sgn}(\delta) \frac{2\varepsilon\alpha\omega_0}{3\sqrt{3}\varepsilon\delta}
 \end{cases} \tag{III.35}$$

La seconde équation peut se réécrire en remarquant que $\varepsilon\alpha = \omega_0/Q$:

$$K_c = \text{sgn}(\delta) \frac{2}{3\sqrt{3}} \frac{\omega_0^2}{Q(\varepsilon\delta)} \tag{III.36}$$

Nous exprimons alors les expressions des amplitudes critiques lorsque le système est dominé par les non linéarités mécaniques ou électrostatiques :

$$\begin{aligned}
 K_{c_{elec}} &= \frac{2}{3\sqrt{3}} \frac{\kappa_\theta}{Q \frac{C_0}{2} \frac{4}{5} \frac{1}{\theta_{max}^4} \left(\frac{V_{AC}^2}{2} + 2V_{DC}^2 \right)} \\
 K_{c_{méca}} &= \frac{2}{3\sqrt{3}} \frac{\kappa_\theta}{Q \frac{E}{8L_r^3} \left(\frac{w_r^5 t_r}{10} + \frac{w_r^3 t_r^3}{9} + \frac{w_r t_r^5}{10} \right)}
 \end{aligned} \tag{III.37}$$

Nous rappelons que $|\theta| = 2\sqrt{K}$.

Soit, en reprenant les expressions de θ_{max} et κ_θ (dans le cas présent, où $w_r > t_r$) :

$$K_{c_{elec}} = \frac{2}{3\sqrt{3}} \frac{\frac{E}{1+\nu} 16 \left(\frac{g}{W_p}\right)^5}{Q L_r \varepsilon_0 L_p \frac{1}{5} \left(\frac{V_{AC}^2}{2} + 2V_{DC}^2\right)} t_r w_r^3 \left(\frac{1}{3} - 0.21 \frac{t_r}{w_r} \left(1 - \frac{1}{12} \frac{t_r^4}{w_r^4}\right)\right) \quad (\text{III.38})$$

$$K_{c_{méca}} = \frac{2}{3\sqrt{3}} \frac{1/(1+\nu)}{Q \frac{1}{8L_r^2} \left(\frac{w_r^5 t_r}{10} + \frac{w_r^3 t_r^3}{9} + \frac{w_r t_r^5}{10}\right)} t_r w_r^3 \left(\frac{1}{3} - 0.21 \frac{t_r}{w_r} \left(1 - \frac{1}{12} \frac{t_r^4}{w_r^4}\right)\right)$$

Ces deux effets sont antagonistes. Ainsi, la gamme dynamique linéaire peut être théoriquement augmentée en égalisant ces deux expressions. La tension V_{DC} théorique permettant cette compensation s'exprime par la relation :

$$V_{DC}^2 = \frac{1}{2} \frac{\left(w_r^5 t_r + \frac{10}{9} w_r^3 t_r^3 + w_r t_r^5\right) E \left(\frac{g}{W_p}\right)^5}{L_r^3 \varepsilon_0 L_p} \quad (\text{III.39})$$

Soit une tension $V_{DC} = 4,4 \text{ V}$ pour les dimensions d'un pixel MDO01, données dans le Tableau III.2. Nous remarquons cette tension est largement accessible aux niveaux de tension disponibles dans les circuits CMOS.

Bien entendu, cette compensation est soumise à la dispersion de fabrication des pixels. On peut alors imaginer une phase de calibration des tensions V_{DC} imposées à chaque pixel afin d'optimiser la gamme dynamique linéaire de chaque résonateur.

Toutefois, nous remarquons que le signal de l'électrode du M/NEMS dépend directement de V_{DC} (voir Eq. (II.7)). Dès lors, il apparaît donc plus judicieux, afin de minimiser la dispersion des pixels, d'appliquer une tension de lecture identique à tous les résonateurs (typiquement $V_{DC} = 10 \text{ V}$). La gamme dynamique linéaire pourrait alors être ajustée par l'ajout d'une tension continue à la tension d'actionnement. Ce schéma d'actionnement sera par ailleurs vérifié expérimentalement plus loin dans ce chapitre.

Nous avons observé les amplitudes critiques théoriques liés aux deux sources de non linéarités en fonction de la géométrie du pixel. Les résultats de cette étude sont présentés plus loin dans ce paragraphe. En premier lieu, nous avons comparé le modèle analytique présenté ici à une intégration numérique de l'Eq. (III.18) afin de vérifier sa validité.

III.2.d) Applications du modèle analytique aux variantes MDO0X

III.2.d.i) Comparaison modèle analytique/intégration numérique

La Figure III.11 présente le résultat de simulations du modèle effectuées pour 2 actionnements électriques sur un dispositif MDO08. Les tensions d'actionnement étant importantes dans ce cas, nous considérons aussi les termes dépendants de V_{AC} de l'équation (III.12).

Afin de valider notre modèle, nous avons donc comparé les résultats de nos simulations analytiques avec une simulation numérique effectuée sans approximation sur le moment électrique (cercles dans la Figure III.11).

La méthode numérique utilise le solveur `ode45` de Matlab (méthode de Runge-Kutta) [3] :

$$\begin{cases} \frac{dx_1}{dt} = x_2 \\ \frac{dx_2}{dt} = -(\omega_0^2 + \beta)x_1 - \frac{\omega_0}{Q}x_2 - \frac{\kappa_{sE}}{J}x_1^3 + \frac{T_e}{J} \end{cases} \quad (\text{III.40})$$

Avec T_e défini selon les Eq. (III.9) et (III.10) et $x_1 = \theta$ et $x_2 = \dot{\theta}$. Les simulations sont effectuées sur un temps total de 13 ms afin de laisser s'établir le régime permanent ($\tau_m = 2Q/\omega_0 = 1,3 \text{ ms}$). On observe une reproduction des comportements lors de balayage en fréquence croissant ou décroissant (flèches). La concordance des résultats numériques et analytiques confortent la validité de notre modèle pour des oscillateurs faiblement non linéaires.

Par ailleurs, nous observons deux comportements complètement différents selon les actionnements. En effet, la symétrie de la lorentzienne n'est plus respectée lorsque l'actionnement devient plus important. De plus, une hystérésis est observée en fonction du sens des fréquences (croissant ou décroissant – indiqué par les flèches sur la Figure III.11). Nous notons une prédominance des non linéarités électrostatiques au sein des dispositifs MDO08.

Les branches stables correspondent à des états mécaniques stables, physiquement mesurables, alors que la branche instable de la courbe correspond à des états non observables expérimentalement.

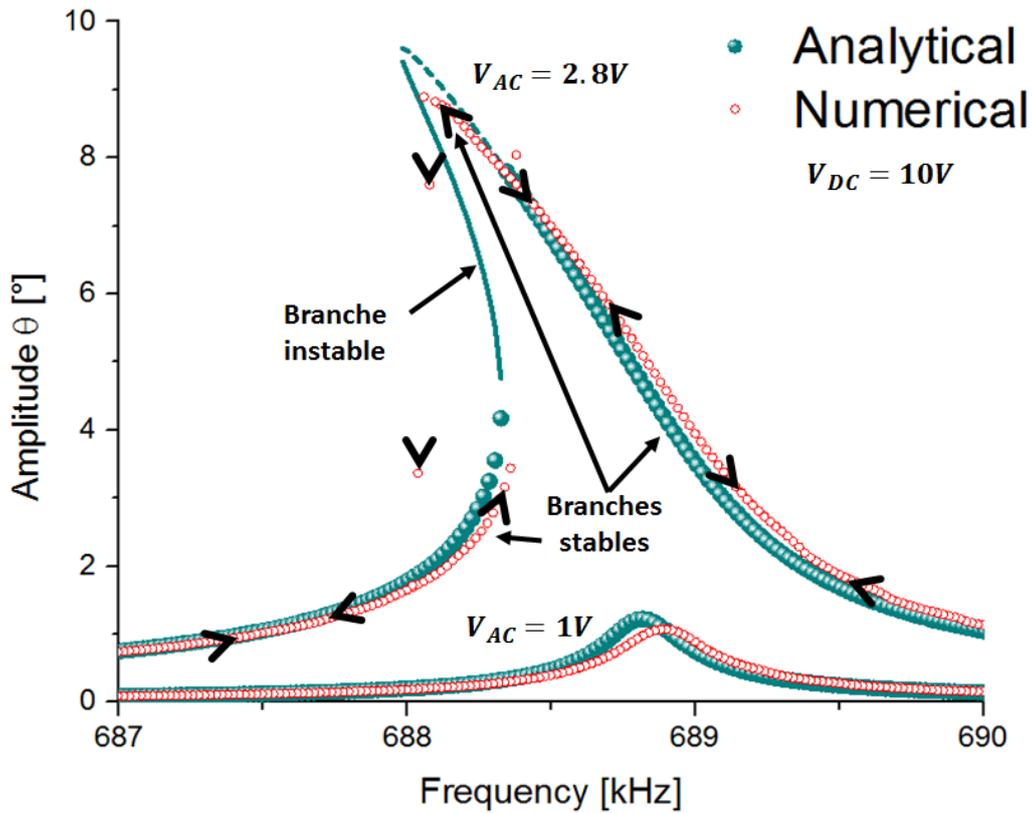


Figure III.11 : Comparaison du modèle analytique et d’une intégration numérique pour un dispositif MDO08 à deux actionnements différents (actionnement dit à $f/2$ – où la composante de tension de la force T_1 à ω est proportionnel à $V_{AC}^2/2$). Un facteur de qualité $Q = 2500$ est utilisé pour les simulations. Une tension de polarisation $V_{DC} = 10\text{ V}$ est considérée pour ces simulations. L’amplitude des oscillations sont choisies en régime stationnaire après un temps d’intégration $t_{end} = 10\tau_m = 10 \times 2Q/\omega_0 = 13\text{ ms}$.

III.2.d.ii) Comparaison de la réponse fréquentielle des variantes

Le modèle analytique étant à présent validé, nous l’avons utilisé afin d’étudier l’influence de la raideur en torsion des dispositifs fabriqués sur la réponse mécanique du résonateur. La Figure III.12 présente les résultats d’une simulation de la réponse fréquentielle pour 3 dispositifs – par raideur croissante : MDO06 (sans Si- α dans les bras), MDO08 (« papillon »), MDO01 (référence) – actionnés à une amplitude similaire (6°).

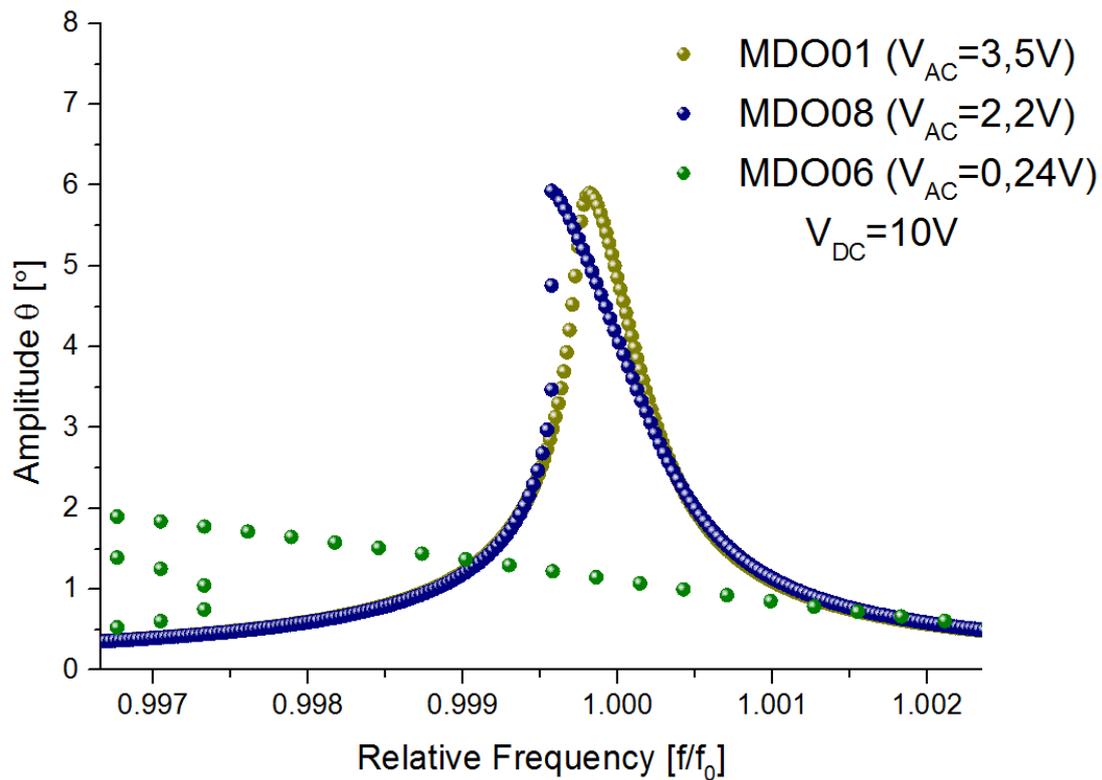


Figure III.12 : Simulations de la réponse fréquentielle pour 3 dispositifs actionnés jusqu'à 6° : Une tension de polarisation $V_{DC} = 10V$ est utilisée pour les simulations.

Nous remarquons que les non linéarités adoucissantes sont extrêmement importantes sur le résonateur MDO06. Nous anticipons donc une faible gamme dynamique pour ce résonateur, et donc une dégradation importante de la stabilité fréquentielle (voir Chapitre II). De plus, tous les 3 types de résonateurs semblent posséder des gammes dynamiques limitées par les non linéarités adoucissantes. La compensation des effets non linéaires semble a priori nécessiter des dispositifs possédant des largeurs de bras de torsion w_r (ou des épaisseurs t_r – voir Eq. (III.39)) plus importantes.

Le modèle étant validé, nous l'avons utilisé pour étudier et comprendre les comportements dynamiques observés expérimentalement. Par ailleurs, il nous permet d'estimer l'amplitude critique qui est un paramètre très important dans le dimensionnement du capteur (comme nous le verrons par la suite, augmenter le rang dynamique revient à améliorer le rapport signal à bruit).

III.2.d.iii) Amplitude critique : analyse des dimensions du résonateur

Nous avons donc étudié la dépendance de l'amplitude critique à partir de l'Eq. (III.37) en fonction des critères géométriques du résonateur résumés dans le Tableau III.3.

Tableau III.3 : Grandeurs géométriques du résonateur étudiées afin d'observer l'évolution de l'amplitude critique.

Paramètre géométrique	Expression	Figures
Epaisseur du Si- α sur le bras de torsion	$t_{Si} = t_r - 28 \text{ nm}$	Figure III.13.a
Largeur des bras de torsion	w_r	Figure III.13.b
Longueur du bras de torsion	L_r	Figure III.13.c
Largeur de la membrane	W_p	Figure III.13.d

La longueur L_p de la membrane est fixée à $W_p - 2 \times (1.5 \mu\text{m})$ du fait de la présence des bras d'isolation thermiques et des clous de suspensions. Les résultats sont reportés dans les Figure III.13.a à d. Nous avons pris soin d'indiquer dans quelles plages (afin de tenir compte des dispersions de fabrication) se situent les dispositifs fabriqués.

D'une manière générale, nous remarquons que les dispositifs MDO08 ($L_r = 3,8 \mu\text{m}$ sur la Figure III.13.c) ou MDO06 ($t_{Si} = 0 \text{ nm}$ sur la Figure III.13.a) sont dominés par les non linéarités électrostatiques, comme nous l'avons observé sur la Figure III.12.

De plus, nous remarquons que les dimensions du dispositif référence MDO01 sont telles que le comportement du dispositif se situe proche des zones de compensation des deux sources de non linéarités. On peut donc espérer une amélioration significative de la plage de fonctionnement linéaire de ce dispositif. A contrario, au vu de la dépendance importante de l'amplitude critique aux paramètres géométriques, et du faible niveau de signal attendu, on peut donc d'ores et déjà douter de l'amélioration des performances bolométriques des dispositifs MDO08 et MDO06, malgré leurs meilleures isolations thermiques.

Enfin, nous observons sur la Figure III.13.d que, si la réduction de la surface du résonateur nuit au signal capacitif – via la réduction de C_0 – la dynamique de fonctionnement linéaire du capteur est améliorée du point de vue de la non-linéarité électrostatique. La diminution de C_0 (et donc du SNR) est donc être potentiellement compensée par l'augmentation de θ_c – jusqu'au pas pixel de $9 \mu\text{m}$. Nous étudierons ces phénomènes plus en détail dans le Chapitre IV. Sous $9 \mu\text{m}$, les non linéarités mécaniques semblent limiter la gamme dynamique du résonateur. Néanmoins, les Figure III.13.a à c montrent qu'une optimisation des dimensions de la barre de torsion permet d'augmenter cette limite. Cette courbe nous sera donc notamment nécessaire au **Chapitre V** pour l'étude des performances d'un pixel au pas de $5 \mu\text{m}$.

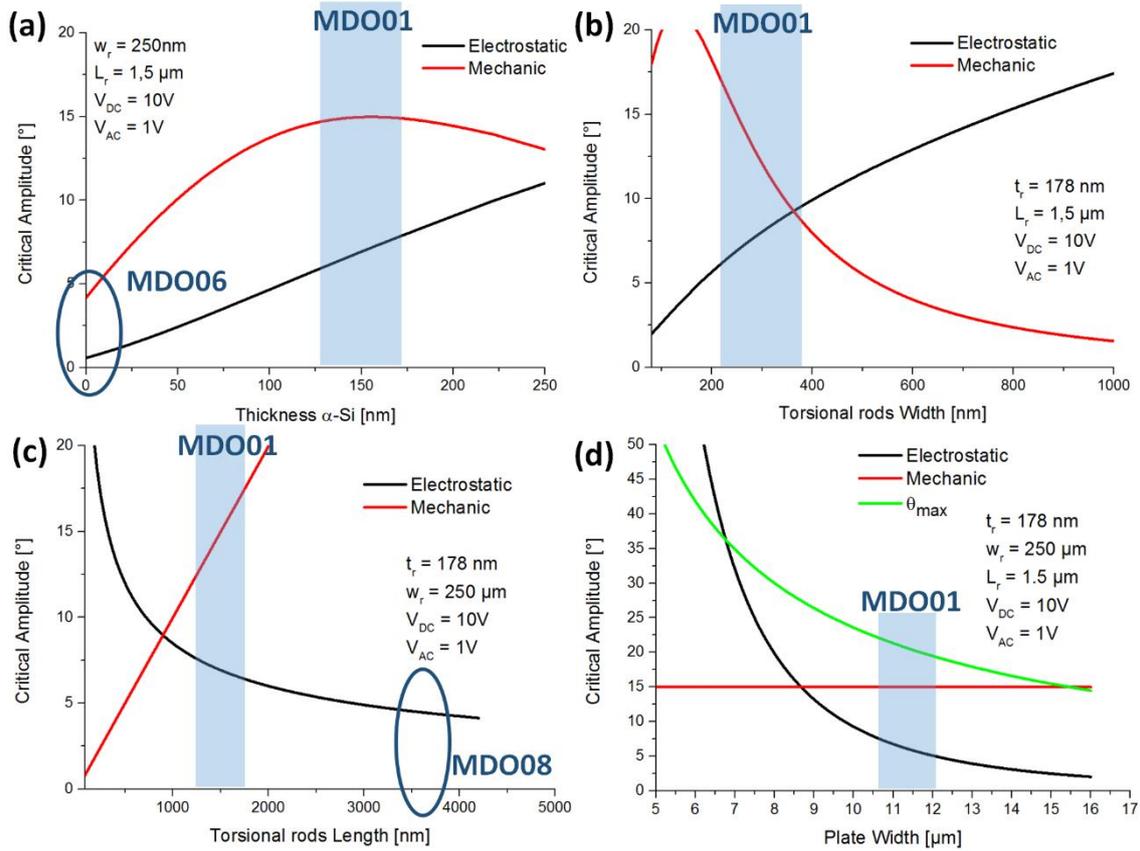


Figure III.13 : Amplitude critique limitée par les phénomènes mécaniques et électrostatiques en fonction des paramètres géométriques du résonateur: (a) l'épaisseur de silicium amorphe pour $w_r = 250\text{ nm}$ et $L_r = 1,5\ \mu\text{m}$ (b) la largeur w_r pour $L_r=1,5\ \mu\text{m}$ et $t_r = 178\text{ nm}$, (c) la longueur L_r pour $w_r=250\ \mu\text{m}$ et $t_r = 150\text{ nm}$, (d) la largeur de la membrane W_p de la membrane pour $t_r = 150\text{ nm}$, $w_r=250\ \mu\text{m}$, $L_r = 1,5\ \mu\text{m}$ et $L_p = W_p - 2 \times (1,5\ \mu\text{m})$. La courbe verte correspond à l'évolution de l'amplitude géométrique maximale θ_{max} avec le pas pixel. Un facteur de qualité $Q = 2500$ est supposé pour les simulations ainsi qu'une tension de polarisation $V_{DC} = 10\text{ V}$ et d'actionnement $V_{AC} = 1\text{ V}$.

III.2.d.iv) Observation théorique de la compensation des non linéarités

Nous remarquons donc sur les Figure III.13.a à d que des faibles variations de w_r pourrait donc faire apparaître des variations significatives sur la gamme dynamique des résonateurs MDO01. A cet égard, la Figure III.13.b est particulièrement marquante car la dimension réelle du bras de torsion influe de manière importante sur le niveau de non linéarité durcissante. Ces variations de largeur de bras pourraient par exemple provenir de conditions de fabrication différente entre les pixels, comme leur environnement proche.

La Figure III.14 présente la réponse fréquentielle d'un résonateur MDO01 en fonction de la tension continue V_{DC} appliquée à la membrane. La largeur du bras de torsion w_r est ici fixée à 300 nm, toutes autres grandeurs étant égales aux valeurs du Tableau III.2. Nous observons ici une prédominance des effets durcissants lorsque V_{DC} est faible, puis une compensation de ces effets par les non linéarités adoucissantes lorsque V_{DC} augmente. La tension d'actionnement V_{AC} est gardée constante, égale à 6 V et nous rappelons que nous supposons toujours un actionnement à $f/2$. L'ajout d'une tension continue permet donc théoriquement d'améliorer la gamme dynamique du résonateur.

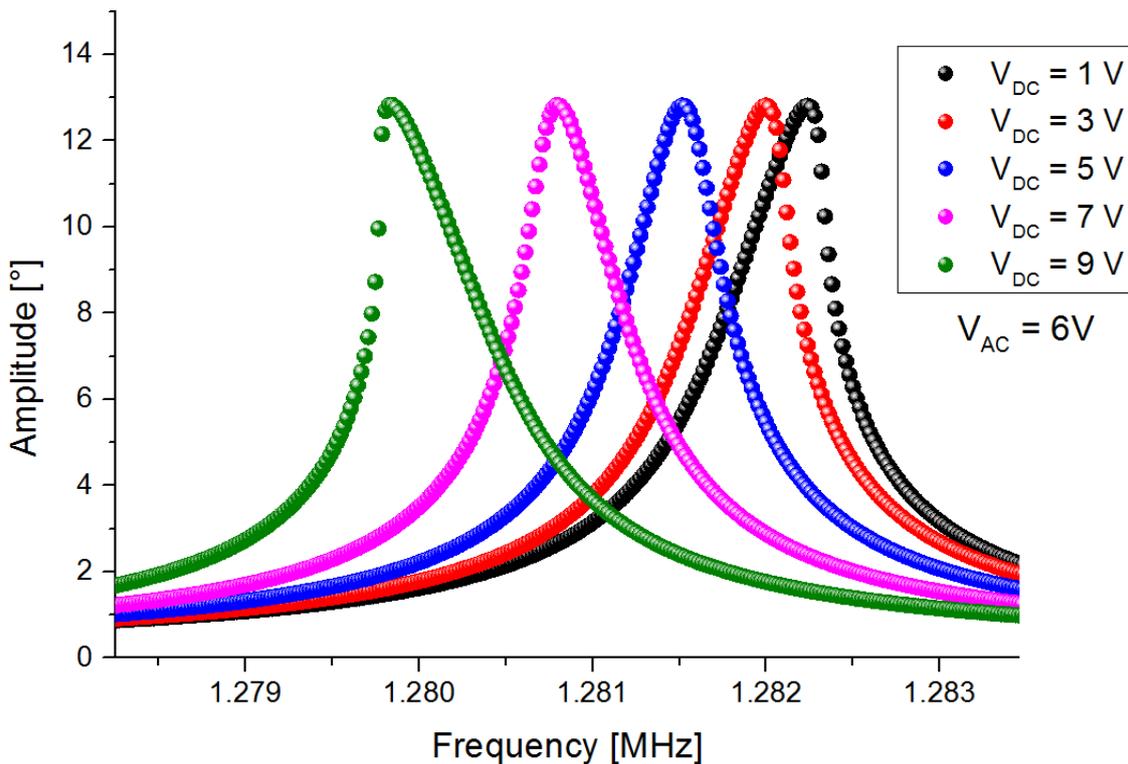


Figure III.14 : Simulation de la réponse fréquentielle d'un résonateur MDO01 possédant une largeur de bras $w_r = 300\text{nm}$ pour différentes tensions de polarisation V_{DC} . Un facteur de qualité $Q = 2500$ est utilisé ici ainsi qu'une tension d'actionnement $V_{AC} = 6\text{ V}$ (actionnement à $f/2$).

III.2.d.v) Influence du facteur de qualité

Intéressons-nous à l'effet du facteur de qualité sur le comportement dynamique. Rappelons que nous avons fait une hypothèse forte en supposant un système peu amorti, constant avec le volume du matériau du bras de torsion.

Or, en pratique, le volume de matériau affecte la capacité du matériau à conserver l'énergie acoustique (Figure II.8.a). On s'attend donc à ce que l'amplitude critique soit légèrement supérieure à celle estimée par notre modèle pour les dispositifs MDO06. Mais, l'amplitude critique variant en $1/\sqrt{Q}$, l'influence des paramètres géométriques prévaut ici largement (variation en $(L^3/(w_r^5 t_r))^{0,5}$).

III.2.d.vi) Compromis amplitude critique – signal M/NEMS

Nous avons aussi étudié l'influence de la tension de polarisation V_{DC} sur le niveau de tension de l'électrode de lecture du résonateur $v_{MEMS} \sim V_{DC} C(\theta)/C_0$ (voir Eq. (II.7)) en utilisant l'Eq. (III.6).

Le résultat de cette simulation est présenté sur la Figure III.15. Une tension $V_{AC} = 6,5 V$ est ici utilisée. Nous remarquons que le signal présente un maximum aux alentours de $V_{DC} = 3 V$, mais n'augmente visiblement plus au-delà. Ceci est dû à la non linéarité électrostatique, qui limite alors l'amplitude critique θ_c . En revanche, le signal augmente de manière importante lorsque les termes géométriques dominent ($V_{DC} < 4 V$).

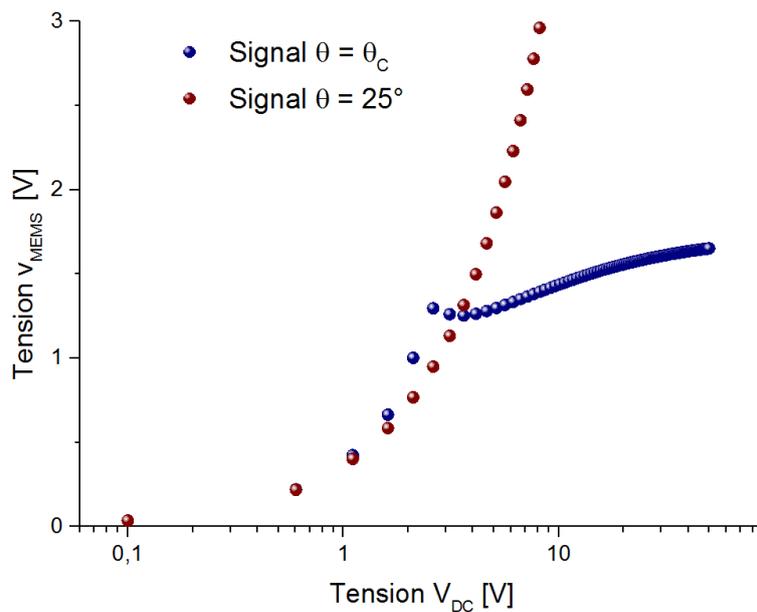


Figure III.15 : Tension de l'électrode de lecture du MEMS en fonction du signal de polarisation V_{DC} . Une tension $V_{AC} = 6.5V$ est utilisée ici.

III.2.d.vii) Effet de l'encastrement

Nous remarquons que l'Eq. (III.37) fait intervenir la raideur en torsion κ_θ . Dans les analyses précédentes, nous avons supposé que celle-ci était uniquement due à la barre de torsion. En réalité, l'encastrement des résonateurs n'est pas parfait, notamment pour ceux possédant une barre d'isolation thermique. Celle-ci agit comme un ressort en flexion vis-à-vis des conditions aux limites du modèle mécanique et diminue de fait la raideur effective en torsion du résonateur. Le développement d'un modèle prenant en compte cet effet permettrait de modéliser avec plus de précision l'amplitude critique du système, notamment en fonction des paramètres géométriques de la seconde barre de torsion.

De plus, un modèle analytique approché du système mécanique complet permettrait d'évaluer le fonctionnement linéaire de la barre en flexion. En effet, les non linéarités géométriques des barres de flexion – extrêmement importantes – sont susceptibles d'intervenir dans la dynamique du résonateur, comme nous l'expliquerons par l'analyse de certains de nos résultats expérimentaux.

D'un point de vue qualitatif, la raideur en flexion de cette barre d'isolation thermique varie comme $I_{G_x} = t_r^3 w_s / 12$ (en supposant une longueur du bras d'isolation thermique L_s fixe), où w_s représente la largeur de la barre d'isolation thermique. En conséquence, la raideur effective et donc, en s'appuyant sur les équations (III.37), l'amplitude critique expérimentale devraient être plus faibles que celles prédites par notre modèle.

En conclusion de ce paragraphe théorique, nous soulignons que le modèle développé nous permet d'anticiper les réponses dynamiques de fonctionnement linéaires maximales de nos capteurs. Elles vont en outre nous permettre de mieux critiquer et comprendre les données expérimentales électromécaniques obtenues. Le modèle présenté ici nous permettra finalement d'anticiper les performances de nos capteurs au pas de $5 \mu\text{m}$, dans le Chapitre V. Nous détaillons à présent le schéma expérimental mis en place afin de permettre la détection capacitive du mouvement mécanique du résonateur. Les résultats expérimentaux sont ensuite présentés et comparés aux résultats attendus par le modèle analytique développé.

III.3) Schémas de détection expérimentaux : description et résultats

En premier lieu, nous soulignons les difficultés rencontrées à détecter des variations de capacité de l'ordre de quelques attofarads. Nous présentons donc les différentes méthodes utilisées afin de diminuer le niveau de fond du signal et augmenter le signal à fond (*SBR*) du dispositif. Une méthode de détection hétérodyne, mise en place in fine, est présentée. Un *SBR* de 22 dB est finalement obtenu sur les dispositifs MDO01. Finalement, une analyse des différents comportements non linéaires rencontrés est présentée.

III.3.a) Présentation des bancs de tests utilisés

Nos caractérisations électriques s'effectuent principalement sur deux instruments de mesures :

- un testeur cryogénique sous pointes de Lakeshore¹⁰, permettant de réaliser des tests rapides sur les puces. Cependant, un câble coaxial d'une longueur de l'ordre de 20 cm est présent en amont du connecteur externe, ce qui présente un défaut majeur pour une détection capacitive, comme nous le verrons par la suite (Figure III.17). De plus, la masse thermique importante de ce testeur rend extrêmement longue les caractérisations en température des résonateurs.
- une enceinte adaptée au vide, nommée ETSV pour Enceinte Thermostatée Sous Vide, a été développée au sein du laboratoire afin de réaliser des tests électro-optiques. Une fenêtre généralement adaptée à la gamme de longueur d'onde désirée pour le capteur est positionnée sur le capot de l'enceinte. Des imageurs peuvent être testés via une limande (96 connexions). Cependant, nous observons la nécessité d'un blindage minimal pour nos caractérisations, ce qui nous amène à utiliser un capot dédié possédant quatre connecteurs de type SMA. Nous utiliserons cependant la limande afin d'alimenter le circuit de lecture positionné dans l'ETSV, au plus proche du résonateur. (Figure III.16.b). Ces bancs ETSV sont équipés d'un Peltier et d'une sonde Pt permettant un contrôle en température précis, et rapide (masse thermique faible comparée au testeur sous pointe). Cette enceinte nécessite cependant un montage particulier, et l'utilisation de soudure filaire).

¹⁰ <http://www.lakeshore.com/products/cryogenic-probe-stations/model-cpx-cryogenic-probe-station/Pages/Overview.aspx>

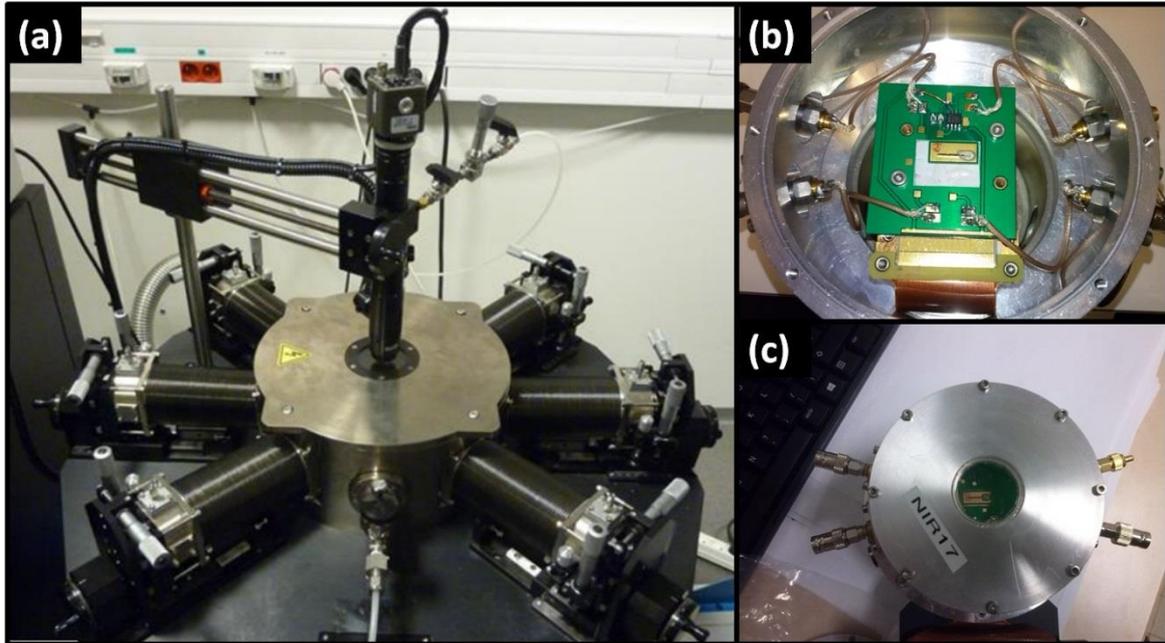


Figure III.16 : (a) Testeur sous pointes utilisé pour les caractérisations électriques (b) Enceinte utilisée pour les caractérisations électrooptiques ainsi que pour les mesures de bruits. On distingue le circuit d'amplification. Une barrette de test paramétrique est ici mesurée (au centre, collée à la colle d'argent sur un support conducteur). La connectique de la limande est située en bas de l'image, les connexions se faisant avec le support du circuit principal par soudure filaire. (c) ETSV fermée disposant d'une fenêtre proche IR. On distingue les 4 connexions SMA permettant de connecter le résonateur aux instruments de mesure.

III.3.b) Mesure directe

III.3.b.i) Présentation de la méthode

Deux modes de détection sont généralement utilisés pour la mesure d'un capteur capacitif :

- Le nombre de porteurs de charge dans la capacité C_p est fixé afin de mesurer les variations de tension (Figure III.17.a)
- Le potentiel de l'électrode de détection est fixé par un circuit en aval et les variations de charges sont mesurées en aval du capteur (Figure III.17.b).

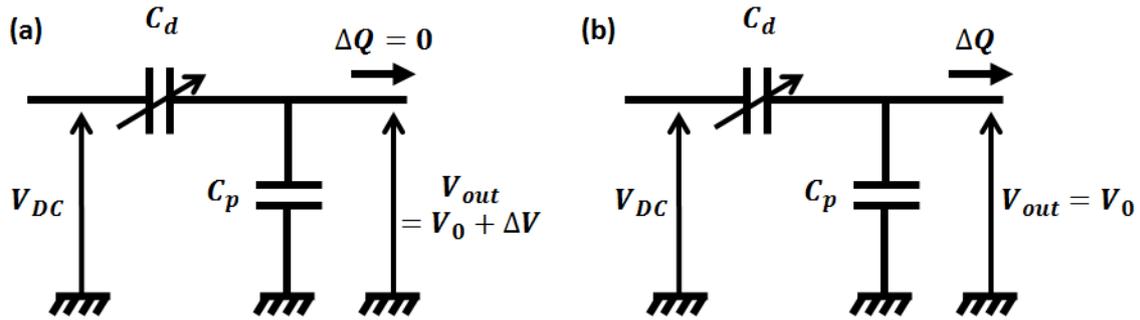


Figure III.17 : Lecture d'un capteur capacitif : (a) charge constante (impédance de sortie infinie) où l'on mesure les variations de potentiels autour de C_p (b) Le potentiel est fixé. On mesure alors les charges générées par le changement de valeur de la capacité.

Afin de minimiser les signaux de fond et de lire le signal à la bande passante voulue (notamment pour augmenter le rapport signal à bruit – SNR), nous effectuons une détection synchrone, à l'aide d'un *lock-in amplifier* (LIA). L'étage d'entrée haute impédance de l'amplificateur d'entrée est généralement constitué d'une capacité $C_{LIA} = 20$ pF en parallèle d'une résistance $R_{LIA} = 1$ M Ω [17]. Un schéma équivalent électrique simple du montage complet est présenté sur la Figure III.18, pour les deux méthodes de détection.

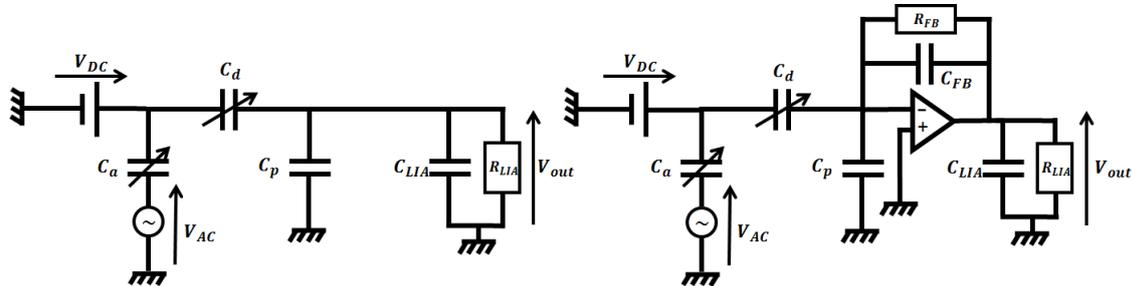


Figure III.18 : (a) Schéma électrique équivalent pour une lecture (a) à charge constante (b) à tension constante

Nous considérons toujours un actionnement à $f/2$. Nous négligeons dans un premier temps le couplage entre le signal d'actionnement et le signal de sortie. Dans le cas des capteurs M/NEMS, nous avons $C_{LIA} + C_p = C_{eq} \gg C_d(\omega)$. Ainsi, dans le premier cas, l'amplitude du signal V_{out} à la fréquence ω est principalement déterminée par la valeur des capacités en aval du capteur :

$$|V_{out}(\omega)| = \left| \frac{C_d(\omega)V_{DC}}{C_d(\omega) + C_{eq} - j\frac{1}{R_{LIA}\omega}} \right| \sim \frac{C_d(\omega)}{C_{eq}} V_{DC} \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2}} \quad (\text{III.41})$$

Où $\omega_c = 1/R_{LIA}C_{eq}$. Nous remarquons que le circuit est de type passe-haut. La valeur de la capacité parasite C_p est principalement déterminée par la capacité de ligne des câbles coaxiaux en aval du capteur, les capacités des plots de connexions et des pistes électriques sur le substrat.

La capacité entre la piste électrique (comprenant le plot de connexion) et le substrat constitue donc une capacité parasite qui varie de **1 pF à 15 pF** selon les dispositifs testés. En effet, des matrices moins denses (11×11) – appelées barrettes par la suite – ont été fabriquées pour des études paramétriques en bord de champ lithographique. Ces dispositifs possèdent donc des pistes électriques moins longues et donc des capacités parasites moins importantes. A ce titre, le positionnement des pixels électriques au centre des matrices est un désavantage. Par ailleurs, nous verrons que cette capacité parasite constitue la principale source de couplage entre le signal d’actionnement et le signal de sortie du résonateur.

Les capacités de lignes des câbles coaxiaux sont généralement de l’ordre de 100 pF/m. L’utilisation d’une instrumentation de table, avec la distance entre les bancs de mesures et les bancs de tests des échantillons nous contraignent à l’utilisation de longueur de câbles de l’ordre du mètre.

Nous remarquons donc que la capacité en aval du détecteur, et donc le niveau de signal, est fixée par le LIA et le câble utilisé en amont (de l’ordre de 100 pF). Lors de l’utilisation de testeur sous pointe cryogénique, nous devons de plus considérer 20 cm de câble coaxial (soit une capacité de 20 pF) en amont du connecteur coaxial extérieur. Pour une longueur de câble de 50 cm, la capacité équivalente en aval du circuit est donc $C_{eq} = C_{LIA} + C_{câble} + C_{testeur} = 90 \text{ pF}$. Ainsi, la fréquence de coupure est estimée à $f_c = 1/2\pi/R_{LIA}C_p = 1,8 \text{ kHz}$, ce qui ne devrait pas nous gêner pour les fréquences de résonances considérées ici. Nous remarquons donc que, pour ce type de détection, le niveau de signal en entrée du LIA est fortement dégradé par l’encombrement du montage.

En revanche, dans le 2nd cas (Figure III.18.b), la capacité de lecture est contrôlée en gardant constant le potentiel de l’électrode de détection (que nous fixons à la masse). Dès lors, sous réserve d’utiliser un amplificateur à même de charger les capacités en aval du circuit, ce schéma de détection permet de limiter la perte de signal. En effet, le signal en entrée du LIA est alors de la forme :

$$|V_{out}(\omega)| = \left| -\frac{C_d(\omega)V_{DC}}{1 - j\frac{1}{C_{FB}R_{FB}\omega}} \right| \sim \frac{C_d(\omega)}{C_{FB}} V_{DC} \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2}} \quad (\text{III.42})$$

Où $\omega_c = 1/R_{FB}C_{FB}$. La valeur de la résistance utilisée pour le feedback R_{FB} (résistance nécessaire afin d’éviter une saturation de l’amplificateur à cause de signaux continus qui chargent continuellement C_{FB}) fixe la valeur de la fréquence de coupure. Nous l’avons choisi égale à 10 GΩ ce qui fixe $f_c = 1/2\pi/R_{FB}C_{FB} = 16 \text{ Hz}$.

Le niveau de signal fourni par les deux méthodes peut être comparé, au-delà des fréquences de coupure, par le rapport C_p/C_{FB} . Une valeur $C_{FB} = \mathbf{1 \text{ pF}}$ a été choisie pour notre application.

En deçà de cette valeur, les capacités parasites du circuit peuvent perturber le signal [18]. Ainsi, nous remarquons que cette méthode permet un gain d'un facteur 100 dans le cas d'une détection à tension constante.

Néanmoins, le gain en SNR n'est pas évident. En effet, le niveau de bruit électronique est fixé par le LIA dans la 1^{ère} méthode (soit $V_n = 5 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$). En revanche, l'ajout d'un circuit électronique intermédiaire avec la 2nd méthode augmente nécessairement le niveau de bruit de notre système de détection. Un modèle a été développé Chapitre IV afin d'estimer le niveau de bruit du circuit proposé Figure III.18.b (voir notamment Eq. (IV.21)). Nous verrons notamment que, pour le circuit étudié, le SNR est indépendant de la valeur de C_{FB} .

Finalement, nous explicitons la relation entre le niveau de signal V_{out} détecté par le LIA et l'amplitude d'oscillation θ de la membrane. Nous rappelons que l'amplitude de déflexion est approximée par la relation $\theta = 2a\cos(\omega t + \Lambda)$. Or, nous observons sur la Figure III.7 que, même dans le cas d'une oscillation parfaitement sinusoïdale, le changement de capacité n'est pas symétrique pour des déflexions supérieures à $2,5^\circ$. Ainsi, le signal capacitif ne sera pas centré sur 0, et le LIA détectera une amplitude V_{out} moyenne :

$$|V_{out}(\omega)| = V_{DC} \frac{(\Delta C(\theta) - \Delta C(-\theta))}{2C_{FB}} \quad (\text{III.43})$$

La Figure III.19 trace la relation entre le signal détecté par le LIA, $V_{out}(\omega)$, en fonction de l'amplitude θ de déflexion de la membrane. Nous supposons $C_{FB} = 1 \text{ pF}$ et $\omega \gg \omega_C$. Nous avons comparé les niveaux de signaux obtenus selon les différentes hypothèses exposées précédemment sur l'expression de $\Delta C = C_d - C_0$. Nous notons qu'un niveau de signal $V_{out} = 500 \text{ }\mu\text{V}$ est attendu pour une déflexion de 10° , correspondant à la moitié de la déflexion maximale θ_{max} .

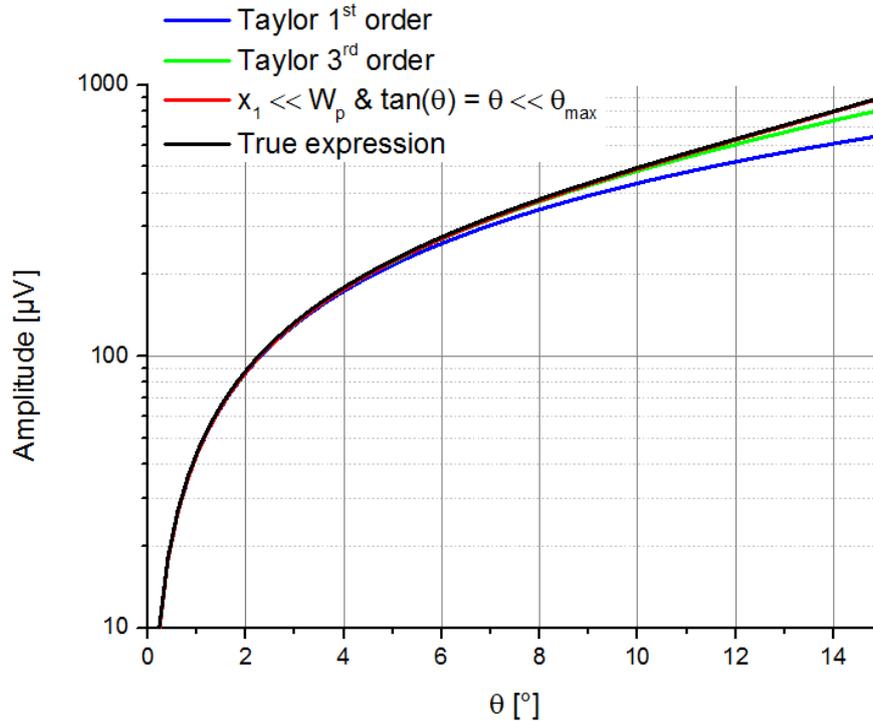


Figure III.19 : Niveau de signal donné par le LIA en utilisant un circuit d'amplification intermédiaire en fonction de l'angle de déflexion de la membrane θ . Les niveaux de signaux donnés par différentes approximations sur l'expression de $C_d(\theta)$ sont comparés. La capacité de contre-réaction utilisé ici est $C_{FB} = 1 \text{ pF}$.

III.3.b.ii) Mesures expérimentales préliminaires

La Figure III.22 présente les réponses fréquentielles obtenues avec les différentes méthodes exposées dans ce paragraphe tandis que le Tableau III.4 résume les niveaux de *SBR* observés.

Dans un premier temps, nous effectuons la détection des résonances mécaniques sans circuit intermédiaire avec un actionnement à $f/2$, afin de limiter le signal parasite à ω . Ainsi, le niveau de signal attendu pour une déflexion de 6° , en régime linéaire, sur un dispositif MDO01 à la résonance est estimée à $V_{out} \sim 2,6 \mu\text{V}$ pour une tension de polarisation $V_b = 10 \text{ V}$ et une capacité de lecture de l'ordre de 100 pF (selon (III.41) et (III.43)). Les premières caractérisations montrent des niveaux de signaux de l'ordre de la centaine de μV (resp. $50 \mu\text{V}$) sur des matrices (resp. barrettes) (Figure III.22.a). Les sauts de phases observés (Figure III.22.c) permettent de confirmer la nature mécanique du signal mais en aucun cas de réaliser des mesures de fréquences de résonances précises (saut de phase seulement de l'ordre de quelques degrés). Les niveaux de fonds plus faibles observés sur les barrettes mettent en évidence le rôle des pistes électriques entre l'électrode et le plot de connexion dans le niveau de fond observé.

Ainsi, malgré un actionnement à $f/2$ et une détection synchrone, un signal de fond à la pulsation ω perturbe à l'évidence notre mesure. Nous avons alors mesuré l'amplitude de l'harmonique ω dans le signal d'actionnement à $\omega/2$. Les résultats montrent une amplitude de l'ordre de 38 mV pour une tension d'actionnement $V_{AC} = 6 V$. Considérant une capacité parasite $C_{CT1} = 1 \text{ pF}$, le niveau de signal est effectivement de l'ordre de la centaine de μV . La Figure III.20 présente le schéma électrique de notre système tenant compte des capacités parasites du système.

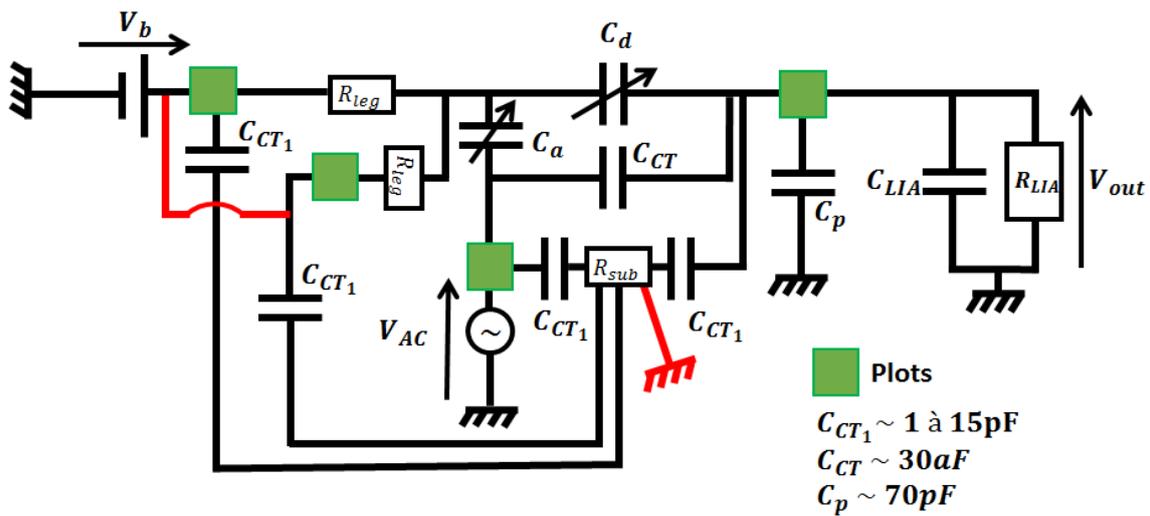


Figure III.20 : Schéma électrique équivalent, tenant compte des capacités de couplage.

Nous observons que le couplage via le substrat induit non seulement la présence d'un niveau de fond important, mais aussi qu'un courant capacitif parcourt les bras d'isolation thermique via ce couplage entraînant un échauffement important de la planche. Une polarisation symétrique de la planche permet de limiter cet effet. La connexion du substrat à la masse permet de limiter d'autant plus cet échauffement et de diminuer de plus le couplage entre les signaux d'actionnement et de sortie par l'intermédiaire du substrat. Pour y parvenir, nous avons utilisé de la colle argentique, déposée sur le côté des puces. Ces connexions supplémentaires sont représentées en rouge sur la Figure III.20.

Les Figure III.22.b et d illustrent la diminution du niveau de fond apportée par la polarisation du substrat. La différence entre barrettes et matrices est alors moins marquée que sans polarisation du substrat. Nous observons un gain important du saut de phase à la résonance, de l'ordre de 20° pour un actionnement à $f/2$. Toutefois, la diminution du niveau du signal de fond n'est toujours pas suffisante pour permettre une détection adéquate du flux IR en boucle fermée.

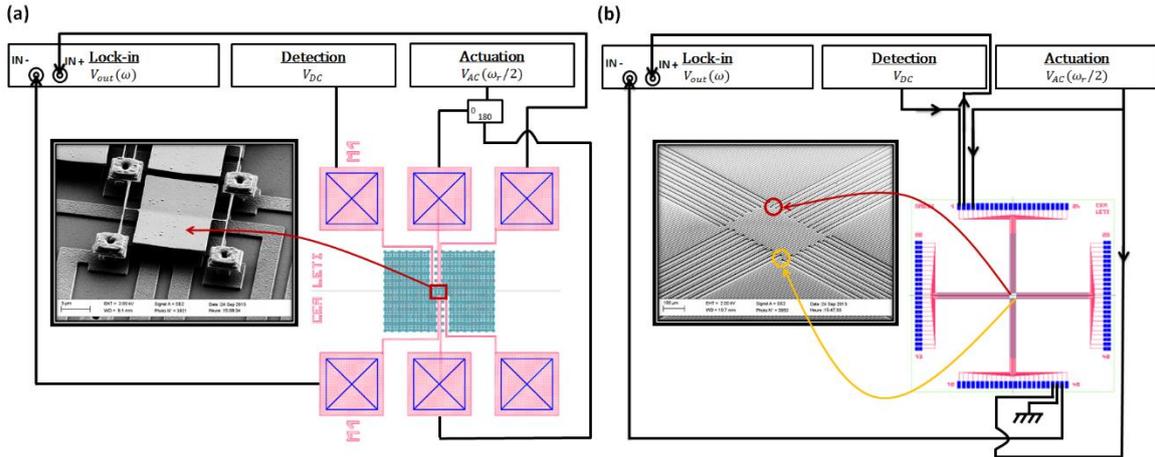


Figure III.21 : Schéma de détection différentielle : (a) via 4 électrodes symétriques sous la membrane (b) via deux dispositifs symétriquement positionnés sur la matrice (i.e. longueur de pistes égales). Le substrat des puces est systématiquement connecté à la masse.

Afin de diminuer encore le niveau de fond nous avons donc testé des dispositifs MDO02, dessinés avec 4 électrodes afin de permettre un actionnement et une détection différentielles. Ainsi, en polarisant en inverse chaque électrode, et en effectuant une détection différentielle, on espère neutraliser les signaux provenant des capacités de couplage. Malheureusement, le routage au sein des matrices fait apparaître des variations de longueur de pistes significatives entre les différentes électrodes, ce qui ne permet pas un gain significatif sur le rapport signal à fond (*SBR*). Des dispositifs ont été dessinés symétriquement au sein des barrettes de tests paramétriques (Figure III.21.a). Cependant, même au sein de ces dispositifs, nous n'avons pas constaté de gain significatif sur le *SBR*.

Finalement, nous avons testé une autre méthode différentielle, fondée cette fois sur deux dispositifs symétriquement dessinés sur la même puce (Figure III.21.b). Si le niveau de fond est significativement diminué par cette méthode, il ne permet toujours pas d'obtenir un *SBR* satisfaisant.

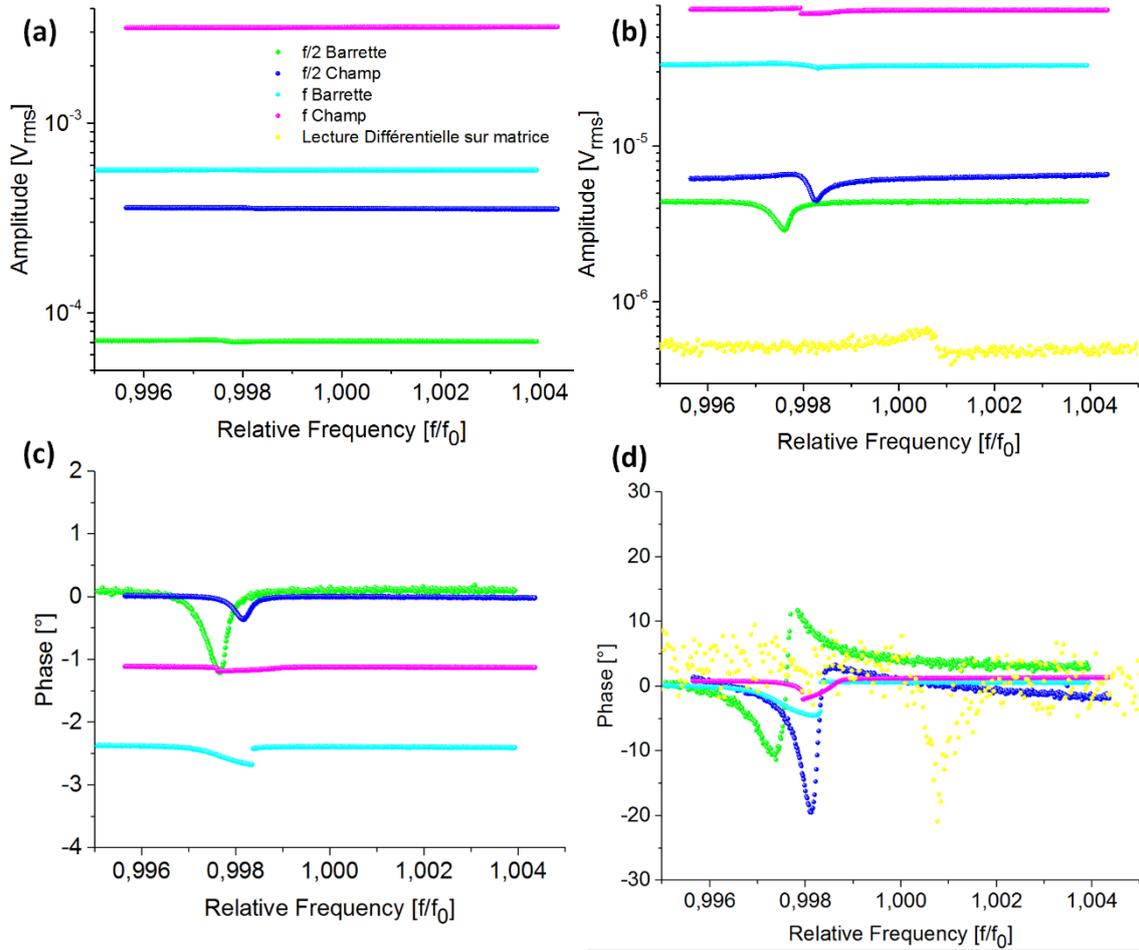


Figure III.22 : Niveaux de signal observés pour une détection sans circuit intermédiaire pour une longueur totale de câble coaxial de 60 cm (soit $C_{eq} \sim 80$ pF). Les données expérimentales sont présentées sans connexion du substrat à la masse (figures (a) et (c)) puis pour une connexion du substrat à la masse via de la colle argentique déposée sur le côté des puces (figures (b) et (d)).

Considérant un niveau de signal à la résonance de $1,5 \mu V$ (voir Figure III.24), le Tableau III.4 résume les niveaux de *SBR* obtenus pour chaque méthode de détection.

Tableau III.4 : Niveaux de *SBR* obtenus avec différentes méthodes de détection

Méthodes de détection		Niveaux de SBR (dB)	
		Champ	Barrette
Actionnement à f	Substrat flottant	-66	-51
	Substrat à la masse	-33	-26
Actionnement à $f/2$	Substrat flottant	-47	-33
	Substrat à la masse	-13	-9
Lecture différentielle (Substrat à la masse)	4 électrodes	-15	-10
	2 dispositifs	2	NA
Détection hétérodyne	Substrat flottant	-20	-15
	Substrat à la masse	22	22

Ainsi, malgré la diminution successive du niveau de fond grâce à nos différentes approches, le *SBR* reste faible, notamment pour la mise en place d'une boucle fermée. Afin de l'améliorer, nous nous sommes donc appuyés sur une méthode de détection hétérodyne (souvent référencée comme *downmixing* – dans le cas d'une détection du signal à basse fréquence).

III.3.c) Comparaison de différents schémas détection hétérodyne

Nous présentons ici le principe de cette détection ainsi que trois schémas possibles d'utilisation de cette méthode. Enfin, nous illustrons ces propos par une comparaison des résultats obtenus avec les résultats préliminaires présentés ci-dessus.

Afin de s'affranchir au maximum des signaux provenant des capacités de couplage du système, le signal utile est ici reporté à une fréquence décorrélée des harmoniques des signaux d'actionnement et de polarisation.

Reprenons les expressions du moment électrique et du signal de sortie :

$$T_e = \sum \frac{1}{2} \frac{\partial C_i}{\partial \theta} \widetilde{U}_e^2 \quad (III.44)$$

$$i_{out} = \frac{d}{dt} (C_d(\theta) \widetilde{V}_b) \sim \frac{d}{dt} \left(C_0 \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\theta}{\theta_{max}} \right) \widetilde{V}_b \right)$$

Où \widetilde{U}_e sont les différences de potentiel entre les électrodes fixes et la membrane. Nous remarquons que le signal de sortie est proportionnel au produit de \widetilde{V}_b et T_e , via l'angle θ . Cette

particularité de la détection capacitive va nous permettre de reporter le signal utile provenant du mouvement de la membrane à une fréquence choisie $\Delta\omega$.

En effet, considérons une tension de polarisation sinusoïdale $\widetilde{V}_b = V_b \cos(\omega t - \Delta\omega)$. Trois méthodes d'actionnement se distinguent alors, que nous décrivons ci-dessous.

III.3.c.i) Actionnement à $f/2$

Dans ce 1^{er} cas, assez proche des calculs effectués précédemment, nous considérons un actionnement à $f/2$ $\widetilde{V}_{AC} = V_{AC} \cos(\omega/2 t)$. Le moment T_e s'exprime alors :

$$T_e = \frac{1}{2} \frac{\partial C_a}{\partial \theta} \left(V_{AC} \cos\left(\frac{\omega}{2} t\right) - V_b \cos((\omega - \Delta\omega)t) \right)^2 + \frac{1}{2} \frac{\partial C_d}{\partial \theta} \left(V_b \cos((\omega - \Delta\omega)t) \right)^2$$

$$\Leftrightarrow T_e = \frac{1}{2} \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial C_a}{\partial \theta} \frac{V_{AC}^2}{2} + \left(\frac{\partial C_a}{\partial \theta} + \frac{\partial C_d}{\partial \theta} \right) \frac{V_b^2}{2} \\ \frac{\partial C_a}{\partial \theta} \frac{V_{AC}^2}{2} \cos(\omega t) \\ - \frac{\partial C_a}{\partial \theta} V_{AC} V_b \left(\cos\left(\left(\frac{3\omega}{2} - \Delta\omega\right)t\right) + \cos\left(\left(\frac{\omega}{2} - \Delta\omega\right)t\right) \right) \\ \left(\frac{\partial C_a}{\partial \theta} + \frac{\partial C_d}{\partial \theta} \right) \frac{V_b^2}{2} \cos(2(\omega - \Delta\omega)t) \end{array} \right. \quad (\text{III.45})$$

Nous voyons apparaître 4 composantes fréquentielles. 8 composantes fréquentielles apparaissent donc dans l'expression du signal de sortie. Néanmoins, si $\Delta\omega \ll \omega$ (*downmixing*), nous remarquons qu'une seule composante basse fréquence apparaît alors :

$i_{out} \propto V_b \frac{V_{AC}^2}{2} \frac{\sin(\Delta\omega t)}{2} + \text{signaux HF}$	(III.46)
---	----------

Ainsi, un filtre passe-bas en entrée du LIA permet de filtrer les composantes hautes fréquences issues, par exemple, soit du couplage capacitif entre actionnement et détection, soit de l'actionnement décrit ci-dessus. Le signal issu du mouvement du résonateur peut donc être détecté avec un *SBR* amélioré et une gamme dynamique en entrée du LIA optimal.

Ce type de détection est notamment utilisée pour contourner le caractère passe-bas des détections piézorésistives [19].

Si le rapport signal à fond est généralement amélioré par cette méthode, nous remarquons que le signal est divisé par un facteur 2, ce qui défavorise, d'un autre côté, le *SNR*. La relation entre tension en entrée du LIA V_{out} et déflexion θ est représentée, avec l'utilisation du circuit intermédiaire décrit précédemment, pour une lecture hétérodyne sur la Figure III.23.

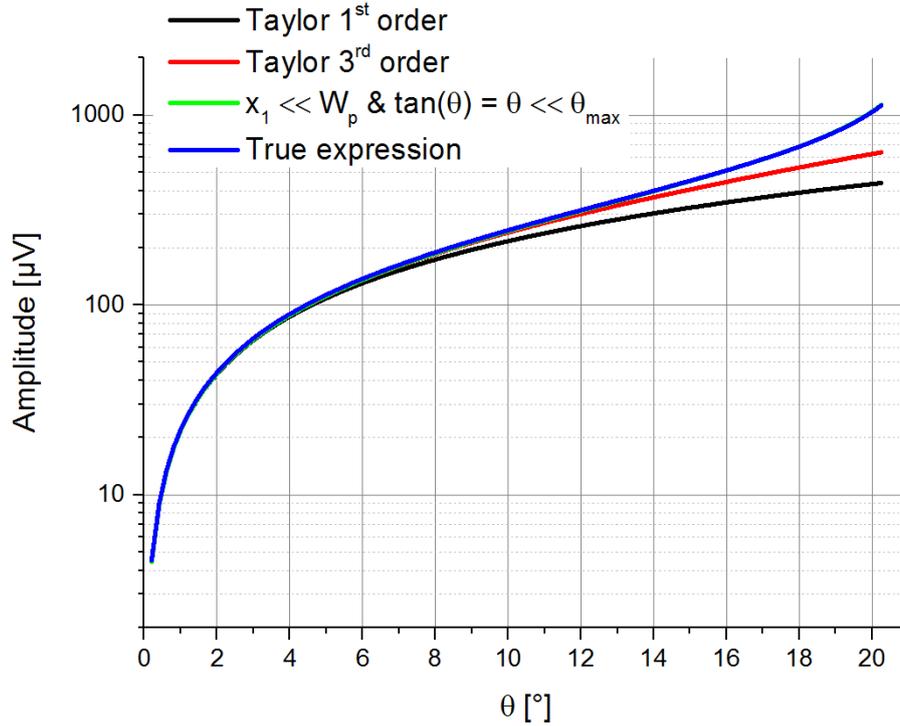


Figure III.23 : Niveau de signal détecté par le LIA pour une lecture hétérodyne en utilisant un circuit d’amplification intermédiaire en fonction de l’angle de déflexion θ . La capacité de contre-réaction utilisé ici est $C_{FB} = 1 \text{ pF}$.

Ce type d’actionnement nécessite une tension d’actionnement V_{AC} importante, ce qui complique l’électronique à des fréquences importantes (notamment pour la consommation du circuit). Nous avons donc étudié la possibilité d’un actionnement à $1f$.

III.3.c.ii) Actionnement à $1f$

Une 2nd approche consiste donc à considérer un actionnement sinusoïdal couplé à une tension continue $\widetilde{V}_{AC} = V_{DC} + V_{AC} \cos(\omega t)$. Le moment électrique s’exprime alors :

$$T_e = \frac{1}{2} \frac{\partial C_a}{\partial \theta} (V_{AC} \cos(\omega t) + V_{DC} - V_b \cos((\omega - \Delta\omega)t))^2 + \frac{1}{2} \frac{\partial C_d}{\partial \theta} (V_b \cos((\omega - \Delta\omega)t))^2 \quad (\text{III.47})$$

$$\Leftrightarrow T_e = \frac{1}{2} \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial C_a}{\partial \theta} \left(\frac{V_{AC}^2}{2} + V_{DC}^2 \right) + \left(\frac{\partial C_a}{\partial \theta} + \frac{\partial C_d}{\partial \theta} \right) \frac{V_b^2}{2} \\ \frac{\partial C_a}{\partial \theta} \left(\frac{V_{AC}^2}{2} \cos(2\omega t) + 2V_{DC}V_{AC} \cos(\omega t) \right) \\ - \frac{\partial C_a}{\partial \theta} V_{AC}V_b (\cos((2\omega - \Delta\omega)t) + \cos(\Delta\omega t)) \\ - \frac{\partial C_a}{\partial \theta} V_{DC}V_b \cos((\omega - \Delta\omega)t) \\ \frac{V_b^2}{2} \cos(2((\omega - \Delta\omega)t)) \left(\frac{\partial C_a}{\partial \theta} + \frac{\partial C_d}{\partial \theta} \right) \end{array} \right.$$

Le terme proportionnel à $2V_{DC}V_{AC}$ actionnera principalement le dispositif à la résonance, lorsque $\omega = \omega_r$. De manière similaire à l'actionnement précédent, nous pouvons alors isoler alors en aval le signal utile à $\Delta\omega$.

Cette méthode d'actionnement permet l'utilisation de moments importants afin d'actionner des résonateurs rigides, à faible coût pour l'électronique. Nous remarquons que cet actionnement accentue les effets non linéaires électrostatiques. Or, le niveau de signal nécessite déjà une tension de lecture V_b importante. Cette méthode peut être donc privilégiée pour des résonateurs dominés par les effets non linéaires durcissants, ce qui n'est pas a priori le cas des dispositifs fabriqués (voir ci-dessus).

Nous avons finalement considéré une autre approche, utilisant un actionnement à la fréquence $2\omega - \Delta\omega$, un pendant de l'actionnement « classique » à $1f$ présenté auparavant.

III.3.c.iii) Actionnement à $2f$

Dans cette approche, $\widetilde{V}_{AC} = V_{AC} \cos((2\omega - \Delta\omega)t)$. Le moment électrique se développe alors sous la forme suivante :

$$\begin{aligned}
 T_e &= \frac{1}{2} \frac{\partial C_a}{\partial \theta} (V_{AC} \cos((2\omega - \Delta\omega)t) - V_b \cos((\omega - \Delta\omega)t))^2 \\
 &\quad + \frac{1}{2} \frac{\partial C_d}{\partial \theta} (V_b \cos((\omega - \Delta\omega)t))^2 \\
 \Leftrightarrow T_e &= \frac{1}{2} \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial C_a}{\partial \theta} \frac{V_{AC}^2}{2} + \left(\frac{\partial C_a}{\partial \theta} + \frac{\partial C_d}{\partial \theta} \right) \frac{V_b^2}{2} \\ \frac{\partial C_a}{\partial \theta} \left(\frac{V_{AC}^2}{2} \cos((4\omega - 2\Delta\omega)t) \right) \\ - \frac{\partial C_a}{\partial \theta} V_{AC} V_b (\cos((3\omega - 2\Delta\omega)t) + \cos(\omega t)) \\ \frac{V_b^2}{2} \cos(2((\omega - \Delta\omega)t)) \left(\frac{\partial C_a}{\partial \theta} + \frac{\partial C_d}{\partial \theta} \right) \end{array} \right. \quad (\text{III.48})
 \end{aligned}$$

Le terme dominant à la résonance est donc ici proportionnel à $V_b V_{ac}$ (à noter un facteur 2 de différence avec l'actionnement "classique"). On combine dans cet actionnement l'avantage d'un V_b important pour le signal en sortie du résonateur et pour l'actionnement du résonateur.

La démodulation des signaux, ainsi que la génération des fréquences d'actionnement et de polarisation est aisée d'un point de vue instrumental grâce aux propriétés de modulation de fréquences (ainsi que la présence de 6 fréquences de démodulation) du LIA de chez Zurich Instruments [17]. Des programmes de commande de l'instrument ont donc été développés sous Python au cours de ces travaux¹¹.

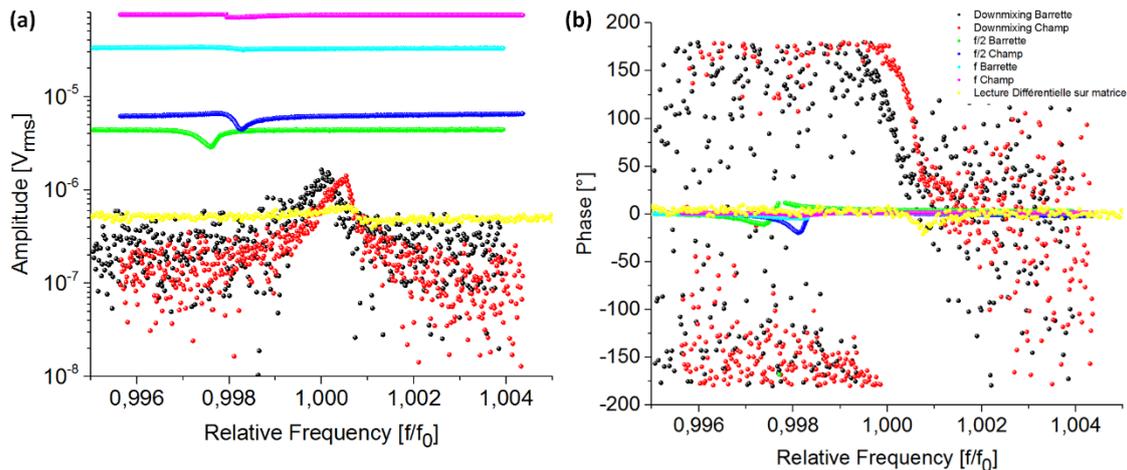


Figure III.24 : Comparaison du SBR obtenu grâce à la détection hétérodyne du signal avec les méthodes classiques pour : (a) l'amplitude (b) la phase. Un saut de 180° à la résonance est observé grâce à cette méthode.

¹¹ <https://www.python.org/about/>

Nous observons clairement sur la Figure III.24.a le gain en *SBR* obtenu grâce aux techniques de mixages de signaux (ici à $2f$). Un saut de phase à 180° est obtenu à la résonance, permettant à présent d'utiliser le résonateur comme capteur. Aucune différence notable sur le *SBR* n'est observée entre les dispositifs des barrettes et des matrices via cette technique de détection.

Par ailleurs, nous devinons la présence d'un comportement durcissant sur le résonateur MDO01 au sein du champ. Nous reviendrons sur ce point plus loin dans ce chapitre.

III.3.d) Utilisation d'un circuit transimpédance

III.3.d.i) Amélioration du *SNR*

Néanmoins, malgré l'obtention d'un *SBR* de 22 dB, nous observons un rapport signal à bruit (*SNR*) de seulement 22 dB, et cela malgré la faible ENBW utilisée pour les mesures de la Figure III.24 ($f_{BW} = 8 \text{ Hz}$). Pour comparaison, les cantilevers à détection piézorésistives utilisés au LETI démontre des *SNR* de l'ordre de 100 dB pour $f_{BW} = 1 \text{ Hz}$ [19].

Afin d'augmenter le *SNR*, nous avons donc placé le circuit d'amplification intermédiaire décrit au paragraphe précédent. Un amplificateur opérationnel (AOP) ADA4817 de chez Analog Devices a été choisi en raison du faible niveau de bruit attendu (voir Tableau IV.3). Nous constatons que le signal est augmenté d'un facteur 75 par rapport à la connexion directe au LIA (Figure III.25.a). Le *SBR* ne se trouve pas affecté par l'utilisation du circuit tandis que le *SNR* est de 42 dB.

A l'évidence, le *SNR* est largement amélioré par l'utilisation du circuit, alors même que la présence d'un câble coaxial en amont dégrade son niveau de bruit. L'intégration de ce circuit à l'intérieur de l'ETSV permettra donc sans doute une amélioration du *SNR*. Par la suite, nous utiliserons donc systématiquement ce circuit lors nos caractérisations.

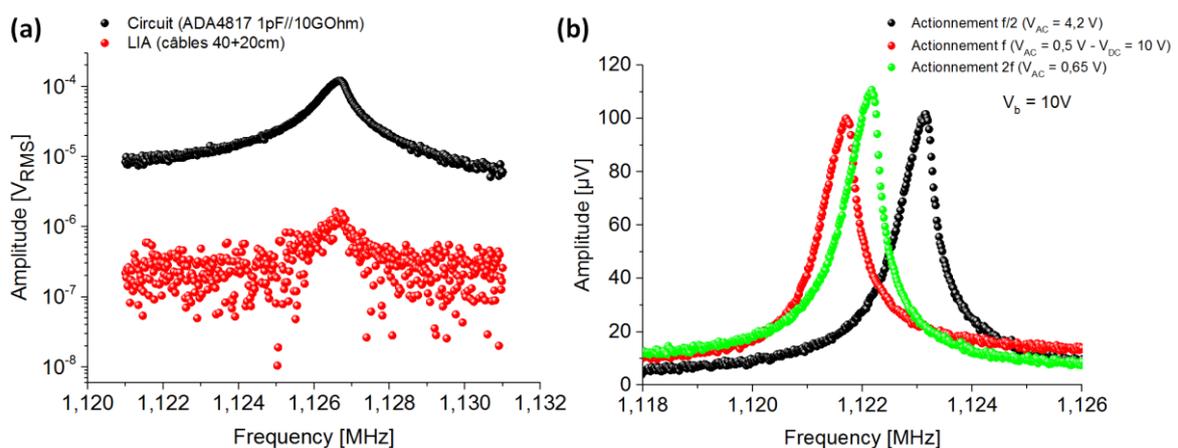


Figure III.25 : (a) Comparaison du niveau de signal obtenu lors de l'utilisation d'un circuit intermédiaire et d'une connexion directe au LIA. (b) Comparaison du signal obtenu par les 3 méthodes d'actionnement proposées pour une détection hétérodyne.

III.3.d.ii) Comparaisons des 3 méthodes d'actionnement

Nous avons finalement comparé les niveaux de signaux obtenus avec les 3 méthodes d'actionnements proposées pour la détection hétérodyne du signal (en utilisant le circuit intermédiaire). Les résultats sont reportés sur la Figure III.25.b. La tension de lecture V_b est gardée constante à 10 V, tel que la différence de niveau de signal obtenu entre les méthodes reflète directement la différence d'amplitude mécanique θ_r .

Visiblement, le *SBR* n'est pas affecté par l'une ou l'autre des méthodes. Nous notons que l'amplitude d'actionnement utilisée pour l'actionnement à $f/2$ est importante ($V_{AC} = 4,2$ V). De manière assez surprenante, la force nécessaire à l'actionnement du résonateur à une même amplitude diffère selon les méthodes utilisées.

En effet, un coefficient $V_{AC}^2/2 = 8,8$ est utilisé pour l'actionnement à $f/2$ alors qu'il est de $2V_{AC}V_{DC} = 10$ pour l'actionnement à $1f$ et seulement de $V_{AC}V_b = 6,5$ pour l'actionnement à $2f$. Les facteurs de qualité mesurés pour chaque méthode sont sensiblement similaires ($Q = 2000$) ce qui n'explique pas cette différence. De même, l'effet adoucissant de la non linéarité électrostatique n'explique pas cet effet puisque la fréquence de résonance pour un actionnement à $2f$ est plus basse que pour l'actionnement à $1f$. L'influence des effets de bords pourrait peut-être expliquer ce résultat.

Une amplitude de 110 μ V est obtenue via le modèle analytique pour un actionnement à $2f$, correspondant donc aux valeurs expérimentales, et à une déflexion de $\theta_r = 4,7^\circ$.

De plus, les dépendances de l'amplitude à la résonance en fonction des tensions V_b et V_{AC} ont été vérifiées pour l'actionnement $f/2$ et $2f$, jusqu'à la limite de la non linéarité. Les résultats sont présentés sur la Figure III.26 pour un résonateur MDO01 au sein d'une barrette paramétrique (petite matrice). Nous observons les tendances quadratiques et linéaires attendues par les expressions développées auparavant.

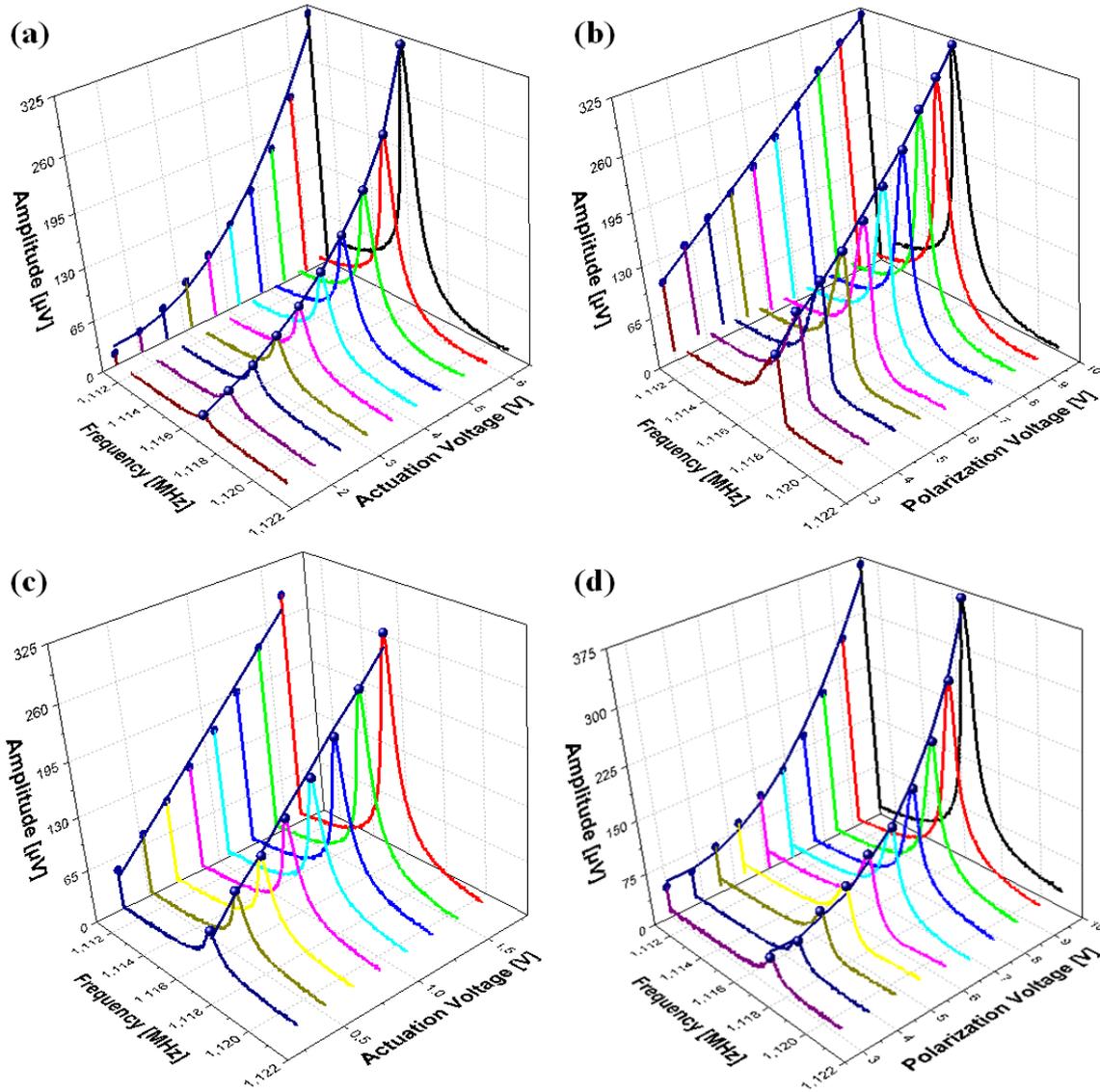


Figure III.26 : Réponse d'un résonateur MDO01 au sein d'une barrette paramétrique pour différentes rampes de tension et pour différentes méthodes d'actionnement : (a) tension d'actionnement V_{AC} ($V_b = 10 V$) (b) la tension de polarisation V_b ($V_{AC} = 6,5 V$) pour un actionnement $f/2$. (c) tension d'actionnement V_{AC} ($V_b = 10 V$) (b) la tension de polarisation V_b ($V_{AC} = 1,8 V$) pour un actionnement $2f$.

Néanmoins, nous n'avons donc pas trouvé d'explications à la différence observée d'amplitude entre les différentes méthodes d'actionnement. Le *SBR* étant similaire entre les méthodes, nous faisons le choix d'utiliser dans la suite des travaux la méthode à $2f$, qui semble la plus efficace afin d'actionner le résonateur.

Finalement, le schéma de détection typique utilisé dans la suite des travaux est présenté sur la Figure III.27.

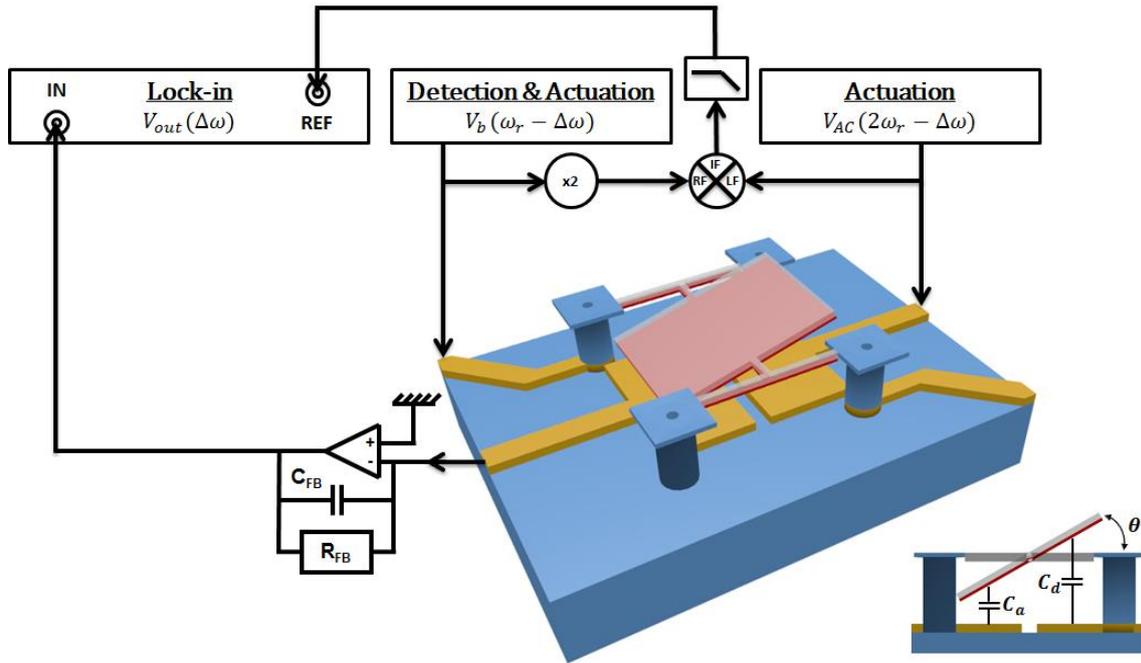


Figure III.27 : Schéma de détection hétérodyne pour un actionnement $2f$. Un AOP est placé à l'intérieur (ETSV) ou non (testeur sous pointes) de la chambre sous vide selon le banc utilisé.

III.3.e) Extraction du facteur de qualité

Un spectre typique mesuré sur un résonateur MDO01 au sein d'une matrice est présenté sur la Figure III.28. Les tests ont été effectués ici, sous pointe, grâce au testeur cryogénique Lakeshore. Afin d'estimer le facteur de qualité de nos résonateurs sans être induit en erreur par le signal de fond, nous utilisons une fonction prenant en compte un fond indépendant de la fréquence, majoritaire sur le premier et dernier quart du spectre :

$$A_{Bg} e^{j\varphi_{Bg}} + A_0 e^{j\varphi_0} \frac{\omega_0^2 Q}{\omega_0^2 - \omega^2 + j \frac{\omega_0 \omega}{Q}} \quad (\text{III.49})$$

Où A_0 et φ_0 (resp. A_{Bg} et φ_{Bg}) sont les amplitudes et phases à la résonance (resp. du fond continu). Une fois l'amplitude et la phase du fond déterminées, on ajuste les paramètres de la fonction via une méthode des moindres carrés. Cette méthode permet d'éviter une erreur dans le calcul du facteur de qualité par la définition de la largeur à mi-hauteur. Dans cet exemple, un facteur de qualité $Q = 2500$ est extrait via cette méthode.

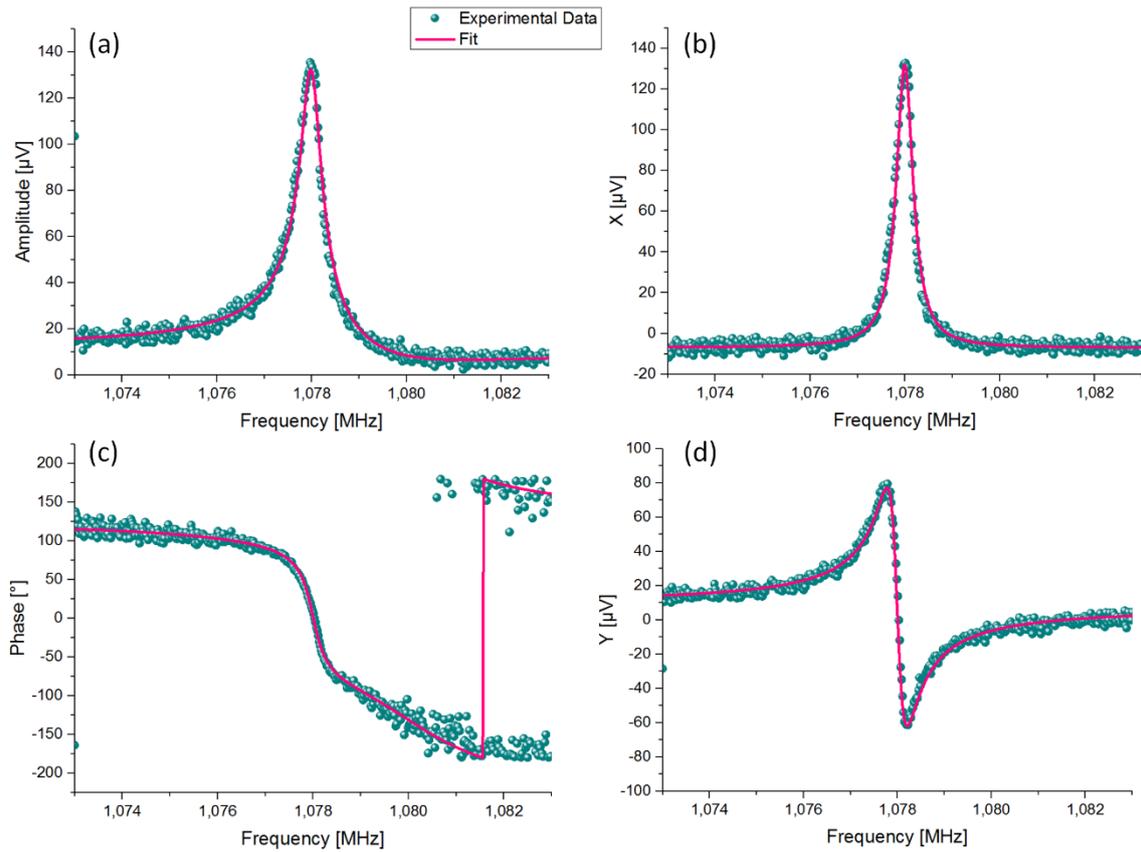


Figure III.28 : Réponse typique d'un résonateur MDO01 au sein d'une matrice, sous vide ($P < 10^{-3} \text{ mbar}$) (a) amplitude (b) composante réelle du signal (c) phase (d) composante imaginaire du signal. La courbe rose est ajustée aux données expérimentales, en tenant compte du fond du signal. Un facteur de qualité $Q = 2500$ est ainsi extrait.

Nous avons donc dorénavant une méthode de détection qui nous permet d'utiliser nos résonateurs comme bolomètres à détection fréquentielle grâce à un SBR de 22 dB. Il convient à présent de comparer les performances expérimentales des dispositifs fabriqués afin d'identifier le dispositif le plus à même de répondre aux critères de performances de l'imagerie IR non refroidi. Le chapitre suivant se consacre par conséquent à une comparaison des performances mécaniques en boucle ouverte des différentes variantes, notamment le facteur de qualité et la gamme dynamique du résonateur.

III.4) Comparaison expérimentale des performances des variantes MDO0X

Dans cette dernière partie, nous effectuons donc une comparaison des paramètres fondamentaux du résonateur (plage de linéarité, facteur de qualité et TCF) entre les différentes variantes MDO0X fabriquées qui permettront d'identifier le dispositif a priori le plus performant (i.e. le *NEP* le plus bas) pour une application bolomètre. Nous mettons notamment en avant les performances supérieures observées sur les dispositifs MDO01, malgré leur isolation thermique plus faible que les détecteurs MDO06 et MDO08.

III.4.a) Comportement non linéaire

Nous nous intéressons dans cette première partie aux comportements non linéaires et à l'amplitude critique observée sur plusieurs variantes MDO0X.

III.4.a.i) Comparaison du comportement des variantes pour un actionnement important

Nous avons donc comparé les comportements non linéaires de différentes variantes fabriquées : un résonateur MDO04 (sans Si- α sur les bras de torsion) et MDO08 (« papillon »), possédant des bras de torsion de 3,8 μm de long (au lieu de 1,5 μm pour les MDO01) et 2 dispositifs MDO01 (barrette et matrice). La comparaison des réponses expérimentales des différentes variantes avec le modèle analytique est aussi présentée.

Nous avons constaté, à l'aide de notre modèle théorique, une dépendance importante entre la non linéarité durcissante et la largeur du bras de torsion w_r . Nous avons donc mesuré au MEB les largeurs de bras de torsion expérimentales. Nous constatons des bras d'une largeur moyenne $w_r = 300 \text{ nm}$ (voir Figure III.33.e/f). Nous prenons donc cette valeur pour nos simulations analytiques.

Les facteurs de qualités sont systématiquement extraits pour un comportement linéaire, et donc pour un actionnement moins important pour la plupart des dispositifs. Ils sont reportés dans le Tableau III.5 ainsi que les fréquences de résonances expérimentales. Les fréquences de résonance données du modèle sont ajustées aux valeurs expérimentales en ajustant la raideur en torsion du résonateur.

Tableau III.5 : Caractéristiques en boucle ouverte des différentes variantes testées. Les raideurs effectives déduites des fréquences de résonance expérimentales sont aussi données. Elles sont comparées aux valeurs théoriques calculées en utilisant $w_r = 300 \text{ nm}$ et les valeurs typiques du Tableau III.2 pour le résonateur MDO01.

Variantes	$Q_{linéaire}$	$f_0 \text{ (Hz)}$			$\kappa_\theta \text{ (N.m)}$	
		Expérience	Théorie	Ecart	Expérience	Théorie
MDO04	990	$98,77.10^3$	$93,62.10^3$	6 %	$1,755.10^{-13}$	$1,603.10^{-13}$
MDO08	2440	$682,69.10^3$	$796,31.10^3$	14 %	$0,7139.10^{-11}$	$0,9764.10^{-12}$
MDO01 (barrette)	1800	$1,1165.10^6$	$1,2709.10^6$	12 %	$1,9032.10^{-11}$	$2,4737.10^{-11}$
MDO01 (matrice)	2200	$1,0664.10^6$	$1,2709.10^6$	19 %	$1,735.10^{-11}$	$2,4737.10^{-11}$

Nous remarquons que les valeurs théoriques et expérimentales sont proches. Les raideurs plus faibles observées sur les dispositifs MDO01 et MDO08 peuvent s'expliquer par le caractère non idéal de l'encastrement de la barre de torsion sur la barre d'isolation thermique. En revanche, la raideur du dispositif MDO04 est plus importante qu'attendu. Cet écart résulte sans doute de la contrainte résiduelle de l'empilement SiN-TiN-SiN que nous n'avons pas pu mesurer, et qui est sans doute différente de la valeur utilisée dans notre modèle ($\sigma_0 = 0,5 \text{ GPa}$), mesuré sur l'empilement SiN-TiN-SiN-Si- α .

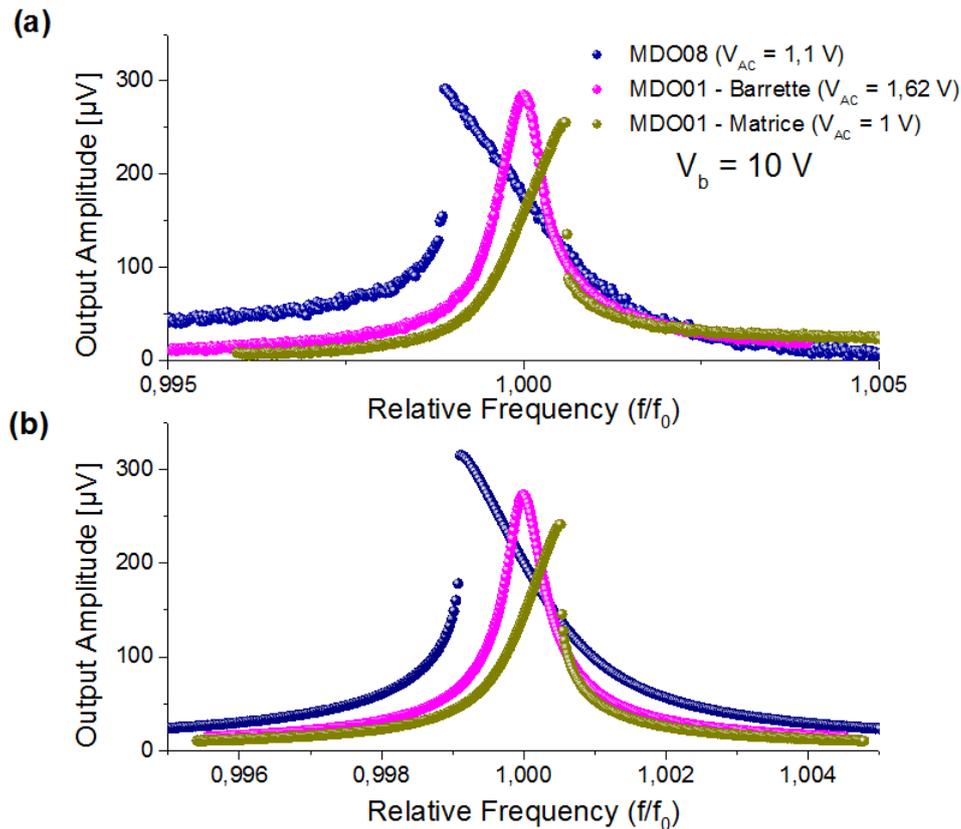


Figure III.29 : Boucle ouverte pour 4 résonateurs actionnés à forte amplitude : (a) données expérimentales (b) simulations analytiques. Une tension de polarisation $V_b = 10\text{V}$ et un actionnement à $2f$ sont systématiquement utilisés.

La comparaison des réponses fréquentielles expérimentales avec les simulations issues de notre modèle est présentée sur la Figure III.29 pour le résonateur MDO08 et les deux résonateurs MDO01.

En observant la Figure III.29.a, nous constatons un comportement expérimental nettement différents entre les deux dispositifs MDO01 (l'un au sein d'une barrette, l'autre au sein d'une matrice), actionné pourtant à la même amplitude. Nous observons de plus que la fréquence de résonance du résonateur MDO01 au sein d'une barrette est plus faible que le second dispositif. D'après l'Eq. (III.37), la raideur plus faible de ce dispositif pourrait donc expliquer la prédominance des effets durcissants.

Les résultats issus de notre modèle, pour des actionnements similaires aux actionnements expérimentaux, et en utilisant les raideurs expérimentales du Tableau III.5, sont présentées sur la Figure III.29.b.

Nous remarquons que le comportement est fidèlement reproduit pour le dispositif MDO01 au sein de la barrette. En revanche, la reproduction du comportement durcissant pour le dispositif MDO01 au sein d'une matrice nécessite un ajustement de la composante non linéaire durcissante au sein de notre modèle. Les valeurs utilisées pour la simulation sont notamment reportées dans le Tableau III.6. La raison de cet écart entre les deux dispositifs est discutée plus loin.

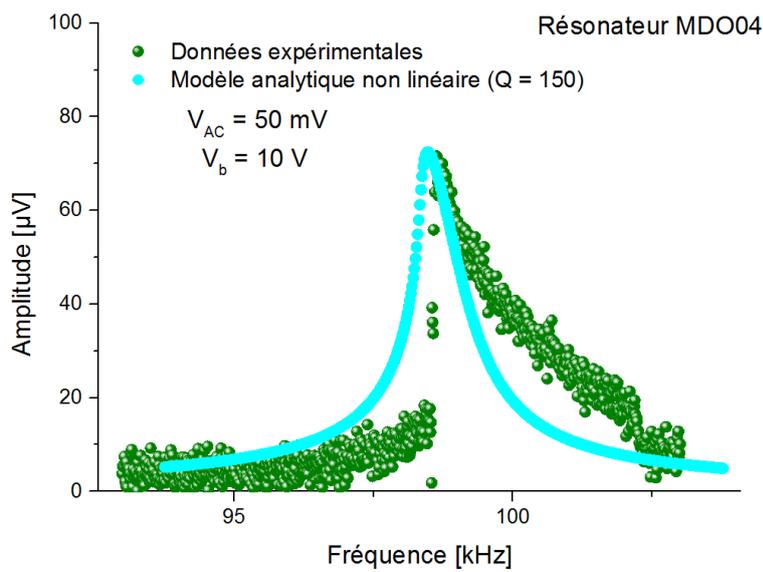


Figure III.30 : Comparaison des réponses expérimentales et théoriques d'un résonateur MDO04. Le facteur de qualité doit être ajusté à 150 afin d'obtenir une amplitude semblable aux résultats expérimentaux.

La Figure III.30 représente la comparaison des données expérimentales et de la réponse attendu par notre modèle analytique pour le résonateur MDO04. Pour ce dispositif, comme pour le résonateur MDO08, nous constatons qu'un facteur de qualité inférieur au facteur de qualité mesuré pour le comportement linéaire doit être utilisé afin d'obtenir des amplitudes similaires. Ainsi, nous utilisons un facteur de qualité de 1100 ($Q_{linéaire} = 2440$) pour le résonateur MDO08 et un facteur de qualité de 150 ($Q_{linéaire} = 990$) pour le résonateur MDO04. Néanmoins, nous observons sur ces dispositifs des amplitudes critiques similaire aux amplitudes attendues par notre modèle.

L'écart observé entre le modèle et l'expérience pour ces dispositifs, à des actionnements bien au-delà de leur amplitude critique, est donc sans doute dû au fait que notre modèle a été développé pour des oscillateurs faiblement non linéaire. En effet, nous observons sur le Tableau III.6 que les valeurs des composantes non linéaires théoriques adoucissantes (lié à l'actionnement électrostatique – notée κ_{C_0} ici) sont de l'ordre de la raideur du 1^{er} ordre κ_θ pour les dispositifs MDO04 et MDO08. Nous mettons donc ici en évidence les limites de notre modèle pour des résonateurs hautement non linéaires.

Tableau III.6 : Valeurs théoriques et expérimentales des raideurs du premier ordre et du 3^{ème} ordre pour chaque dispositif MDO0X actionnés à forte amplitude.

Variantes	$\kappa_{\theta} (N.m)$		$\kappa_{s_E} (N.m)$		$\kappa_{c_0} (N.m)$
	Théorie	Expérience	Théorie	Expérience	Théorie
MDO04	$1,603.10^{-13}$	$1,755.10^{-13}$	$3,6.10^{-14}$	NA	$-3,9.10^{-13}$
MDO08	$0,9764.10^{-12}$	$0,7195.10^{-11}$	$2,1.10^{-14}$	NA	$-3,9.10^{-13}$
MDO01 (barrette)	$2,4737.10^{-11}$	$1,9032.10^{-11}$	$3,4.10^{-13}$	$5,4.10^{-13}$	$-3,9.10^{-13}$
MDO01 (matrice)	$2,4737.10^{-11}$	$1,735.10^{-11}$	$3,4.10^{-13}$	1.10^{-12}	$-3,9.10^{-13}$

Nous avons aussi reporté dans ce tableau les contributions théoriques durcissantes (κ_{s_E}) pour chaque dispositif. Comme nous l'avons remarqué dans les analyses théoriques, la contribution des deux sources de non linéarités sont comparables pour les dispositifs MDO01. La compensation de ces non linéarités explique la gamme linéaire importante observée sur le dispositif MDO01 au sein de la barrette. Nous avons mis en évidence ce phénomène de manière expérimentale.

III.4.a.ii) Réalisation expérimentale de la compensation des non linéarités

➤ Dispositif MDO01 au sein d'une barrette

En effet, nous remarquons sur la Figure III.26.b un comportement non linéaire important du résonateur à actionnement faible. Afin de mieux observer ce phénomène, nous avons retracé cette courbe sur la Figure III.31. Nous rappelons que cette figure illustre les réponses expérimentales du résonateur MDO01 au sein de la barrette paramétrique lorsque la tension de lecture V_b est augmentée, en conservant un actionnement $V_{AC} = 6,5 V$ constant (méthode d'actionnement $2f$). Le terme du moment électrique actionnant le dispositif à la résonance est donc proportionnel à V_{AC}^2 , tandis que l'amplitude du signal V_{out} varie comme V_b .

Visiblement le comportement non linéaire s'atténue lorsque la tension de polarisation V_b est augmentée. Comme nous l'avons souligné auparavant, les dimensions des résonateurs MDO01 permettent donc à certains dispositifs de se situer dans la zone de compensation des termes non linéaires du 3^{ème} ordre de l'équation différentielle (III.18).

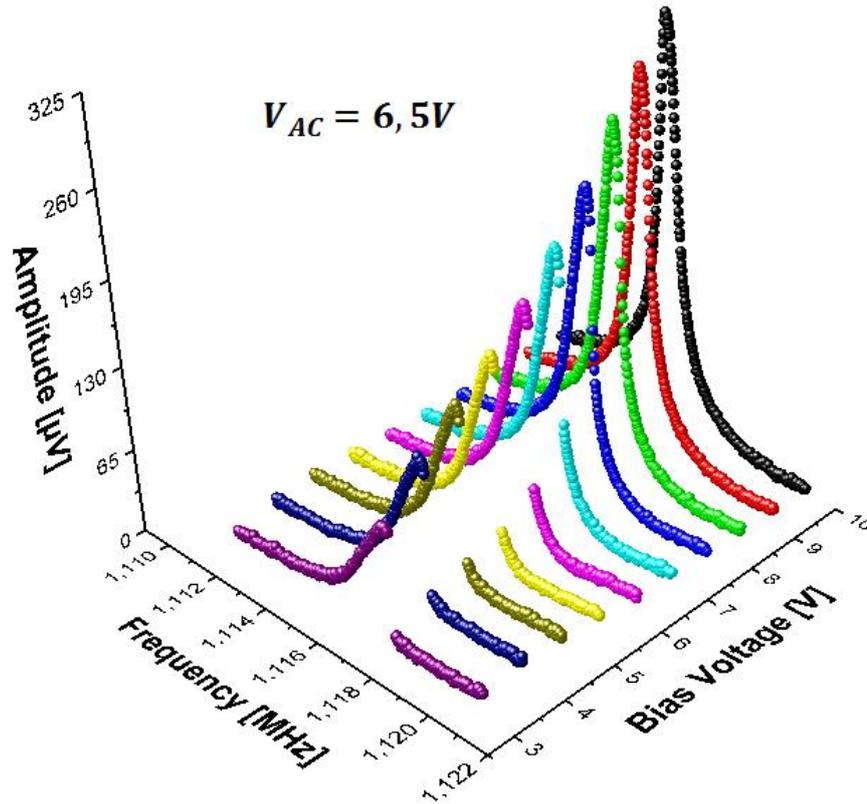


Figure III.31 : (a) Spectres pour une rampe de tension de polarisation V_b sur un résonateur MDO01 au sein d'une matrice d'une barrette paramétrique (actionnement à $f/2 - V_{AC} = 6,5 V$). La compensation du comportement durcissant est nettement observable lorsque la tension de polarisation V_b est augmentée.

En considérant la Figure III.23, qui représentait V_{out} en fonction de θ , nous pouvons déduire que ce dispositif possède une dynamique linéaire de l'ordre de 13° ($V_{out} = 325 \mu V$) avec un actionnement à $f/2$. Au-delà, la non linéarité électrostatique limite le fonctionnement linéaire du capteur.

L'optimisation de la dynamique linéaire observée sur la Figure III.31.a a déjà été reporté dans des résonateurs en flexion [5]. En revanche, si des rigidifications de barre de torsion ont déjà été observées de manière statique [9]–[11], la démonstration expérimentale d'une compensation des termes non linéaires durcissants restait inexistante pour des résonateurs en torsion au sein de la littérature. Ce phénomène est reproduit par notre modèle en utilisant une composante non linéaire $\kappa_{SE} = 5,4 \cdot 10^{-13} \text{ N.m}$, soit une valeur 60 % au-delà de la valeur théorique.

➤ Dispositif MDO01 au sein d'une matrice

Cette compensation peut être aussi réalisée sur le dispositif au sein de la matrice. En revanche, comme nous l'avons souligné auparavant, nous observons sur ce dispositif une non linéarité durcissante plus importante. Ainsi le comportement non linéaire observé sur la Figure III.29 est reproduit pour une valeur $\kappa_{SE} = 1 \cdot 10^{-12} \text{ N.m}$, soit 190 % au-delà de la valeur théorique.

Afin de réaliser une compensation des effets durcissants sur ces dispositifs, nous avons testé la possibilité d'utiliser une tension V_{DC} supplémentaire sur l'électrode d'actionnement afin d'accentuer les effets non linéaires électrostatiques.

Cette compensation des termes durcissants est illustrée sur la Figure III.32.a pour un actionnement faible $V_{AC} = 0,6 V$, qui représente la limite de fonctionnement linéaire lorsque $V_{DC} = 0 V$ (actionnement à $2f$). En revanche, nous remarquons que la symétrie du spectre est retrouvée lorsque $V_{DC} = 10 V$.

Nous avons donc cherché à augmenter la gamme de fonctionnement linéaire du résonateur grâce à cette méthode. Le résultat est illustré sur la Figure III.32.b pour une tension d'actionnement $V_{AC} = 1 V$. Nous montrons une amélioration de la dynamique non linéaire du résonateur de l'ordre de 30 %. Au-delà les termes adoucissants limitent l'amplitude critique du résonateur.

Ces résultats montrent que la gamme dynamique de fonctionnement linéaire des résonateurs semble pouvoir être systématiquement améliorée au sein des résonateurs MDO01, même lorsque les termes durcissants sont supérieurs aux valeurs attendues. Nous constatons systématiquement ce phénomène sur les dispositifs MDO01 au sein des matrices. Leur dynamique linéaire (sans compensation par l'ajout d'une tension continue) est ainsi limitée à des amplitudes situées entre 100 et 180 μV (contre 350 μV pour les dispositifs au sein des barrettes de tests paramétriques).

Afin de comprendre ce phénomène, nous avons observé la différence entre ces deux dispositifs MDO01 au microscope MEB.

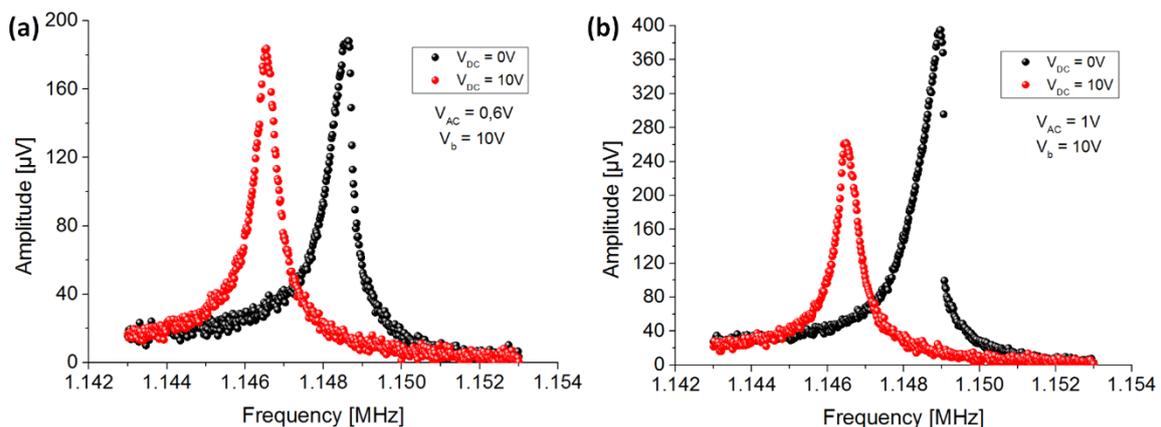


Figure III.32 : Comparaison de la réponse d'un résonateur MDO01 au sein d'une matrice pour une tension continue $V_{DC} = 0V$ et $10 V$, ajoutée au signal d'actionnement : (a) $V_{AC} = 0,6 V$, (b) $V_{AC} = 1 V$. Un facteur de qualité autour de $Q = 2450$ est systématiquement extrait et une tension $V_b = 10 V$ est utilisé pour chaque acquisition.

III.4.a.iii) Différence de comportement entre dispositifs MDO01

Dans un premier temps, nous remarquons que les dispositifs au sein des matrices (ou champs) sont situés au cœur du champ lithographique alors que ceux au sein des barrettes paramétriques sont situés en bordure de champ lithographique. On peut donc s'attendre à des différences de fabrication entre les dispositifs.

Les Figure III.33.a et b montre les pixels électriquement adressables de chaque puce (barrette et champ) dans leur environnement lithographique immédiat. Nous remarquons un environnement distinct car le routage électrique a été choisi différent. Le dispositif au sein d'une barrette n'a pas de voisin perpendiculairement à son bras d'isolation thermique (la dénomination « bras d'encastrement » est plus adaptée dans cette analyse) alors que le dispositif au sein du champ possède un voisin à quelques μm .

Les images MEB présentées sur les Figure III.33.c et d confirment cette différence de fabrication. Nous mesurons un bras d'encastrement beaucoup plus fin pour le dispositif au sein de la matrice ($w_s \sim 170 \text{ nm}$ contre 260 nm au sein de la barrette). Cette différence explique notamment la fréquence de résonance plus basse observée sur le dispositif MDO01 au sein d'une matrice.

Les largeurs des bras de torsion des deux dispositifs sont sensiblement égales, mesurées entre 255 et 280 nm. D'après le modèle développé, il ne semble donc pas que la différence observée de contribution des termes durcissants entre les dispositifs soit due à la largeur du bras de torsion. Nous excluons une différence importante d'épaisseur de matériau entre les dispositifs, généralement bien plus homogène que les largeurs dessinées.

La seule différence notable entre ces deux dispositifs étant la largeur du bras d'encastrement, nous en déduisons que celui-ci joue non seulement un rôle dans la raideur effective du dispositif, mais aussi dans le comportement non linéaire durcissant du résonateur.

Il pourrait même dominer le terme de non linéarité durcissante lorsque la raideur en flexion de ce dernier atteint une certaine valeur, comme cela semble être le cas pour les dispositifs MDO01 au sein des matrices.

L'étude de différentes raideurs de bras d'encastrement (largeur w_s , longueur L_s), ainsi que le développement d'un modèle analytique prenant en compte la flexion du bras d'encastrement sous l'effet de la torsion du bras principal constitue donc une suite extrêmement intéressante à ces travaux.

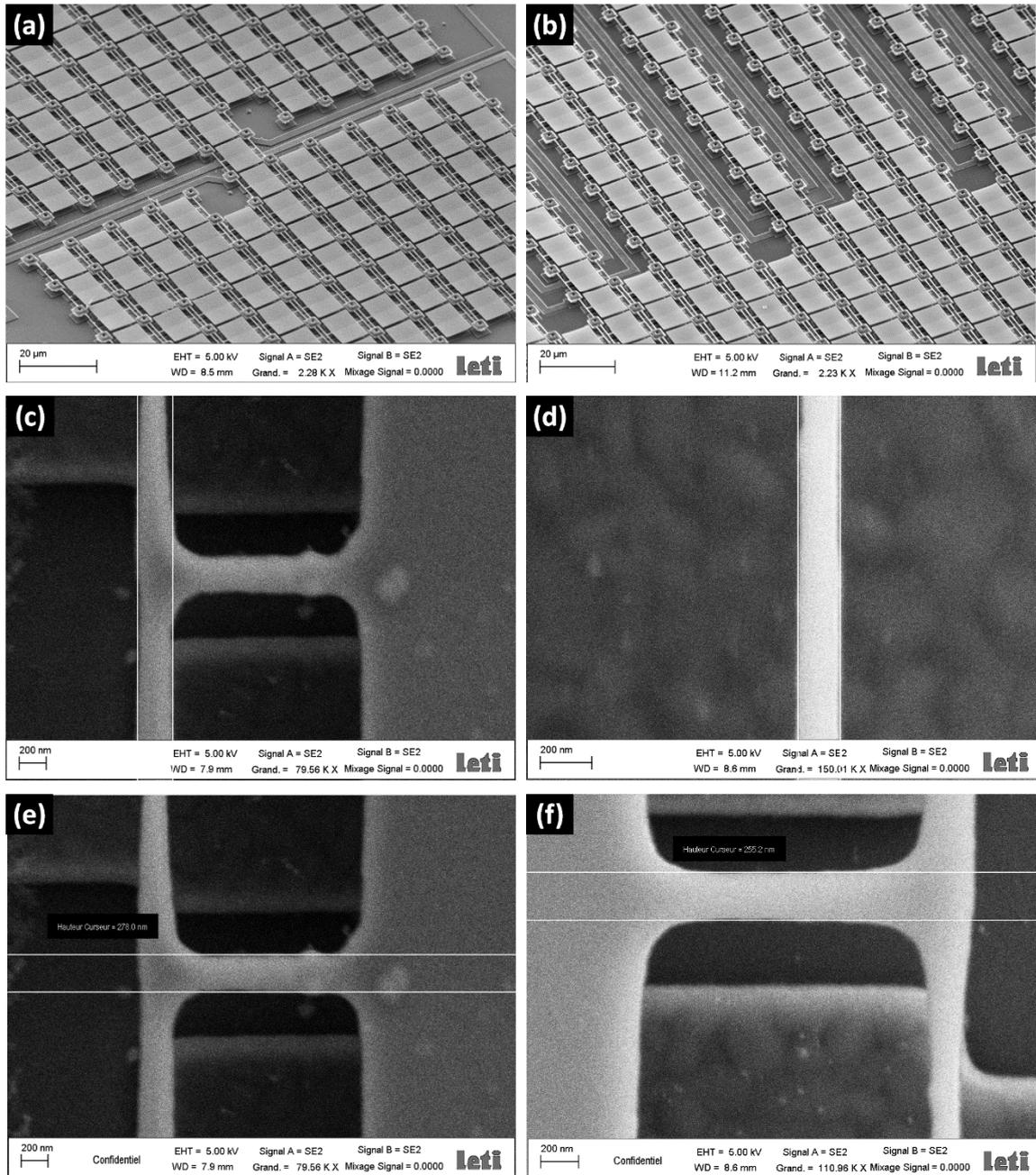


Figure III.33 : Dispositifs MDO01 au sein : (a) d'une barrette paramétrique (b) d'une matrice. Mesure des largeurs des bras d'encastresments des dispositifs MDO01 au sein : (c) d'une barrette paramétrique (d) d'une matrice. Mesure des largeurs des bras de torsion des dispositifs MDO01 au sein : (e) d'une barrette paramétrique (f) d'une matrice.

III.4.a.iv) Comportement mixte

Nous avons donc mis en avant la possibilité de compensation des non linéarités au sein des résonateurs MDO01. Bien que la non linéarité adoucissante domine alors le comportement non linéaire du résonateur au-delà de l'amplitude critique, nous avons actionné un résonateur MDO01 (au sein d'une matrice) jusqu'à une amplitude $V_{AC} = 3 V$ afin d'observer la réponse du résonateur pour un actionnement important (l'amplitude critique est atteinte pour $V_{AC} = 0,65 V$ sur ce dispositif pour un actionnement à $2f$).

Le résultat de la mesure est reporté sur la Figure III.34. En nous appuyant sur la Figure III.23, nous déduisons une déflexion maximale de 18° ($V_{out} = 650 \mu V$), soit 85% de θ_{max} . En revanche, le résonateur est hautement non linéaire, et possède un comportement dit mixte, où la présence des deux sources de non linéarités sont comparables mais non compensées. Cet état est décrit sur la Figure II.12 (courbe bleue). Il peut être pris en compte en développant à l'ordre 5 l'expression du moment électrique T_e (Eq. (III.9) et (III.10)). Une analyse plus complète de ce phénomène est décrite par exemple dans la référence [16]. Nous n'observons pas ce phénomène sur les dispositifs MDO08 ou MDO04 car la contribution des non linéarités durcissantes est trop faible comparée aux non linéarités adoucissantes.

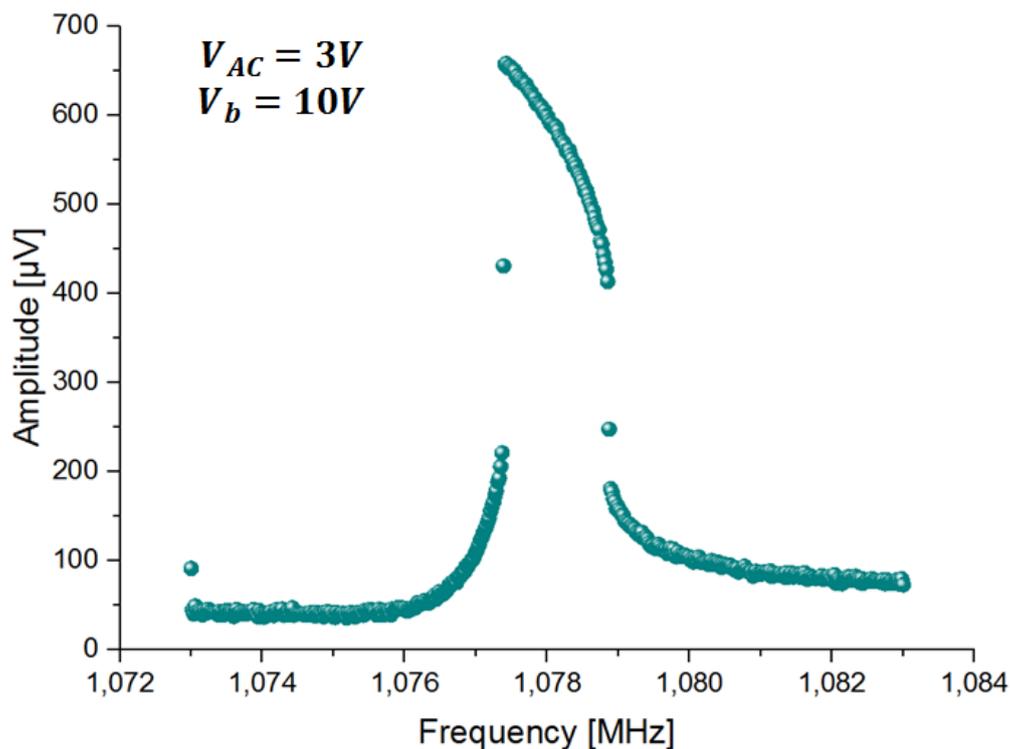


Figure III.34 : Observation d'un comportement mixte sur un résonateur MDO01 au sein d'une matrice pour une tension d'actionnement $V_{AC} = 3 V$ (actionnement à $2f$).

Ce paragraphe nous a donc permis de tester le modèle non linéaire proposé dans ce chapitre. Nous observons qu'il reproduit bien le comportement des dispositifs MDO01 au sein des barrettes. En revanche, il semble que le bras d'encastrement rentre aussi en compte dans le comportement non linéaire durcissant du résonateur, sous une rigidité critique. Ainsi, nous observons une valeur κ_{SE} 190 % supérieure à la valeur théorique pour les dispositifs au sein des matrices, possédant des largeurs de bras d'encastrement inférieures à 200 nm. Un écart de 60 % est observé sur le dispositif MDO01 au sein de la barrette, mettant aussi en évidence le rôle de ce bras d'encastrement pour des largeurs de bras d'encastrement de l'ordre de 250 nm. Un modèle analytique intégrant ce bras d'encastrement paraît donc nécessaire afin de mieux apprécier les contributions durcissantes dans le comportement mécanique des résonateurs.

De plus, nous observons que notre modèle ne parvient pas à reproduire le comportement des dispositifs MDO04 et MDO08 lorsqu'ils sont actionnés bien au-delà de leur amplitude critique. En effet, pour obtenir les mêmes amplitudes, nous avons dû réduire drastiquement le facteur de qualité des dispositifs. En revanche, les amplitudes critiques observées sur ces dispositifs correspondent bien aux amplitudes critiques prévues par l'Eq. (III.37). Ces exemples montrent les limites du modèle analytique développé lorsque le résonateur est hautement non linéaire.

Finalement, nous constatons sur la Figure III.26.d, et à l'aide de la Figure III.23, que le dispositif MDO01 au sein de la barrette oscille, en régime linéaire, à une amplitude de $13,5^\circ$ à la résonance (actionnement $2f - 375\mu\text{V}$). Cela correspond donc à plus 60% de θ_{max} , une amplitude importante au regard des déflexions linéaires habituelles des résonateurs à ces échelles [5] (de l'ordre de 1 % de l'espace entre l'électrode et la poutre – de l'ordre de 3nm pour un résonateur c-c de 160nm d'épaisseur et un facteur de qualité de 6000). Ceci confirme un des intérêts que nous avons soulignés quant à l'utilisation du mode de torsion du résonateur.

Nous nous intéressons à présent aux principales grandeurs caractérisant les performances du détecteur fréquentiel (facteurs de qualité, amplitude critique et TCF) des différentes variantes fabriquées.

III.4.b) Facteur de qualité et gamme dynamique linéaire

III.4.b.i) Comparaison des variantes

Les facteurs de qualité ainsi que les amplitudes critiques constatés sur les principales variantes fabriquées sont reportés dans le Tableau III.7. En effet, toujours en rapport avec l'Eq. (II.1), ces paramètres sont cruciaux pour la stabilité fréquentielle du résonateur.

Tableau III.7 : Principales caractéristiques mécaniques en boucle ouverte des variantes fabriquées. Le type de non linéarité typiquement observée pour chaque type de variantes est aussi présentée.

Variantes	f_0 (Hz)	Mode	V_{out} (μ V)	Non linéarités	Q
MDO01	[1.05.10 ⁶ ; 1.2.10 ⁶]	Torsion	[100-350]	Compensation	[1600-2500]
MDO03	[1,1.10 ⁶ ; 1,4.10 ⁶]	Torsion	[110-150]	Durcissante	[1600-2000]
MDO04	[99.10 ³ ; 116.10 ³]	Torsion	[15-25]	Adoucissante	[900-1000]
MDO07	[950.10 ³ ; 1.02.10 ⁶]	Torsion	[35-70]	Durcissante	[2900-3450]
MDO08	[590.10 ³ ; 640.10 ³]	Torsion	[70-85]	Soft	[1300-2500]
	1,20.10 ⁶	Flexion	15	Durcissante	2300
MDO11	[650.10 ³ ; 700.10 ³]	Torsion	[90-150]	Soft	[2300-2400]

Nous avons aussi spécifié dans ce tableau les fréquences de résonances ainsi que le type de non linéarités observées sur chaque variante. Finalement, nous reportons les caractéristiques du mode trampoline détecté sur un dispositif MDO08.

Nous constatons que les dispositifs MDO04 présentent un facteur de qualité visiblement plus faible que les dispositifs plus épais au niveau de la poutre de torsion. Ce résultat peut notamment s'expliquer par un ratio surface/volume plus important pour ces dispositifs, ce qui généralement augmente les pertes acoustiques liés aux effets de surfaces [20], [21], comme la création de liaisons pendantes. Comme attendu par les simulations effectuées précédemment, leur dynamique de fonctionnement linéaire est extrêmement faible (de l'ordre de 20 μ V).

Les facteurs de qualité accrus des résonateurs MDO07 peuvent s'expliquer par le retrait de la couche de TiN. En effet, l'ajout d'une fine couche métallique est connu pour augmenter la dissipation au sein du résonateur (notamment du fait du rapport surface/volume élevé) [21]. Cependant, ces dispositifs possèdent une amplitude critique inférieure au MDO01 car leur raideur est moins importante (voir Eq. (III.37)). Par ailleurs, la prédominance d'un comportement durcissant au sein de ces dispositifs pourrait aussi provenir de bras d'encastresments surgravés. Puisque ces dispositifs possèdent des non linéarités importantes, on peut penser qu'une compensation des non linéarités provoquerait directement un comportement mixte.

Ces dispositifs semblent donc intéressants, mais nécessitent d’être étudiés pour des raideurs κ_θ plus importante, afin d’améliorer leur gamme dynamique linéaire. Nous remarquons par ailleurs que l’actionnement et la détection capacitive restent possibles malgré la coupure de la couche de TiN au milieu du bras d’isolation thermique, la polarisation de la membrane étant alors effectuée via le silicium amorphe.

Enfin, nous avons observé les performances du dispositif MDO11, détecteur « aveugle ». Nous remarquons que le facteur de qualité n’est pas particulièrement affecté par l’ajout d’une couche d’Aluminium sur la membrane. Nous notons la diminution attendue de f_0 due à l’augmentation du moment d’inertie du résonateur.

III.4.b.ii) Amélioration du facteur de qualité

Finalement, nous avons étudié la possibilité d’améliorer ce facteur de qualité en limitant la contribution des pertes par encastremets. En effet, l’effort maximal de la torsion étant au niveau de l’encastrement de la poutre, une quantité importante de l’énergie acoustique au sein du résonateur est susceptible d’être transmise au substrat.

Par ailleurs, les pertes par encastremets sont généralement considérées comme la source principale de dissipation au sein des résonateurs en torsion simple [22]. Des méthodes afin de limiter cette sources de pertes énergétiques ont donc été développées : usage de modes de vibrations supérieurs [22], adaptations d’impédance acoustique – via des structures isolées mécaniquement [23]–[25], ou encore cavités acoustiques [26], [27].

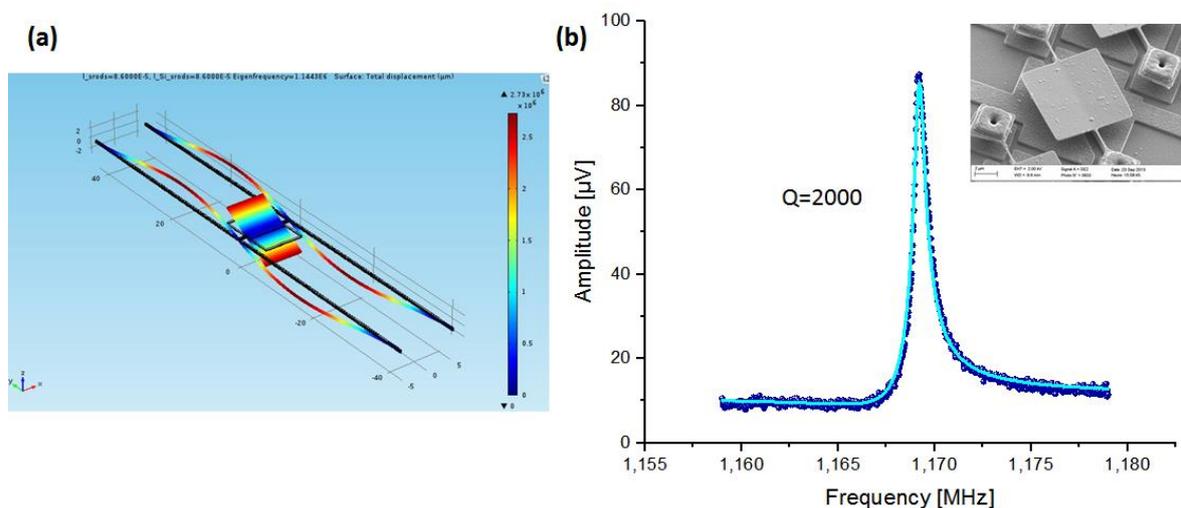


Figure III.35 : (a) Simulation FEM d’une adaptation d’impédance à l’encastrement du bras de torsion via la résonance en flexion du bras d’isolation thermique. Pour obtenir une amplitude maximale à la résonance ($f_0 \sim 1.1 \text{ MHz}$), une épaisseur de $\text{Si-}\alpha$ $th_{\text{Si}} = 450 \text{ nm}$ est utilisée. La longueur du bras d’isolation secondaire est alors de $86 \mu\text{m}$. (b) Boucle ouverte d’un résonateur MDO03, sans bras d’isolation thermique. Insert : Image MEB du dispositif testé.

Une isolation acoustique du résonateur est par exemple envisageable sur nos dispositifs en accordant le premier mode de torsion au second mode de flexion hors du plan du bras d'isolation acoustique (Figure III.35.a). Néanmoins, cette configuration supposerait des bras d'isolation thermique de $86 \mu\text{m}$, ce qui dégraderait de manière importante le facteur de remplissage β .

Dans l'hypothèse d'un facteur de qualité limité par les pertes par encastremets, les dispositifs MDO03 dissiperaient plus d'énergie. En effet, ces derniers ne possèdent pas de bras d'encastremets (insert de la Figure III.35.b), qui limitent l'énergie acoustique transmise au plot de suspension pour les résonateurs MDO01. Or, nos caractérisations montrent que leur facteur de qualité diffère peu des autres variantes possédant un bras d'isolation thermique. Nous pensons donc que le plot de suspension isole déjà le résonateur du substrat (Figure III.35.b). Ainsi, il semblerait que la dissipation au sein du résonateur ne puisse être diminuée en limitant les pertes par encastrement.

De plus, nous observons des bons facteurs de qualité par rapport aux facteurs de qualité des dispositifs en flexion ayant sensiblement le même volume [28] ($V \sim 6,7 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^3$ ici contre $4,8 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^3$), en silicium cristallin ($Q \sim 2500$ ici contre 6000) [28].

En conclusion, il semble difficile de pouvoir améliorer significativement les facteurs de qualité de nos designs, même si des investigations supplémentaires sur le sujet, par exemple en utilisant des PML acoustiques (*Perfectly Matched Layer*) au niveau du contact entre le plot de suspension et le substrat, seraient extrêmement intéressantes. Les résonateurs de type DPO (*Double Paddle Oscillator*) sont par exemple souvent cités pour leur facteur de qualité important [22].

III.4.c) Coefficient de Température en Fréquence (TCF)

Nous avons finalement caractérisé la dépendance de la fréquence de résonance en température de chaque variante. En effet, ce paramètre doit être le plus important possible afin de maximiser la réponse électro-optique \mathfrak{R}_R des résonateurs.

III.4.c.i) Description de la boucle fermée

A cette fin, nous avons tout d'abord mis en place une boucle fermée afin de suivre en temps réel la fréquence de résonance et accélérer les mesures de dépendance en température. En effet, nous pouvons de cette manière suivre directement l'évolution de la température du résonateur avec le temps, et donc sa stabilisation (que ce soit dans l'ETSV ou sur le testeur sous pointe). L'erreur de mesure est ainsi diminuée, car nous possédons alors une sonde de température relative au plus près du résonateur (le résonateur lui-même).

Grâce aux possibilités offertes par la *lock-in* HF2LIA, la mise en place d'une boucle fermée sur la phase du signal (PLL) a été extrêmement simple et rapide. Pour ce faire, nous avons utilisé un PID disponible au sein du LIA. La phase du signal démodulé à $\Delta\omega$ a été choisie comme entrée du PID et la fréquence ω_r comme sortie.

Le PID est ici pertinent car la relation entre la phase et la fréquence est linéaire à la résonance (voir, par exemple, la Figure III.28). Le schéma de la boucle fermée ainsi constituée est représenté par la Figure III.36.

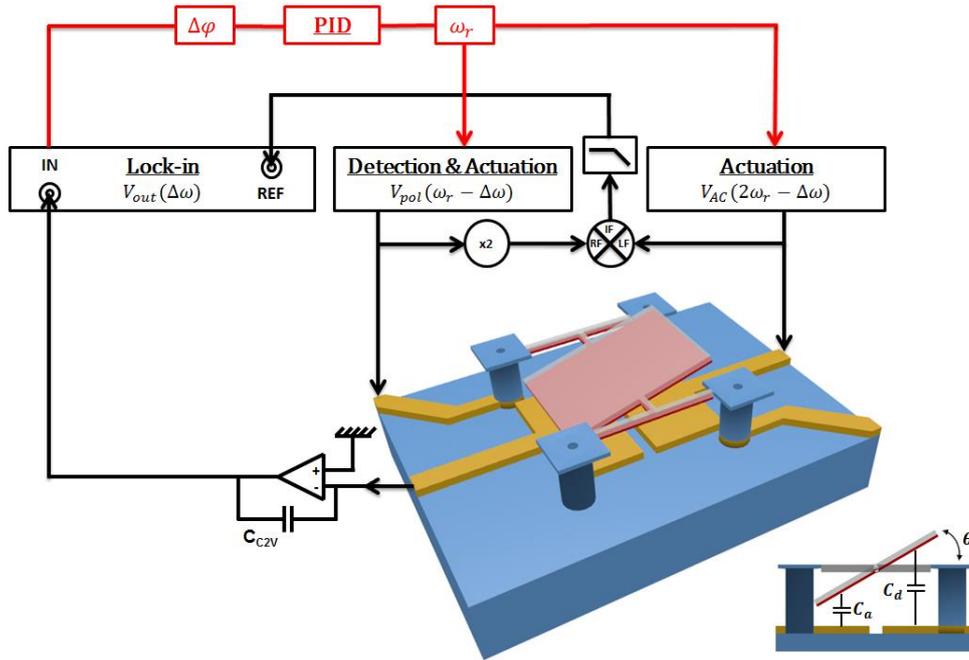


Figure III.36 : Schéma de détection en boucle fermée.

Les paramètres du PID sont calculés en modifiant la tension de polarisation V_b toutes les secondes afin de modifier la fréquence de résonance f_0 . En effet, la composante de raideur négative (composante de T_e proportionnel à θ dans l'Eq. (III.12)) va alors modifier de façon périodique la fréquence de résonance effective du système.

Les paramètres P, I et D sont alors réglés selon la méthode de Ziegler-Nichols [29]. La réponse de la PLL est donnée en fonction du temps sur la Figure III.37.a. Nous remarquons la stabilisation de la phase et la variation de fréquence de résonance toutes les secondes. Sur la Figure III.37.b, nous observons la variation de l'amplitude du signal $|V_{out}|$ à la fréquence $\Delta\omega$ avec V_b . Cette amplitude dépend du carré de V_b , puisque nous utilisons un actionnement à $2f$ dans cet exemple. Nous observons donc sur cette figure que les variations de phase sont directement corrélées aux variations de V_b .

Finalement, les paramètres PID sont ajustés afin de ne pas dégrader les fluctuations de fréquences à la résonance. Une comparaison de la stabilité fréquentielle entre une boucle ouverte et une boucle fermée est d'ailleurs présentée au Chapitre IV (voir Figure IV.13).

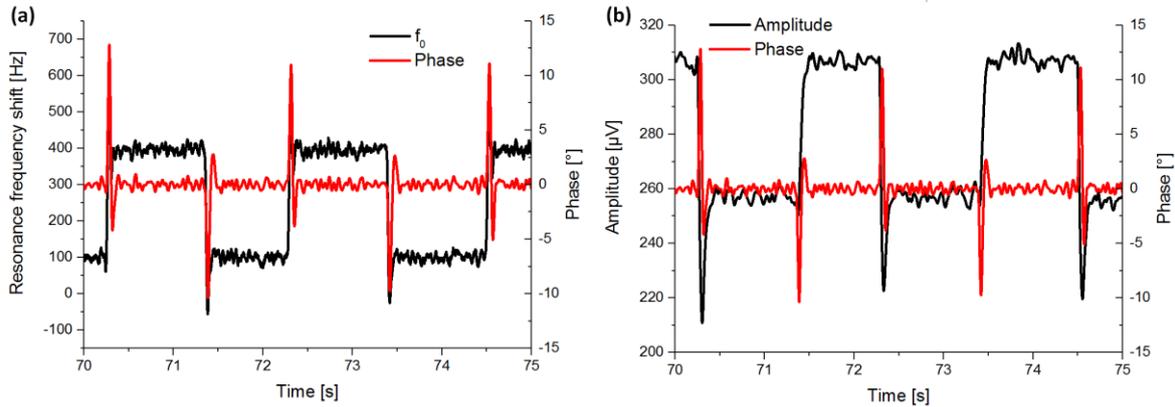


Figure III.37 : Test de la boucle fermée en modifiant la tension de polarisation V_b (a) Fréquence de résonance (b) Amplitude du signal. Les paramètres utilisés ici sont $P = -23,5$, $I = 1200$ et $D = 0,45$ pour un résonateur oscillant à $f_0 = 1,1$ MHz et avec un facteur de qualité $Q = 1400$.

III.4.c.ii) Comparaison des TCF des variantes

Grâce à cette boucle fermée, nous avons mis en place des mesures systématiques de TCF sur les dispositifs présentés dans le Tableau III.7. Afin d'effectuer un nombre important de mesures dans un délai raisonnable, nous avons utilisé le testeur sous pointe.

Si les caractérisations de différentes variantes en boucle ouverte, afin d'observer la fréquence de résonance et le facteur de qualité de chaque dispositif, sont rapides (pas de connexions filaires, ni de montage dans l'ETSV et donc possibilité de tester un grand nombre de dispositifs rapidement), ce type de mesure présente 2 défauts :

- La masse thermique à chauffer étant importante, les échelons de température sont longs à stabiliser. Nous avons donc automatisé les mesures pour chaque dispositif testé.
- Le niveau de bruit électrique est plus élevé sur le testeur que dans les ETSV. Nous devons donc utiliser nos résonateurs à la limite de la non linéarité afin de limiter le niveau de bruit en fréquence. Or, nous attendons une contribution au TCF principalement du TCE, le changement de Module d'Young avec la température – généralement négatif. Ainsi, la raideur κ_θ va diminuer avec la température d'après l'équation (III.14), ce qui aura pour effet d'augmenter la déflexion à actionnement constant. Pour des élévations de température trop importante, le résonateur va donc se retrouver en fonctionnement non linéaire, ce qui ne garantit plus le fonctionnement de la boucle fermée.

Nous observons un décrochage de la boucle lorsque le dispositif est chauffé au-delà de 20°C au-dessus de la température ambiante. Les résultats de nos mesures sont finalement illustrés par la Figure III.38. Nous avons reporté les TCF mesurés sur différents dispositifs, de différentes variantes (en abscisse du graphique). Ces dernières sont classées par ordre décroissant d'isolation thermique R_{th} . Nous avons aussi reporté le TCF mesuré sur le mode de flexion du résonateur MDO08.

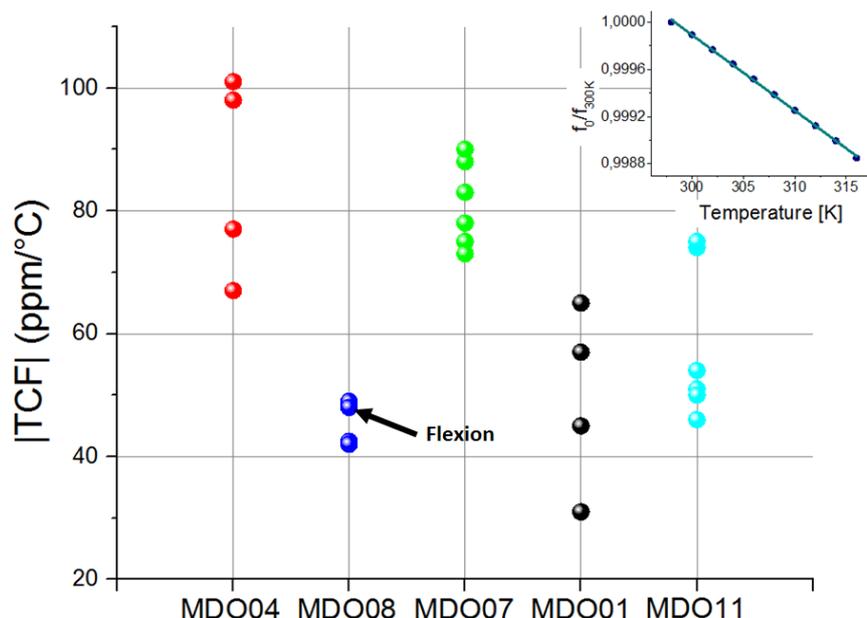


Figure III.38 : Comparaison des TCF de plusieurs résonateurs pour différentes variantes MDO0X pour le mode de torsion simple. Une valeur de TCF mesurée sur un dispositif MDO08 en flexion est aussi présentée. Pour plus de clarté, les dispositifs sont classés par ordre croissant d'isolation thermique G_{th} ($G_{th_{MDO04}} < G_{th_{MDO01}}$). Insert : Courbe typique de dépendance de la fréquence de résonance en fonction de la température (dispositif MDO01 au sein d'une matrice ici).

Nous nous attachons à présent à comparer les TCF des différentes variantes observées, et à dégager des tendances sur les paramètres influençant le TCF. Nous remarquons que les dispositifs testés possèdent des TCF situés entre -30 et -100 ppm/°C.

Nous observons que les dispositifs MDO01 possèdent une dépendance en température plus faible que les résonateurs MDO07. Il est probable que ceci provienne de la variation des contraintes résiduelles (par l'intermédiaire des contraintes générées par l'expansion thermique des matériaux – appelées généralement contraintes thermiques) avec la température au sein du bras de torsion et du bras d'encastrement.

En effet, ces contraintes rigidifient généralement la structure et contrebalance donc la dépendance négative du TCE [13]. En analysant la Figure III.38 sous cet angle, il semble donc que la présence de TiN au sein de la barre de torsion (matériau retiré sur les bras de torsion de

la variante MDO07) augmente l'influence des contraintes thermiques sur la raideur effective du résonateur. On peut donc supposer que les contraintes thermiques sont moins importantes au sein de l'empilement SiN-Si- α que de l'empilement SiN-TiN-SiN-Si- α .

Il semble que les dispositifs MDO01 soient moins affectés par ces effets géométriques que les dispositifs MDO08. On ne peut à priori pas relier cette différence à l'Eq. (III.16), car le rapport $\kappa_\theta/\kappa_{s\sigma_0}$ est indépendant de la longueur du bras de torsion L_r . En revanche, la différence pourrait provenir de la rigidification du bras d'encastrement, encastrement qui semble affecté différemment les dispositifs MDO01 et MDO08 (voir Tableau III.6). Ce raisonnement pourrait par ailleurs aussi expliquer la différence entre les TCF des dispositifs MDO07 et des résonateurs MDO01 et MDO08.

Nous remarquons que les dispositifs MDO04 possède des TCF de l'ordre de -100 ppm/°C et semblent donc peu sensibles à la rigidification liée aux contraintes thermiques. Néanmoins, ces TCF sont supérieurs aux TCF attendus par la contribution seule du TCE (de l'ordre de -30 ppm/°C pour le silicium). Nous suggérons alors une autre analyse sur l'effet des contraintes thermiques sur le résonateur : l'expansion des couches situées sur la planche provoquerait une augmentation du moment d'inertie J , et diminuerait donc d'autant plus la fréquence de résonance du dispositif. Cet effet, est d'autant plus important sur un dispositif MDO04, où le Si- α n'est pas lié au bras d'isolation thermique.

Grâce à leur meilleure isolation thermique, ces dispositifs semblent donc posséder la réponse électro-optique \mathfrak{R}_R la plus importante parmi les variantes fabriquées. Néanmoins, leur faible amplitude critique risque de dégrader fortement leur stabilité fréquentielle, et donc leur *NEP*.

Nous remarquons que les effets de ces contraintes résiduelles ne semblent pas assez importants pour générer des TCF positifs importants, et diminue donc la sensibilité en température des résonateurs MDO01 et MDO08, par rapport, par exemple, au résonateur MDO07. Nous notons donc encore une fois les performances potentielles de la variante MDO07, si elle possédait des raideurs plus importantes (afin d'augmenter leur amplitude critique).

De manière similaire aux dispositifs MDO01 et MDO08, les variantes MDO11, possédant une couche d'aluminium sur la membrane, montre un TCF moins important que les autres dispositifs. Ce résultat était attendu, puisque les contraintes thermiques sont connues pour augmenter la fréquence de résonance. Mais cet effet semble négligeable dans nos dispositifs, prenant ainsi le contrepied de certains résultats de la littérature [13], [30], [31]. Toutefois, nous remarquons que ces travaux présentent des mesures de TCF effectuées sur des dispositifs possédant des dimensions plus importantes que nos résonateurs. L'effet sur le moment d'inertie J semble aussi moins important sur cette structure que sur les résonateurs MDO04, probablement à cause de l'encastrement du Si- α de la membrane sur les bras de torsion.

Finalement, le mode de flexion, détecté sur un résonateur MDO08, ne possède pas non plus un TCF important, de l'ordre $-45 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$. A la vue de la faible amplitude critique observée sur ce mode de vibration, la flexion des bras de torsion ne semble donc pas intéressante pour notre application.

Nous avons mis en évidence dans ce paragraphe une influence de la géométrie du capteur sur le TCF des résonateurs. Si la contribution du TCE semble dominer le TCF, nous remarquons que des effets liés aux contraintes thermiques semblent différencier les TCF des dispositifs. Nous avons notamment fait l'hypothèse d'un rôle de rigidification du bras d'encastrement avec la température, et d'une augmentation du moment d'inertie avec la température.

Afin de vérifier ces différentes hypothèses, nous avons étudié les dépendances de la géométrie du résonateur sur le TCF via des simulations FEM. Les résultats seront discutés dans le Chapitre V, notamment afin d'étudier la possibilité d'améliorer significativement le TCF.

III.5) Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre, assez dense, les variantes dessinées et fabriquées en matrices de résonateurs pour l'imagerie IR non refroidi au pas de $12 \mu\text{m}$. Nous relevons un excellent rendement (non quantitatif) obtenu sur la fabrication des variantes MDO01 sur des plaques 200 mm (Figure III.2.c).

Nous avons consacré une partie de l'étude mécanique à comprendre comment augmenter la gamme dynamique de fonctionnement linéaire des résonateurs. Pour cela, nous avons développé un modèle analytique permettant d'estimer l'amplitude critique des résonateurs en fonction de différents paramètres géométriques. Ce modèle a été confronté à des caractérisations expérimentales sur différentes variantes de résonateurs MDO0X.

Notre modèle montre qu'une compensation des non linéarités mécaniques est possible au sein des dispositifs MDO01. Ce phénomène a été prouvé expérimentalement. Néanmoins, nous avons aussi mis en évidence le rôle des bras d'encastrement dans la raideur effective des dispositifs et le comportement durcissant du résonateur. Une prise en compte de la mécanique de ce bras d'encastrement permettrait d'approfondir l'anticipation des paramètres jouant sur cette source de non linéarité.

Nous avons mis en avant les difficultés rencontrées par une détection capacitive de l'ordre de la dizaine d'attoFarads – à comparer aux capacités parasites, de l'ordre d'une centaine de pF. Malgré la mise en place de méthodes permettant de diminuer successivement le niveau du signal de fond, nous avons finalement dû recourir à une méthode de détection hétérodyne afin d'obtenir un bon rapport signal à fond ($SBR \sim 22 \text{ dB}$). Ce niveau de SBR est exceptionnel compte tenu du niveau de variation de capacité que nous détectons. Néanmoins, aux vues des niveaux de signaux atteints, de 15 à $300 \mu\text{V}$, il est probable que le bruit de l'électronique limite la stabilité fréquentielle des dispositifs.

Ainsi, malgré une réponse électro-optique potentiellement supérieure aux autres variantes, la faible gamme dynamique linéaire des dispositifs MDO04 risque de fortement dégrader la stabilité fréquentielle, et donc le *NEP* de ces résonateurs. Par ailleurs, nous observons que ces dispositifs possèdent des facteurs de qualité (de l'ordre de 900) inférieurs aux autres variantes (entre 1800 et 3000). Leur stabilité fréquentielle n'en sera que plus dégradée.

Au contraire, nous observons que les résonateurs MDO01 possèdent une gamme dynamique linéaire supérieure à celles des autres variantes, tout en conservant un bon facteur de qualité (entre 1800 et 2500). Ces dispositifs permettent ainsi d'atteindre des déflexions θ_r à la résonance de l'ordre de $13,5^\circ$, soit 60 % de θ_{max} . Ces dispositifs vont donc a priori posséder une excellente stabilité fréquentielle.

Finalement, les TCF de plusieurs variantes fabriquées ont été mesurés. Nous avons mis en évidence l'influence des propriétés géométriques des résonateurs sur le TCF des résonateurs. Nous étudierons dans le Chapitre V la possibilité d'utiliser ce phénomène afin d'améliorer le TCF du résonateur.

Nous constatons des sensibilités en température assez proches des sensibilités attendues (de l'ordre de $-100 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$), plusieurs ordres de grandeurs sous les sensibilités des bolomètres actuels ($2\text{-}3 \text{ \%}/^\circ\text{C}$). Ce résultat était attendu, et la justification de notre approche (bolomètres peu bruités) nécessite donc à présent la caractérisation du niveau de bruit en fréquence de nos résonateurs. C'est l'objet du prochain chapitre, dans lequel nous nous appuyerons aussi sur ces mesures de TCF, de facteurs de qualité et d'amplitude critiques afin de déterminer quel dispositif possède a priori le meilleur *NEP*.

Bibliographie

- [1] S. Evoy, D. W. Carr, L. Sekaric, A. Olkhovets, J. M. Parpia, and H. G. Craighead, “Nanofabrication and electrostatic operation of single-crystal silicon paddle oscillators,” *J. Appl. Phys.*, vol. 86, no. 11, pp. 6072–6077, Dec. 1999.
- [2] X. C. Zhang, E. B. Myers, J. E. Sader, and M. L. Roukes, “Nanomechanical Torsional Resonators for Frequency-Shift Infrared Thermal Sensing,” *Nano Lett.*, vol. 13, no. 4, pp. 1528–1534, Apr. 2013.
- [3] M. I. Younis, *MEMS Linear and Nonlinear Statics and Dynamics*, vol. 20. Boston, MA: Springer US, 2011.
- [4] 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,” *J. Appl. Phys.*, vol. 99, no. 12, p. 124304, Jun. 2006.
- [5] N. Kacem, S. Hentz, D. Pinto, B. Reig, and V. Nguyen, “Nonlinear dynamics of nanomechanical beam resonators: improving the performance of NEMS-based sensors,” *Nanotechnology*, vol. 20, no. 27, p. 275501, 2009.
- [6] I. Kozinsky, H. W. C. Postma, I. Bargatin, and M. L. Roukes, “Tuning nonlinearity, dynamic range, and frequency of nanomechanical resonators,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 88, no. 25, p. 253101, Jun. 2006.
- [7] R. J. Roark, W. C. Young, and R. G. Budynas, *Roark’s formulas for stress and strain*, 7th ed. New York: McGraw-Hill, 2002.
- [8] F. Fachin, S. A. Nikles, J. Dugundji, and B. L. Wardle, “Analytical extraction of residual stresses and gradients in MEMS structures with application to CMOS-layered materials,” *J. Micromechanics Microengineering*, vol. 21, no. 9, p. 095017, 2011.
- [9] M. Sasaki, S. Yuki, and K. Hane, “Performance of Tense Thin-Film Torsion Bar for Large Rotation and Low-Voltage Driving of Micromirror,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 13, no. 2, pp. 290–296, Mar. 2007.
- [10] F. Filhol, E. Defaÿ, C. Divoux, C. Zinck, and M.-T. Delaye, “Resonant micro-mirror excited by a thin-film piezoelectric actuator for fast optical beam scanning,” *Sens. Actuators Phys.*, vol. 123–124, pp. 483–489, Sep. 2005.
- [11] B.-W. Jeong, J.-K. Lim, and S. B. Sinnott, “Torsional stiffening of carbon nanotube systems,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91, no. 9, p. 093102, Aug. 2007.

- [12] S. J. Papadakis *et al.*, “Resonant oscillators with carbon-nanotube torsion springs,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 93, no. 14, pp. 146101-1-146101-4, 2004.
- [13] T. Yamazaki, S. Ogawa, S. Kumagai, and M. Sasaki, “A novel infrared detector using highly nonlinear twisting vibration,” *Sens. Actuators Phys.*, vol. 212, pp. 165–172, Jun. 2014.
- [14] D. W. Carr, S. Evoy, L. Sekaric, H. G. Craighead, and J. M. Parpia, “Parametric amplification in a torsional microresonator,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, no. 10, pp. 1545–1547, Sep. 2000.
- [15] A. H. Nayfeh, *Introduction to Perturbation Techniques*. New York: John Wiley & Sons, 1993.
- [16] N. Kacem, “Nonlinear dynamics of M&NEMS resonant sensors: design strategies for performance enhancement,” Lyon-CNRS INSA-Lyon, Lyon, 2010.
- [17] “HF2LI Lock-in Amplifier.” .
- [18] S. Iep, “Low-noise preamplifier for capacitive sensors,” Thesis, Massachusetts Institute of Technology, 1995.
- [19] E. Mile *et al.*, “In-plane nanoelectromechanical resonators based on silicon nanowire piezoresistive detection,” *Nanotechnology*, vol. 21, no. 16, p. 165504, Apr. 2010.
- [20] P. Mohanty, D. A. Harrington, K. L. Ekinci, Y. T. Yang, M. J. Murphy, and M. L. Roukes, “Intrinsic dissipation in high-frequency micromechanical resonators,” *Phys. Rev. B*, vol. 66, no. 8, p. 085416, Aug. 2002.
- [21] M. Imboden and P. Mohanty, “Dissipation in nanoelectromechanical systems,” *Phys. Rep.*, vol. 534, no. 3, pp. 89–146, Jan. 2014.
- [22] A. Borrielli, M. Bonaldi, E. Serra, A. Bagolini, and L. Conti, “Wideband mechanical response of a high-Q silicon double-paddle oscillator,” *J. Micromechanics Microengineering*, vol. 21, no. 6, p. 065019, Jun. 2011.
- [23] R. N. Kleiman, G. K. Kaminsky, J. D. Reppy, R. Pindak, and D. J. Bishop, “Single-crystal silicon high-Q torsional oscillators,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 56, no. 11, pp. 2088–2091, Nov. 1985.
- [24] O. Hahtela, N. Chekurov, and I. Tittonen, “Non-tilting out-of-plane mode high-Q mechanical silicon oscillator,” *J. Micromechanics Microengineering*, vol. 15, no. 10, p. 1848, Oct. 2005.
- [25] M. A. Rasouli and B. Bahreyni, “Independent tuning of quality factor and resonant frequency of torsional micro-resonators for timing and sensing applications,” in *Solid-*

State Sensors, Actuators and Microsystems Conference (TRANSDUCERS), 2011 16th International, 2011, pp. 2490–2493.

- [26] M. A. Rasouli and B. Bahreyni, “An Electrostatic Torsional Microresonator With Improved Quality Factor,” pp. 377–381, Jan. 2010.
- [27] X. Liu *et al.*, “Low temperature study of loss mechanisms of mechanical oscillators,” *Phys. B Condens. Matter*, vol. 316–317, pp. 393–396, May 2002.
- [28] E. Sage, “New concept of mass spectrometer based on arrays of resonating nanostructures,” phdthesis, Université Grenoble Alpes, 2013.
- [29] J. G. Ziegler and N. B. Nichols, “Optimum Settings for Automatic Controllers,” *J. Dyn. Syst. Meas. Control*, vol. 115, no. 2B, pp. 220–222, Jun. 1993.
- [30] C. Cabuz, S. Shoji, K. Fukatsu, E. Cabuz, K. Minami, and M. Esashi, “Fabrication and packaging of a resonant infrared sensor integrated in silicon,” *Sens. Actuators Phys.*, vol. 43, no. 1–3, pp. 92–99, May 1994.
- [31] Y. Zhang, Y. Watanabe, S. Hosono, N. Nagai, and K. Hirakawa, “Room temperature, very sensitive thermometer using a doubly clamped microelectromechanical beam resonator for bolometer applications,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 108, no. 16, p. 163503, Apr. 2016.
- [32] L. Laurent, J. J. Yon, J. S. Moulet, P. Imperinetti, and L. Duraffourg, “Low noise torsional mechanical resonator for 12 μ m microbolometers,” 2016, vol. 9974, p. Proc. SPIE 9974, Infrared Sensors, Devices, and Applications VI, 997407.

Chapitre IV

Etudes théoriques et mesures expérimentales de la stabilité fréquentielle

Nous proposons dans ce chapitre une analyse théorique et expérimentale des bruits affectant le thermomètre résonant proposé dans cette thèse. Nous avons souligné dans le Chapitre III la qualité et le rendement de la fabrication de matrices de résonateurs, en atteignant des isolations thermiques du même ordre de grandeur que celles habituellement utilisées sur les μ bolomètres. Nous considérons donc que l'isolation thermique G_{th} n'est pas un élément différenciant entre notre technologie et les μ bolomètres. Or, le Chapitre I a permis de mettre en évidence la domination de la technologie résistive sur les marchés des imageurs IR non refroidi, notamment grâce aux isolations thermiques importantes de ces dispositifs. Nous proposons de comparer les deux technologies de détecteurs en comparant directement les performances de leur thermomètre respectif.

IV.1) Introduction : facteur de mérite du thermomètre

Pour cela, reprenons l'expression générale (I.14) du NEP pour un détecteur thermique :

$$NEP = G_{th} \frac{\sqrt{\int_{f_{inf}}^{f_{BW}} S_Z(f) df}}{\eta \beta Z |\alpha_Z|} = G_{th} \frac{\langle Z_{noise}^2 \rangle^{1/2}}{\eta \beta Z |\alpha_Z|} \quad [W] \quad (IV.1)$$

Où Z est la mesurande (résistance ou le courant dans le cas d'un bolomètre, la fréquence dans notre cas). $S_Z(f)$ représente la densité spectrale de bruit liée au paramètre Z , et $\langle Z_{noise}^2 \rangle^{1/2}$ les fluctuations rms de la mesurande Z intégré sur la ENBW $f_{BW} - f_{inf}$. Dans la suite du manuscrit, afin de simplifier les expressions, nous considérons que $f_{inf} = 1 \text{ Hz}$ et donc que la ENBW est égale à f_{BW} .

Les structures proposées étant proches des géométries classiques des μ bolomètres nous considérons que l'absorption optique η et le coefficient de remplissage β sont similaires entre les deux technologies. Finalement, l'Eq. (IV.1) peut donc être simplifiée à la comparaison du facteur de mérite suivant, caractéristique des performances du thermomètre :

$$FM_{th} = \frac{|\alpha_Z|}{\frac{\langle Z_{noise}^2 \rangle^{1/2}}{Z}} \quad [K^{-1}] \quad (IV.2)$$

Dans le cas des μ bolomètres, cette expression fait intervenir le TCR α_R et le courant de polarisation I_b . Basantani *et al* propose des configurations géométriques permettant de diminuer la résistance de la couche du matériau (et donc le bruit Johnson), à résistivité égale [1] (ce qui permet de garder un TCR élevé). Nous faisons l'hypothèse que les performances de ce type de structure sont principalement limitées par le bruit en $1/f$.

IV.1.a) Microbolomètres

Sous cette hypothèse, et en s'appuyant sur l'Eq. (I.51), le facteur de mérite FM_{th} d'un thermomètre résistif est donc de la forme :

$$FM_{th} = \frac{|\alpha_R|}{\frac{\langle i_{1/f}^2 \rangle^{1/2}}{I_b}} = \frac{|\alpha_R|}{\sqrt{\frac{\alpha_H}{n} \frac{1}{t_{th} \beta_{th} A_p} \ln(f_{BW})}} \quad [K^{-1}] \quad (IV.3)$$

Où β_{th} représente le facteur de remplissage du matériau thermomètre, généralement de l'ordre de 0,6. Le matériau VOx est similaire au matériau cité dans le Chapitre I pour l'analyse des performances au pas de $5 \mu\text{m}$ [2] ($\alpha_H/n = 3,9 \cdot 10^{-30} \text{ m}^{-3}$ et $\alpha_R = -2,4 \text{ \%}/K$). L'épaisseur t_{th} de matériau thermomètre est fixé à 85 nm [1] de sorte à ce que le matériau thermomètre fixe 50 % de la capacité thermique $C_{th} = 50 \text{ pJ}/K$ totale du détecteur pour une isolation thermique $G_{th} = 5 \text{ nW}/K$ [3]. La ENBW considérée est de $f_{BW} = 7 \text{ kHz}$ (pour un temps d'intégration de $70 \mu\text{s}$ par pixel – voir Chapitre I).

Sous ces hypothèses, nous calculons un FM_{th} de l'ordre de **11000 K⁻¹ au pas de 12 μm** (4600 K⁻¹ au pas de 5 μm). Cette valeur sera donc la valeur de référence pour ce chapitre, caractéristique des matériaux thermomètres résistifs à l'état de l'art, au pas de 12 μm [1], [2].

IV.1.b) Résonateurs

Les performances des oscillateurs comme référence de temps sont limitées par les fluctuations de fréquences du signal $\delta f = f(t) - f_0$. Ainsi, l'équation (IV.2) s'exprime, dans ce cas, sous la forme suivante :

$$FM_{th} = \frac{|\alpha_T| f_0}{\langle \delta f^2 \rangle^{1/2}} = \frac{|\alpha_T|}{\langle y^2 \rangle^{1/2}} \quad [K^{-1}] \quad (IV.4)$$

Où $y(t) = \delta f / f_0$ représente les fluctuations relatives de fréquence autour de la fréquence de résonance f_0 .

On distingue généralement les sources de bruit de fréquence en deux catégories : les sources de bruit intrinsèques et extrinsèques au résonateur. Ces dernières sont liées aux mécanismes de transduction du mouvement mécanique ou à l'électronique en aval du résonateur. Au contraire, les sources de bruits intrinsèques sont directement provoquées par des fluctuations des caractéristiques du résonateur (rigidité et/ou masse).

Nous présentons tout d'abord une modélisation du signal en sortie de l'oscillateur permettant d'introduire les grandeurs caractérisant les fluctuations de fréquence. Ensuite, les travaux issus du Chapitre III nous permettent d'estimer les fluctuations de fréquences provoquées par les bruits d'amplitude affectant le signal issu de l'oscillateur. Nous introduisons la variance d'Allan, permettant d'estimer la stabilité de nos résonateurs à partir de mesures expérimentales. Enfin, nous concluons sur les performances des thermomètres proposés.

IV.2) Instabilités fréquentielles du signal des oscillateurs

Nous supposons que le signal issu de notre résonateur en boucle fermée (oscillateur) est de la forme $V(t) = (V_{out} + \delta V(t)) \sin(2\pi f_0 t + \Lambda_{f_0} + \Lambda(t))$, où $\delta V(t)$ et $\Lambda(t)$ représentent respectivement les bruits sur l'amplitude et la phase du signal. Afin de simplifier les calculs, nous choisissons de centrer la phase à la résonance sur $\Lambda_{f_0} = 0$.

IV.2.a) Bruits d'amplitudes

En premier lieu, nous considérons l'influence des fluctuations d'amplitude $\delta V(t)$ sur la fréquence du signal.

La Figure IV.1.a présente la courbe de la phase du signal d'un résonateur MDO01 en fonction de la fréquence du signal. Nous observons une relation linéaire aux alentours de la résonance ($\Lambda_{f_0} = 0$). Cette relation linéaire peut être explicitée en considérant la fonction de transfert du résonateur (Eq. (III.20)). A la résonance mécanique, nous pouvons approximer la relation entre phase et fréquence à une fonction affine :

$$\Lambda(\omega) = \arctan\left(-\frac{\omega\omega_0}{Q(\omega_0^2 - \omega^2)}\right) \underset{\omega \sim \omega_0}{\Rightarrow} \Lambda \sim -\frac{\pi}{2} + 2Q\left(1 - \frac{f}{f_0}\right) \quad (\text{IV.5})$$

Les modifications de la fréquence de résonance peuvent donc être déduites des fluctuations de phase :

$$\Delta\Lambda \sim -2Q \frac{\Delta f}{f_0} \quad (\text{IV.6})$$

De plus, par définition de la phase, $\tan(\Lambda) = Y/X$ où X et Y représente respectivement la partie réelle et imaginaire du signal dans le plan complexe. Nous considérons de plus que les fluctuations de phase sont faibles, soit $\tan(\Lambda) \sim \Lambda$.

Dans le cas où $\Lambda_{f_0} = 0$ (soit $Y_{f_0} = 0$), les fluctuations de phase sont alors principalement provoquées par les fluctuations de Y . On observe bien ce phénomène sur Figure IV.1.b, où le signal à la résonance d'un dispositif MDO01 est représenté dans le plan complexe pour une durée d'acquisition de 300 s.

Les fluctuations sur l'amplitude du signal sont supposées similaires sur les signaux X et Y , soit $\delta Y = \delta X = \delta V$. De plus, puisque la phase est centrée sur 0, nous avons $X_{f_0} \gg Y_{f_0} \sim \delta V$. Ainsi les fluctuations de phase peuvent finalement s'exprimer en fonction du $SNR = X_{f_0}/\delta V$:

$$\delta\Lambda = \frac{Y_{f_0} + \delta V}{X_{f_0} + \delta V} \sim \frac{\delta V}{X_{f_0}} = \frac{1}{SNR} \quad (\text{IV.7})$$

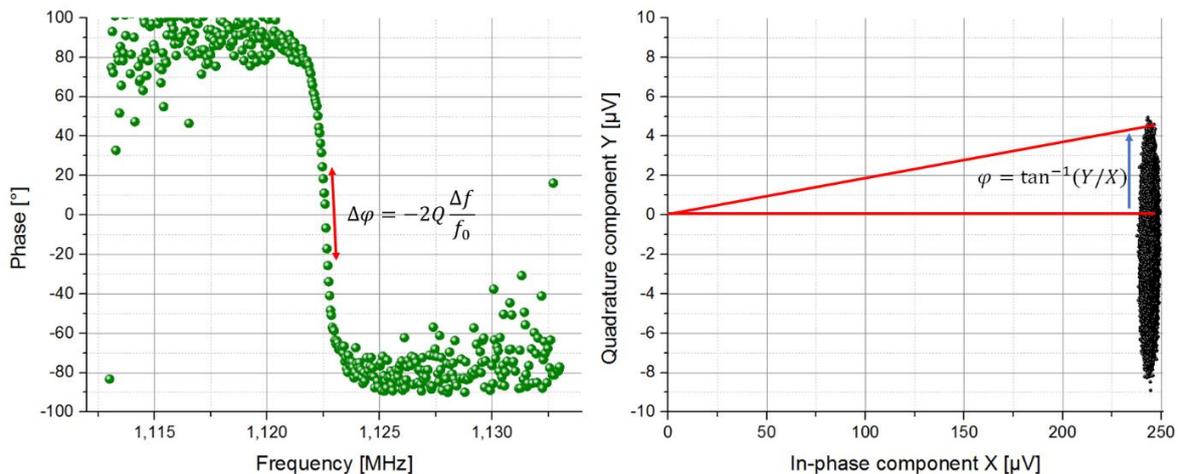


Figure IV.1 : (a) Représentation de la phase du signal en fonction de la fréquence d'un résonateur MDO01. Amplitude du signal à la résonance du même dispositif acquise pendant 300 s représentée dans le plan complexe.

Des relations (IV.6) et (IV.7), nous pouvons finalement estimer les fluctuations de fréquences relatives provoquées par le bruit sur l'amplitude du signal :

$$\frac{1}{SNR} = \delta\Lambda = \frac{1}{2Q} \frac{\langle \delta f^2 \rangle^{1/2}}{f_0} \Leftrightarrow \langle y^2 \rangle^{1/2} = \frac{1}{2Q} \frac{1}{SNR} \quad (IV.8)$$

Nous retrouvons ainsi l'expression donnée en introduction du Chapitre II, qui justifie notamment l'intérêt d'un facteur de qualité élevé et une amplitude linéaire maximale à la résonance.

Finalement l'équation (IV.8) peut se réécrire en fonction des densités spectrales de bruit des grandeurs y et X :

$$S_{y_{amp}}(f) = \frac{1}{(2Q)^2} \frac{S_X(f)}{X_{f_0}^2} \quad (IV.9)$$

Où X_{f_0} représente l'amplitude maximale (tension ou amplitude mécanique) de fonctionnement linéaire du résonateur, déduite de l'Eq. (III.37).

IV.2.b) Bruits de phase ou de fréquence

Au contraire, les fluctuations de phase ou de fréquences influent directement sur la fréquence du signal. La fréquence instantanée du signal s'exprime donc par :

$$y(t) = \frac{\delta f(t)}{f_0} = \frac{1}{2\pi f_0} \frac{d\Lambda}{dt} \quad (IV.10)$$

D'où la relation suivante, exprimée en densité spectrale de bruit : $S_y(f) = \left(\frac{f}{2\pi f_0}\right)^2 S_\Lambda(f)$.

Tout comme les instabilités de courant au sein d'une résistance, les fluctuations de fréquences de la plupart des oscillateurs peuvent être modélisées par une combinaison de sources de fréquences ayant une densité spectrale en puissance de la fréquence $S_y(f) = Kf^\alpha$. Les sources de bruits sont classées selon différents types selon les puissances de α :

- Bruit blanc de phase si $\alpha = 2$
- Bruit rose de phase si $\alpha = 1$ (ou bruit $1/f$)
- Bruit blanc de fréquence si $\alpha = 0$
- Bruit rose de fréquence si $\alpha = -1$ (ou bruit $1/f$)
- Bruit de marche blanc de fréquence si $\alpha = -2$
- Bruit de marche rose de fréquence si $\alpha = -3$
- Bruit de course blanc de fréquence si $\alpha = -4$

Dès lors, on peut identifier les types de bruits affectant le signal en effectuant une transformée de Fourier des échantillons de fréquences. Nous verrons plus loin que, en pratique, les stabilités fréquentielles sont directement évaluées à l'aide de la variance d'Allan, qui permet aussi d'obtenir des informations sur la densité spectrale du bruit affectant la stabilité fréquentielle.

La suite de ce chapitre se consacre à l'étude des principales sources de bruits susceptibles de perturber la fréquence de notre signal. Les expressions des densités spectrales de bruit sont données pour les trois principales sources de bruits affectant notre dispositif : bruit thermomécanique, bruit électronique et bruit de phonon. L'instabilité fréquentielle en résultant est ensuite exprimée pour différentes hypothèses de bande passante de lecture. Nous évaluons ainsi les *NETD* correspondants pour les variantes fabriquées. Finalement, une étude du niveau de *NETD* avec la réduction du pas pixel est présentée.

Lorsque les sources de bruits sont décorréelées les unes des autres, le bruit total du résonateur résulte alors de la somme quadratique de chaque contribution :

$$S_y(f) = \sum_{i=nb\ sources} S_{y_i}(f) \quad (IV.11)$$

IV.3) Etude théorique des bruits

Cette partie présente les principaux bruits d'amplitudes et de fréquences limitant la stabilité de nos résonateurs. Nous décrivons tout d'abord les bruits d'amplitudes puis les bruits fréquentiels.

➤ Bruits d'amplitudes

Les bruits d'amplitudes susceptibles de perturber la fréquence d'un résonateur mécanique actionné et détecté de manière capacitive proviennent :

- De l'électronique (extrinsèque)
- Du bain thermique (bruit thermomécanique – intrinsèque)

Le bruit thermomécanique est la limite de détection inhérente à tout dispositif mécanique. Il trouve son origine dans le théorème de fluctuation-dissipation qui énonce que tout système dissipatif est bruité.

IV.3.a) Bruit thermomécanique

IV.3.a.i) Théorie et intégration de l'amplitude des fluctuations

La densité spectrale de bruit de l'amplitude du résonateur liée au bruit thermomécanique peut donc s'exprimer à l'aide du théorème de fluctuation-dissipation [4]. Celui-ci exprime la relation générale qui existe entre les fluctuations d'un système à l'équilibre et la réponse du système à une perturbation extérieure (par exemple, une force). Il peut s'écrire sous la forme :

$$-\infty < \omega < +\infty \quad S_\theta(\omega) = \frac{2k_B T}{\omega} \text{Im}(\chi(\omega)) \quad [\text{rad}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}] \quad (IV.12)$$

Où $\chi(\omega)$ représente la réponse linéaire du système à une perturbation extérieure. En reprenant l'Eq. (III.20), nous explicitons cette expression :

$$0 < \omega < +\infty \quad S_{\theta}(\omega) = \frac{4k_B T}{Q\kappa_{\theta}} \omega_0^3 \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \left(\frac{\omega\omega_0}{Q}\right)^2} \quad [rad^2.Hz^{-1}] \quad (IV.13)$$

Souvent, la bande passante de bruit de la fréquence du résonateur (typiquement 1 Hz) est inférieure à la bande passante du capteur ω_0/Q . Dans ce cas, on peut simplifier l'Eq. (IV.13), en considérant le bruit thermomécanique comme un bruit blanc :

$$\omega \ll \omega_0/Q \quad S_{\theta}(\omega) = \frac{4k_B T Q}{\kappa_{\theta} \omega_0} \quad [rad^2.Hz^{-1}] \quad (IV.14)$$

Toutefois, dans le contexte de l'imagerie, les ENBW utilisées peuvent être bien supérieures à celle du résonateur. En effet, dans le cas d'une lecture en pied de colonne, la ENBW est de l'ordre de 7 kHz, alors que la bande passante mécanique d'un dispositif MDO01 est par exemple de l'ordre de $\omega_0/Q = 440 Hz$.

Afin d'obtenir la contribution du bruit thermomécanique à l'instabilité fréquentielle pour différentes hypothèses de lecture du réseau de résonateurs, il convient donc de reprendre et d'intégrer l'expression de l'amplitude du bruit *rms* en fonction de la densité spectrale de puissance :

$$\langle \theta^2 \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_0 - \frac{\Delta\omega}{2}}^{\omega_0 + \frac{\Delta\omega}{2}} S_{\theta}(\omega) d\omega \quad [rad^2] \quad (IV.15)$$

Soit, en reprenant l'Eq. (IV.13), et en posant $X = \omega/\omega_0$:

$$\langle \theta^2 \rangle = \frac{1}{2\pi} \frac{2k_B T}{Q\kappa} \int_{1 - \frac{\Delta\omega}{2\omega_0}}^{1 + \frac{\Delta\omega}{2\omega_0}} \frac{dX}{(1 - X^2)^2 + \left(\frac{X}{Q}\right)^2} \quad (IV.16)$$

Le calcul de l'intégrale est présenté dans l'Annexe VI. Nous trouvons finalement l'expression suivante :

$$\langle \theta^2 \rangle = \frac{1}{2\pi} \frac{2k_B T}{Q\kappa} \frac{1}{8} \left(\left[\ln \left(\frac{X^2 + 2X + 1}{X^2 - 2X + 1} \right) \right]_{1 - \frac{\Delta\omega}{2\omega_0}}^{1 + \frac{\Delta\omega}{2\omega_0}} + 4Q \left[\arctan(2Q(X + 2)) + \arctan(2Q(X - 2)) \right]_{1 - \frac{\Delta\omega}{2\omega_0}}^{1 + \frac{\Delta\omega}{2\omega_0}} \right) \quad (IV.17)$$

Nous avons tracé cette expression sur une bande passante de 50 kHz et comparé les résultats avec l'expression approchée (IV.14) et le bruit thermomécanique total (Figure IV.2). Ce dernier est donné par le théorème de l'équipartition de l'énergie :

$$\left\langle \frac{1}{2} J \dot{\theta}^2 \right\rangle = \frac{1}{2} k_B T \quad (\text{IV.18})$$

Soit $\langle \theta^2 \rangle = k_B T / \kappa_\theta$. Nous observons donc que le bruit thermomécanique augmente pour les dispositifs les moins rigides, ce qui est généralement une source de motivation pour la fabrication de résonateurs vibrant à haute fréquence.

Nous remarquons que notre modèle (courbe noire) converge vers cette expression (courbe bleue) pour les bandes passantes importantes. Pour les faibles bandes passantes, nous retrouvons l'approximation de bruit blanc, formulée précédemment (Eq. (IV.14)). Nous avons situé les bandes passantes d'intégration de deux hypothèses de lecture du réseau de résonateur : une lecture dans le pixel ($f_{BW} = 50 \text{ Hz}$) et une lecture en pied de colonne ($f_{BW} = 7 \text{ kHz}$). Nous constatons que notre modèle permet d'obtenir l'instabilité fréquentielle dans ces deux modes de lecture, ce qui justifie notre approche.

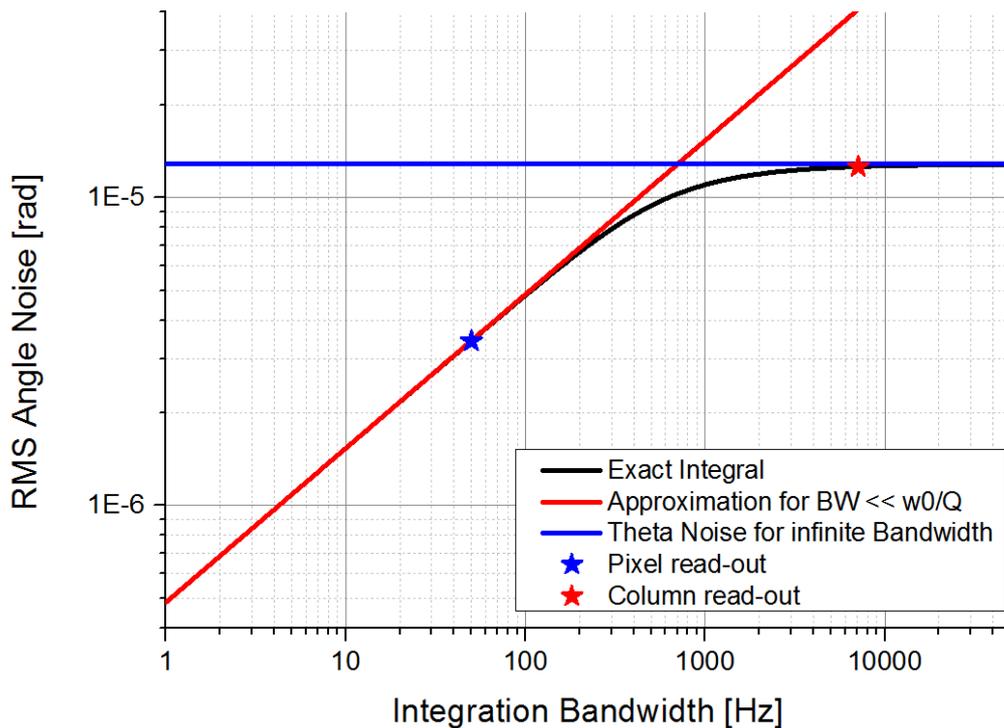


Figure IV.2 : Bruit thermomécanique intégré pour différentes valeurs de bande passante pour un dispositif MDO01 ($Q = 2500$ & $f_0 = 1,1 \text{ MHz}$). Les ENBW pour deux hypothèses de lecture du réseau de résonateurs sont mises en évidence : lecture en pied de colonne et dans le pixel.

IV.3.a.ii) Fluctuations de fréquence en fonction de la géométrie du pixel

A partir des Eq. (III.37) et (IV.9), la contribution du bruit thermomécanique aux fluctuations de fréquence, dans l'hypothèse d'une lecture en pied de colonne, s'exprime donc par :

$$\langle y^2 \rangle = \frac{1}{(2Q)^2} \frac{k_B T}{\kappa_\theta^2} \frac{3\sqrt{3}}{2} Q \times \begin{cases} \frac{C_0}{2} \frac{4}{5} \frac{1}{\theta_{max}^4} \left(\frac{V_{AC}^2}{2} + 2V_{DC}^2 \right) \text{ si } K_c = K_{c_{elec}} \\ \frac{E}{8L_r^3} \left(\frac{w_r^5 t_r}{10} + \frac{w_r^3 t_r^3}{9} + \frac{w_r t_r^5}{10} \right) \text{ si } K_c = K_{c_{méca}} \end{cases} \quad (IV.19)$$

Nous remarquons que, si l'augmentation du facteur de qualité Q dégrade la dynamique linéaire du résonateur, les fluctuations de fréquences $y_{RMS} = \sqrt{\langle y^2 \rangle}$ diminuent tout de même comme \sqrt{Q} . La dépendance de ces fluctuations de fréquence en fonction des différents paramètres géométriques du résonateur est relativement complexe. Nous avons donc effectué des simulations afin d'observer de quelle manière la géométrie du pixel modifiait la contribution du bruit thermomécanique aux fluctuations de fréquence. Nous rappelons dans le Tableau III.3 les paramètres géométriques étudiés. Les résultats de ces simulations sont reportés sur la Figure IV.3.

Tableau IV.1 : Grandeurs géométriques du résonateur étudiées afin d'observer l'évolution de la contribution du bruit thermomécanique aux fluctuations de fréquence.

Paramètre géométrique	Expression	Figures
Epaisseur du Si- α sur le bras de torsion	$t_{Si} = t_r - 28 \text{ nm}$	Figure IV.3.a
Largeur des bras de torsion	w_r	Figure IV.3.b
Longueur du bras de torsion	L_r	Figure IV.3.c
Largeur de la membrane	W_p	Figure IV.3.d

Toutefois, nous précisons que ces simulations sont incomplètes car la nature de l'encastrement n'est pas prise en compte. De plus, le facteur de qualité est supposé constant avec le volume du résonateur alors que nous avons observé dans le chapitre précédent qu'il était dégradé lorsque le volume du résonateur décroît (et notamment sur les dispositifs MDO06). Des tendances claires peuvent néanmoins être dégagées à partir de ces calculs.

Par exemple, nous constatons sur la Figure IV.3.b l'existence d'un optimum pour la non-linéarité mécanique en fonction de la largeur de la barre de torsion. Bien que la dynamique

linéaire soit alors limitée par les non linéarités électrostatiques, ce minimum reste intéressant dans le cas de l'utilisation d'un autre mode de transduction du mouvement mécanique.

De même, nous observons sur la Figure IV.3.c que l'augmentation de la longueur de la barre de torsion L_r modifie de manière antagoniste la stabilité fréquentielle selon que l'on se trouve dans un régime limité par les non linéarités électrostatiques ou mécaniques. Supposons un pixel de $12\ \mu\text{m}$ dont l'amplitude critique serait limitée par les non linéarités mécaniques (courbe rouge) – en utilisant par exemple une transduction alternative à la détection électrostatique. Nous remarquons alors la contribution du bruit thermomécanique à l'instabilité fréquentielle serait 2 fois plus faible pour un pixel MDO08 que pour un pixel MDO01. De plus, l'isolation thermique du capteur serait améliorée d'un facteur 1,5, soit un *NEP* globalement amélioré d'un facteur 3 entre les deux résonateurs.

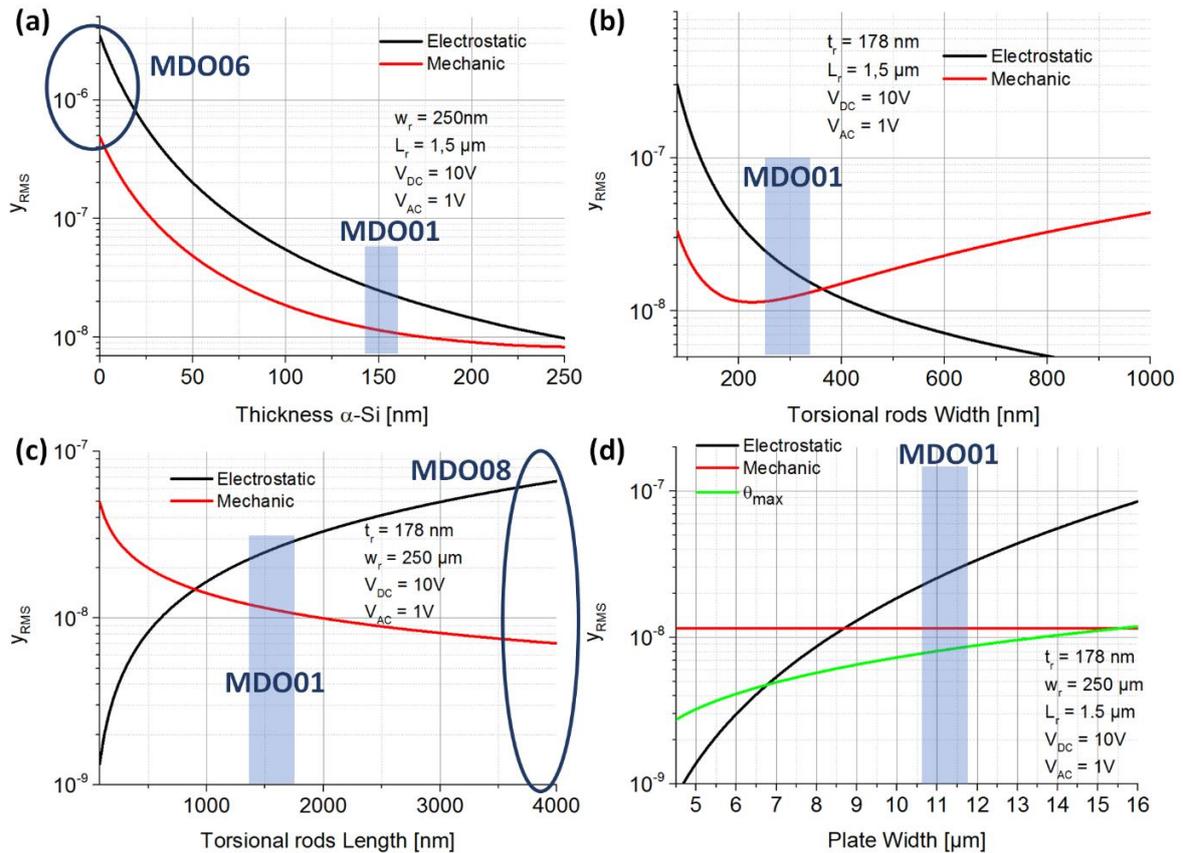


Figure IV.3 : Amplitudes rms des fluctuations de fréquence provoquées par le bruit thermomécanique total ($f_{BW} \gg f_0/Q$) en fonction des paramètres géométriques du résonateur: (a) l'épaisseur de silicium amorphe pour $w_r = 250$ nm et $L_r = 1,5$ μm (b) la largeur w_r pour $L_r = 1,5$ μm et $t_r = 178$ nm, (c) la longueur L_r pour $w_r = 250$ nm et $t_r = 178$ nm, (d) la largeur de la membrane W_p de la membrane pour $t_r = 178$ nm, $w_r = 250$ nm, $L_r = 1,5$ μm et $L_p = W_p - 2 \times (1,5$ $\mu\text{m})$. Sur cette dernière figure, la courbe verte représente les fluctuations de fréquence pour une déflexion équivalente à θ_{max} , l'angle géométrique maximale. Les fluctuations sont calculées pour une amplitude maximale limitée soit par les phénomènes électrostatiques (courbes noires) soit par les non linéarités mécaniques (courbes rouges). Un facteur de qualité $Q = 2500$ est supposé pour les simulations ainsi qu'une tension de polarisation $V_{DC} = 10$ V et d'actionnement $V_{AC} = 1$ V.

Finalement, la Figure IV.3.d permet d'appréhender les performances d'un résonateur au pas de 5 μm . Nous remarquons que la stabilité fréquentielle ($y_{RMS} = 1,2 \cdot 10^{-8}$) est alors limitée par les non linéarités mécaniques, dans le cas d'une barre de torsion aux dimensions similaires à celles du résonateur MDO01. L'utilisation d'une barre d'une longueur $L_r = 2$ μm permettrait de gagner un facteur 1,5 sur cette stabilité, tout en améliorant l'isolation thermique du pixel. Toutefois, le niveau de signal électrique serait alors réduit par la diminution de C_0 . Il est donc probable que la stabilité fréquentielle serait alors limitée par le bruit de l'électronique.

IV.3.a.iii) *NETD des variantes fabriquées*

En s'appuyant sur la formule (I.14) et les données du Tableau III.2, les contributions théoriques du bruit thermomécanique au *NEP* et au *NETD* sont estimées pour différentes variantes fabriquées (dispositifs MDO01, MDO06 et MDO08) au pas de 12 μm . Les résultats sont présentés dans le Tableau IV.2. Un coefficient $\eta\beta = 0,64$, une absorption optique $\Phi_\lambda = 1$ et un nombre d'ouverture $F = 1$ sont utilisés pour le calcul du *NETD*.

Cette application numérique confirme ce que nous avons anticipé : les performances des dispositifs MDO06 sont largement limitées par les non linéarités électrostatiques ($NETD_{thermo} = 6,1 \text{ K}$ à opposer à la contribution théorique du bruit de phonon, présentée dans le Tableau III.1, $NETD_{ph} = 26 \text{ mK}$).

Les performances des dispositifs MDO01 sont d'abord calculées pour une amplitude critique théorique de 7° . Expérimentalement, nous avons montré au Chapitre III que la compensation des non linéarités permet d'obtenir régulièrement des amplitudes critiques de l'ordre de 13° . Le *NETD* calculé pour le bruit thermomécanique est alors de 170 mK.

Tableau IV.2 : Estimation de la contribution du bruit thermomécanique au *NEP* et au *NETD* pour trois variantes de détecteurs, pour une ENWB de 7 kHz. Les TCF sont extraits de la Figure III.37. Le bruit thermomécanique est aussi estimé pour un résonateur MDO01 possédant une amplitude critique typiquement observée expérimentalement sur les résonateurs au sein des barrettes (soit $\theta_c = 13,5^\circ$).

<u>Variante</u>	<u>G_{th} (W/K)</u>	<u> \alpha_T (/K)</u>	<u>\tau_{th} (ms)</u>	<u>NEP (pW)</u>	<u>NETD (K)</u>
MDO01	$5 \cdot 10^{-8}$	$60 \cdot 10^{-6}$	0,5	32	0,35
MDO06	$0,95 \cdot 10^{-8}$	$100 \cdot 10^{-6}$	2,8	580	6,1
MDO08	$3,1 \cdot 10^{-8}$	$40 \cdot 10^{-6}$	0,8	80	0,8
MDO01 _{exp}	$5 \cdot 10^{-8}$	$60 \cdot 10^{-6}$	0,5	17	0,17

IV.3.b) Bruit du circuit électronique

Nous nous intéressons à présent au bruit du circuit électronique utilisé pour mesurer nos dispositifs. Celui-ci provient de l'amplificateur opérationnel (AOP) utilisé ainsi que du LIA, soit :

$$S_{V_n}(\omega) = S_{AOP}(\omega) + S_{LIA}(\omega) \quad (IV.20)$$

Au-delà, d'une dizaine de kHz, ces bruits sont généralement blanc. Il est de $5 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ pour notre LIA. En revanche, il est plus difficile à évaluer dans le cas du circuit intermédiaire utilisé. Nous avons donc développé un modèle analytique afin d'estimer $S_{AOP}(\omega)$, que nous présentons ici.

IV.3.b.i) Modélisation du bruit en tension en sortie de l'AOP

Afin d'estimer le niveau de bruit du circuit intermédiaire, nous nous sommes inspirés des tutoriaux fournis par Analog Devices [5]. Le circuit de détection expérimental est schématisé sur la Figure IV.4. Le résonateur est modélisé par la capacité variable C_d tandis que C_p modélise les capacités parasites totales en entrée de l'amplificateur (prenant donc en compte, notamment, la capacité d'entrée C_{in} de l'AOP).

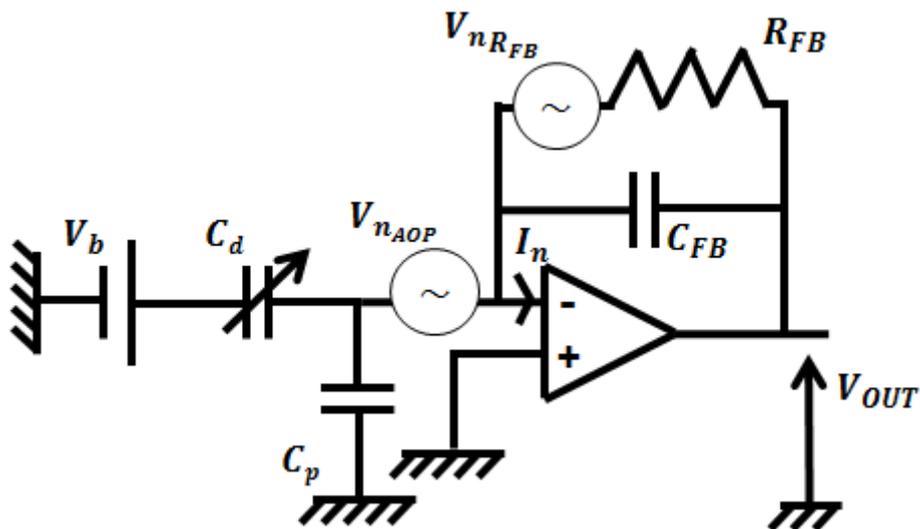


Figure IV.4 : Circuit transimpédance représenté avec ses différentes sources de bruits. $V_{n_{amp}}$ représente le bruit en entrée en tension de l'amplificateur et I_n le bruit en courant.

Le bruit *rms* total en tension, en sortie de l'amplificateur, peut être exprimé comme la somme quadratique des 3 sources de bruits, provenant :

- Du bruit Johnson de la résistance de contre-réaction (résistance nécessaire afin d'éviter une saturation de l'AOP),
- De l'amplification du bruit de tension en entrée par les capacités parasites en entrée de l'amplificateur,
- De la conversion du courant de bruit en tension via l'impédance de contre réaction.

Finalement, le bruit en tension en sortie de l'AOP s'exprime par :

$$\begin{aligned}
 V_{AOP} &= \sqrt{V_{n_{RFB}}^2 + V_{n_{I_n}}^2 + V_{n_{amp}}^2} \text{ avec} \\
 V_{n_{amp}} &= V_{n_{AOP}} \left| 1 + \frac{C_p}{C_{FB}} \frac{1}{\left(1 - j \frac{f_c}{f}\right)} \right| \left| \frac{1}{\left(1 + j \frac{C_p}{C_{FB}} \frac{f}{f_{CO}}\right)} \right| [V/\sqrt{HZ}] \\
 V_{n_{RFB}} &= \sqrt{4k_B T R_{FB}} \left| \frac{1}{1 + j \frac{f}{f_c}} \right| [V/\sqrt{HZ}] \\
 V_{n_{I_n}} &= R_{FB} I_n \left| \frac{1}{1 + j \frac{f}{f_c}} \right| [V/\sqrt{HZ}]
 \end{aligned} \tag{IV.21}$$

Où $f_c = 1/(2\pi R_{FB} C_{FB})$ représente la fréquence caractéristique du filtre RC de la boucle de contre réaction. f_{CO} représente la fréquence de coupure haute de l'amplificateur.

Selon les applications, un compromis est généralement à trouver entre bruit en tension et en courant en entrée de l'AOP, qui détermine le type de transistors à utiliser en entrée de l'amplificateur : JFET, MOSFET ou bipolaire. Pour notre application, les transistors JFET représentent le meilleur compromis pour une électronique discrète entre bruit de tension en entrée faible, capacité d'entrée faible et bruit de courant en entrée acceptable. Ce dernier est en effet filtré par le filtre RC qui agit comme un passe-bas vis-à-vis des bruits $V_{n_{RFB}}$ et $V_{n_{I_n}}$. Les performances de trois AOP du commerce sont comparées dans le Tableau IV.3.

Finalement, le ADA4817 représente le meilleur compromis V_n/C_{in} . La contribution du bruit en $1/f$ dans $V_{n_{amp}}$ est négligeable pour des fréquences supérieures à 100 kHz. Le bruit total en tension en sortie de l'amplificateur V_{AOP} est représenté sur la Figure IV.5, supposant un AOP ADA4817, une capacité $C_{FB} = 1 \text{ pF}$, une résistance $R_{FB} = 10 \text{ G}\Omega$ et une capacité d'entrée limitée par l'AOP $C_p = C_{in} = 1,3 \text{ pF}$. La contribution de chaque source y est aussi représentée. Nous constatons que le niveau de bruit est contrôlé par le rapport C_p/C_{FB} pour des fréquences supérieures à 100 kHz. Ainsi, dans cette bande de fréquence, une diminution de C_{FB} n'améliore pas le SNR. Un bruit en tension $V_{AOP} = 9,2 \text{ nV}/\sqrt{HZ}$ est alors attendu dans cette bande de fréquence, soit un bruit en tension de $V_n = \sqrt{V_{AOP}^2 + V_{LIA}^2} = 10 \text{ nV}/\sqrt{HZ}$.

Tableau IV.3 : Comparaisons des performances de bruits de différents amplificateurs opérationnels du commerce (AOP en JFET).

Référence	$V_{n_{AOP}} (nV/\sqrt{Hz})$	$I_n (fA/\sqrt{Hz})$	$f_{CO} (MHz)$	$C_{in} (pF)$
AD8033	11	0,7	80	2,3
ADA4817	4	2,5	500	1,3
AD8655	2,7	1	27	9,3

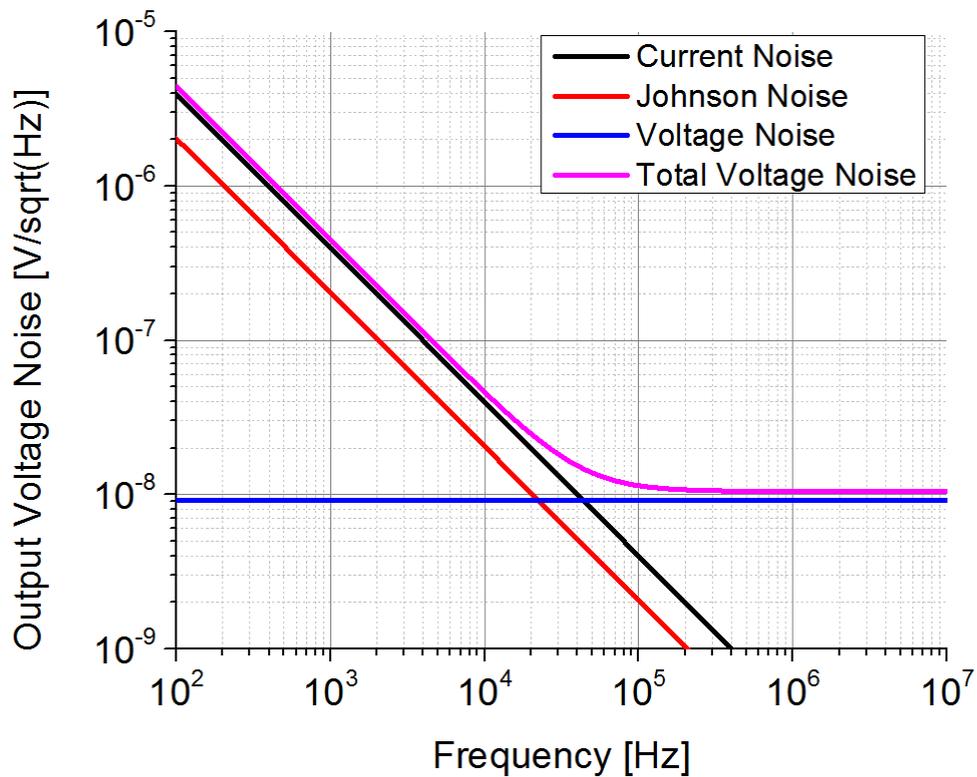


Figure IV.5 : Circuit transimpédance représenté avec ses différentes sources de bruits pour un AOP ADA4817.. Une capacité $C_{FB} = 1 pF$ et une résistance $R_{FB} = 10 G\Omega$ sont utilisées pour la simulation.

IV.3.b.ii) Fluctuations de fréquence en fonction de la géométrie du pixel

De manière similaire à l'étude effectuée sur le bruit thermodynamique, nous nous appuyons sur l'Eq. (IV.8) afin d'estimer la stabilité fréquentielle du résonateur :

$$y_{RMS} = \frac{1}{2Q} \frac{V_n \sqrt{f_{BW}}}{V_{out}} \quad (IV.22)$$

Où V_{out} est la tension mesurée par le LIA, à la résonance. En utilisant l'Eq. (III.43), nous pouvons expliciter V_{out} :

$$y_{RMS} = \frac{1}{2Q} \frac{V_n \sqrt{f_{BW}}}{V_{DC} (\Delta C(\theta) - \Delta C(-\theta))} 2C_{FB} \quad (IV.23)$$

Nous nous plaçons dans l'hypothèse d'une lecture en pied de colonne, soit $f_{BW} = 7kHz$. De plus, nous supposons ici une détection directe, c'est-à-dire non hétérodyne (d'où un gain d'un facteur 2 sur le signal en sortie – et donc sur les fluctuations de fréquence – comparé aux résultats expérimentaux). La Figure IV.6 illustre la contribution du bruit électronique aux fluctuations de fréquence du résonateur en fonction de ses dimensions géométriques.

Pour le besoin des calculs de la tension de sortie du résonateur, nous limitons l'amplitude critique à 90% de θ_{max} (d'où la présence de plateaux sur les différentes figures).

Naturellement, nous retrouvons les tendances observées sur la Figure III.13 car, contrairement au bruit thermomécanique, le niveau de bruit en tension est indépendant des paramètres géométriques du résonateur. Néanmoins, il est intéressant d'observer les niveaux des fluctuations de fréquence attendues pour les différents dispositifs fabriqués.

Encore une fois, nous observons la dégradation importante de la stabilité fréquentielle sur les dispositifs MDO06 avec des fluctuations de l'ordre de $6,5.10^{-6}$. A l'évidence, ces dispositifs ne conviennent pas pour remplacer des thermomètres résistifs. En effet, le TCF mesuré pour les dispositifs MDO06 étant seulement de 0,01 %, la contribution du bruit électronique au FM_{th} est alors de 15 (voir Eq. (IV.4)), bien loin du FM_{th} de référence des μ bolomètres (11000).

La Figure IV.6.d est intéressante afin d'estimer l'évolution de la contribution du bruit électronique aux fluctuations de fréquences avec les dimensions de la membrane (soit le pas pixel). Nous observons sur la Figure III.13 l'augmentation de l'amplitude critique lors de la diminution du pas pixel (du fait de la diminution des non linéarités électrostatique) jusqu'à atteindre l'amplitude critique mécanique. Toutefois, le SNR , et donc les fluctuations de fréquences, est aussi affecté par la diminution du pas pixel via la diminution de C_0 . Ainsi, de manière surprenante, nous constatons que la contribution du bruit électronique aux fluctuations de fréquences est invariante avec la surface du pas pixel lorsque l'amplitude critique est limitée par les non linéarités électrostatiques.

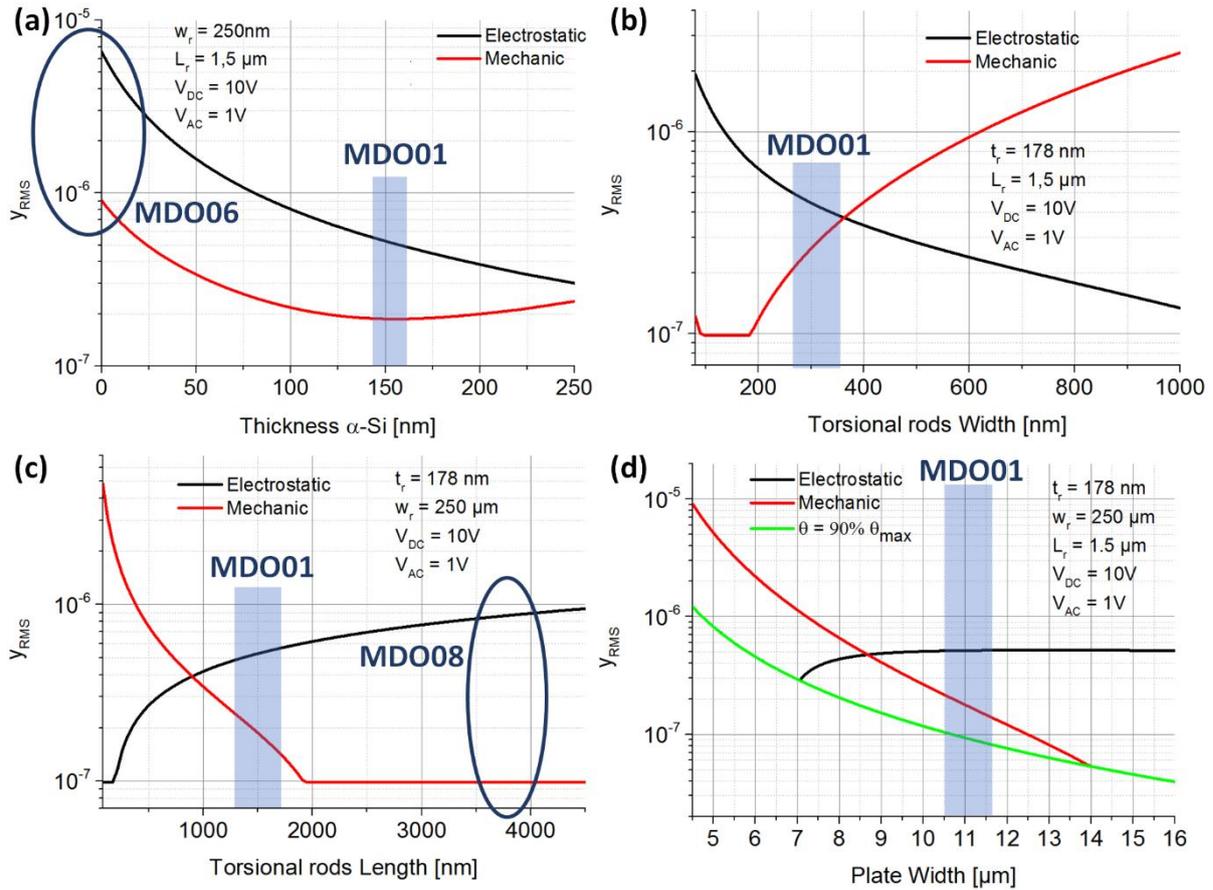


Figure IV.6 : Amplitudes rms des fluctuations de fréquence dues au bruit du circuit électronique, pour une bande passante de bruit $f_{BW} = 7 \text{ kHz}$, en fonction des paramètres géométriques du résonateur: (a) l'épaisseur de silicium amorphe pour $w_r = 250 \text{ nm}$ et $L_r = 1.5 \mu\text{m}$ (b) la largeur w_r pour $L_r = 1.5 \mu\text{m}$ et $t_r = 178 \text{ nm}$, (c) la longueur L_r pour $w_r = 250 \text{ nm}$ et $t_r = 178 \text{ nm}$, (d) la largeur de la membrane W_p pour $t_r = 178 \text{ nm}$, $w_r = 250 \text{ nm}$, $L_r = 1.5 \mu\text{m}$ et $L_p = W_p - 2 \times (1.5 \mu\text{m})$. Sur cette dernière figure, la courbe verte représente les fluctuations de fréquence pour une déflexion équivalente à 90 % de θ_{max} . Les fluctuations sont calculées pour une amplitude maximale limitée soit par les phénomènes électrostatiques (courbes noires) soit par les non linéarités mécaniques (courbes rouges). Un facteur de qualité $Q = 2500$ est supposé pour les simulations ainsi qu'une tension de polarisation $V_{DC} = 10 \text{ V}$ et d'actionnement $V_{AC} = 1 \text{ V}$, pour une détection « classique » - i.e. non hétérodyne. Les dimensions représentatives d'un dispositif MDO01 sont mises en valeur (zones bleues). Les plateaux observés sur les courbes des figures (b) et (c) représentent un niveau de bruit « plafond » pour une déflexion égale à 90% de θ_{max} .

Ainsi, lorsque les non linéarités électrostatiques limite la gamme de fonctionnement linéaire du résonateur et que l'électronique est la source principale de fluctuations de fréquence, **nos dispositifs ont théoriquement un niveau de bruit indépendant de la surface A_p** . Cette propriété est très intéressante afin de réduire le pas pixel sans augmenter de manière excessive l'isolation thermique des capteurs, comme nous l'avons souligné au Chapitre I. De plus, le TCF étant, a priori, dominé par la dépendance du module d'Young avec la température, le FM_{th} des résonateurs est donc aussi indépendant de A_p .

IV.3.b.iii) Influence du pas pixel

Nous proposons dans ce paragraphe d'expliquer la conclusion ci-dessus. Estimons tout d'abord la dépendance de l'amplitude critique avec le pas pixel (Eq. (III.37)) :

$$K_{elec} = \left(\frac{\theta_c}{2}\right)^2 = \frac{2}{3\sqrt{3}} \frac{\kappa_\theta}{Q \frac{C_0}{2} \frac{4}{5} \frac{1}{\theta_{max}^4} \left(\frac{V_{AC}^2}{2} + 2V_{DC}^2\right)} \sim \frac{\theta_{max}^4}{C_0} \quad (IV.24)$$

Or $C_0 \sim W_p L_p \sim A_p$ et $\theta_{max} \sim 1/W_p \sim 1/\sqrt{A_p}$. Ainsi, l'amplitude critique θ_c varie comme $A_p^{-3/2}$. Or, la variation de capacité $\Delta C(\theta_c)$ peut être approchée par l'expression (voir Eq. (III.7)) :

$$\Delta C(\theta_c) = \frac{C_0}{2} \frac{\theta_c}{\theta_{max}} + o(\theta_c) \quad (IV.25)$$

Or, le niveau de signal, et donc d'après l'Eq. (IV.23), les fluctuations de fréquence y_{RMS} , vont varier comme $\Delta C(\theta_c)$. Ainsi :

$$y_{RMS} \sim \frac{1}{\Delta C(\theta_c)} \sim C_0 \frac{\theta_c}{\theta_{max}} \sim A_p \sqrt{A_p} A_p^{-3/2} \quad (IV.26)$$

Nous retrouvons bien une indépendance de la contribution du bruit électronique aux fluctuations de fréquences avec la surface du pixel A_p lorsque l'amplitude critique est limitée par les effets non linéaires électrostatiques.

IV.3.b.iv) NETD des variantes fabriquées

En s'appuyant sur la formule (I.14) et les données du Tableau III.2, les contributions théoriques du bruit électronique au *NEP* et au *NETD* sont estimées pour différentes variantes fabriquées (dispositifs MDO01, MDO06 et MDO08) au pas de 12 μm . Les résultats sont présentés dans le Tableau IV.4. Un coefficient $\eta\beta = 0,64$, une absorption optique $\Phi_\lambda = 1$ et un nombre d'ouverture $F = 1$ sont utilisés pour le calcul du *NETD*.

En comparant ces valeurs à celles présentées dans le Tableau IV.2, il apparaît que les performances de nos résonateurs sont largement limitées par le bruit de l'électronique pour une bande passante de 7 kHz.

L'hypothèse d'une lecture en pied de colonne paraît donc inappropriée. Nous avons étudié les possibilités de diminuer la contribution de cette source de bruit en diminuant la ENBW pour chaque pixel. En effet, le faible auto-échauffement des résonateurs autorise par exemple l'intégration du signal sur le temps de rafraîchissement de l'image – selon un mode de lecture dit dans le pixel.

Tableau IV.4 : Estimation de la contribution du bruit électronique au NEP et au $NETD$ pour trois variantes de détecteurs, pour une ENWB de 7 kHz. Les TCF sont extraits de la Figure III.38. Les amplitudes maximales sont les amplitudes critiques calculées par notre modèle, exceptées pour la dernière ligne, où nous utilisons l'amplitude critique typiquement observé expérimentalement sur les résonateurs au sein des barrettes (soit $\theta_c = 13,5^\circ$).

Variante	G_{th} (W/K)	α_T (/K)	τ_{th} (ms)	NEP (pW)	$NETD$ (K)
MDO01	5.10^{-8}	60.10^{-6}	0.5	590	6.2
MDO06	$0.95.10^{-8}$	100.10^{-6}	2.8	1090	11.4
MDO08	$3.1.10^{-8}$	40.10^{-6}	0.8	1100	11.6
MDO01 _{exp}	5.10^{-8}	60.10^{-6}	0.5	290	3

IV.3.b.v) Influence du mode de lecture du réseau

Ainsi, dans le cas d'une lecture dans le pixel, la ENBW peut être réduite en cohérence avec la fréquence image, soit 20 ms pour une lecture à 50 Hz. Ce mode de lecture nécessite néanmoins une intégration de l'électronique sous le pixel. Par ailleurs, des architectures où le circuit de lecture est co-intégré ont montré des niveaux de bruit pour des capteurs résonants capacitifs de l'ordre de $5 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ [6]. Nous avons donc étudié les fluctuations de fréquence attendues pour un niveau de bruit V_n de $10 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ et de $5 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$.

Les fluctuations de fréquence en fonction du pas pixel pour ces nouvelles hypothèses sont présentées sur la Figure IV.7. Le gain sur le SNR apporté par l'intégration du signal sur une ENBW plus basse permet d'améliorer manifestement la stabilité fréquentielle. Nous voyons donc ici l'intérêt d'une co-intégration de l'électronique de lecture sous le pixel.

Sous une largeur de membrane de 9 μm , nous remarquons donc que la stabilité fréquentielle se dégrade avec la diminution du pas pixel. Comme nous l'avons souligné précédemment, ceci est lié au fait que l'amplitude critique du résonateur est alors limitée par les non linéarités mécaniques. Celle-ci sont indépendantes de A_p (voir Eq. (III.38)) alors que le signal capacitif varie lui comme $A_p^{3/2}$.

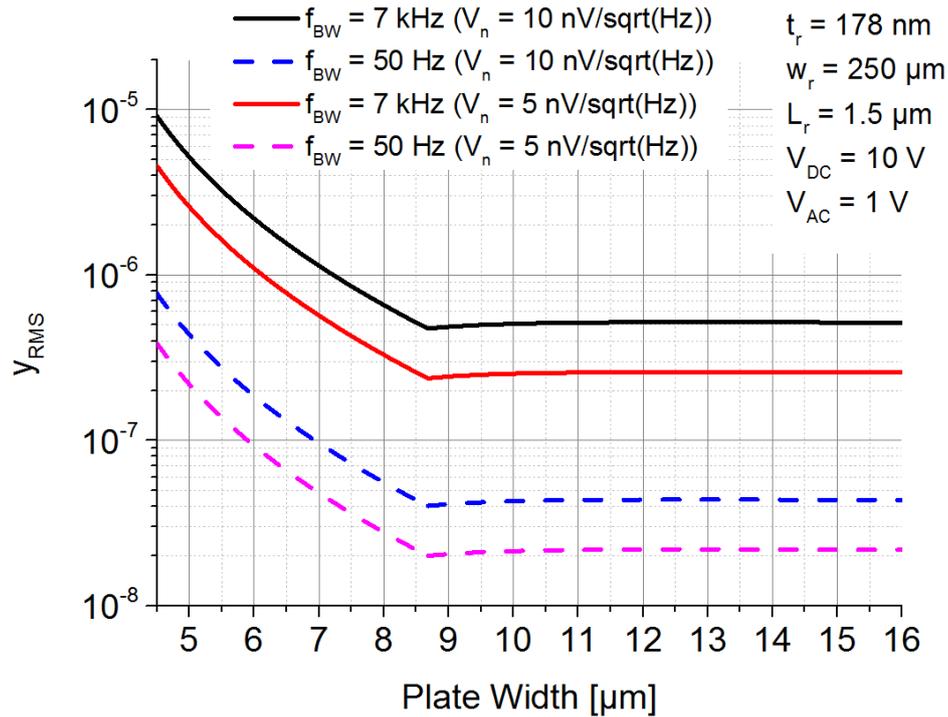


Figure IV.7 : Comparaison des niveaux de fluctuations de fréquences attendues selon la largeur de la membrane W_p pour différentes hypothèses sur le niveau de bruit du circuit électronique ($V_n = 5$ et $10 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$) et sur la bande passante d'intégration du signal $f_{BW} = 50 \text{ Hz}$ et 7 kHz . Nous supposons ici $t_r = 178 \text{ nm}$, $w_r = 250 \text{ }\mu\text{m}$, $L_r = 1.5 \text{ }\mu\text{m}$ et $L_p = W_p - 2 \times (1.5 \text{ }\mu\text{m})$.

Néanmoins, nous avons ici supposé une longueur de bras de torsion $L_r = 1,5 \text{ }\mu\text{m}$. Or, nous observons sur la Figure IV.6.c que l'utilisation d'une longueur $L_r = 2 \text{ }\mu\text{m}$ permet d'augmenter l'amplitude critique, et donc la stabilité fréquentielle, d'un facteur 2.

De plus, l'utilisation d'une tension continue plus importante permettrait d'augmenter le niveau des non linéarités électrostatiques, tout en augmentant le niveau de signal, afin de bénéficier d'une compensation des non linéarités, comme nous le constatons au pas de $12 \text{ }\mu\text{m}$. Une tension $V_{DC} = 60 \text{ V}$ permettrait cette situation.

Sous ces deux hypothèses, nous aurions, un gain minimum (c'est-à-dire sans tenir de l'augmentation de θ_c grâce aux compensations des non linéarités) d'un facteur $2 \times 6 = 12$ sur le SNR , soit $y_{RMS} = 6,6 \cdot 10^{-8}$ au pas de $5 \text{ }\mu\text{m}$, sous les hypothèses $V_n = 10 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ et $f_{BW} = 50 \text{ Hz}$. Nous devrions toutefois utiliser alors des tensions continues importantes, difficilement compatibles avec les tensions d'utilisation classiques des circuits CMOS.

Finalement, nous avons pris l'hypothèse d'une longueur de membrane $L_p = W_p - 3.10^{-6} = 1,5 \mu m$ au pas de $5 \mu m$ afin de tenir compte de l'encombrement des plots d'ancrages, selon les règles de dessins établies au pas de $12 \mu m$. Il est probable qu'une optimisation du dessin du pixel permettrait d'augmenter la surface active du pixel et donc le *SNR*. Nous étudierons plus en détail le dessin d'un pixel au pas de $5 \mu m$ dans le Chapitre V. Toutefois, ce paragraphe nous permet d'ores et déjà d'entrevoir les difficultés à concevoir un pixel performant avec une transduction capacitive au pas de $5 \mu m$.

Cette première partie se concentrait sur les fluctuations de fréquence provoquées par des bruits affectant l'amplitude du signal. Nous proposons à présent d'étudier les sources de bruits affectant directement la fréquence du signal.

➤ Sources de bruits affectant directement la fréquence du signal

La sensibilité fréquentielle des résonateurs NEMS aux conditions extérieures les rendent notamment susceptibles aux fluctuations modifiant leur masse ou leur rigidité. Ekinici *et al* ont recensé ces sources de bruits limitant les performances de résonateurs pour la détection de gaz [4] :

- Le mécanisme d'adsorption-désorption de molécules à la surface du résonateur, modifiant la masse effective du résonateur ;
- Les fluctuations de température du résonateur, modifiant la fréquence du résonateur via le TCF.

Il s'avère toutefois que le fonctionnement de nos dispositifs sous pression réduite permet de négliger le mécanisme d'adsorption-désorption devant le bruit de phonon. Par ailleurs, sous pression réduite, les échanges thermiques résultent essentiellement de phénomènes de conduction ou de radiation. Néanmoins, comme nous l'avons précisé au Chapitre I, les échangeurs de chaleur au sein des détecteurs thermiques sont généralement dominés, pour les pas pixels étudiés ici, par des mécanismes de conduction ($G_{rad} \ll G_{bras}$). Ainsi, nous ne considérons ici que les fluctuations de température liées aux échanges de phonons entre le résonateur et le substrat.

Nous précisons en outre qu'un fonctionnement non linéaire du résonateur peut mener à une transposition fréquentielle du bruit basse fréquence de l'amplificateur et ainsi perturber la phase du signal [7]. C'est notamment une des raisons qui justifie un fonctionnement linéaire du résonateur.

IV.3.c) Bruit de phonon.

Les fluctuations d'énergie au sein d'un système à l'équilibre thermodynamique sont données par l'expression suivante :

$$\langle \Delta E^2 \rangle = k_B T^2 C_{th} [J^2] \quad (IV.27)$$

Ce résultat est démontré dans l'Annexe VII. Or, par définition $\Delta E = C_{th}\Delta T$, (à volume et nombre constant de particules) de sorte que ces fluctuations d'énergie peuvent se traduire en fluctuations de température du système à l'équilibre thermodynamique :

$$\langle \Delta T^2 \rangle = \frac{\langle \Delta E^2 \rangle}{C_{th}^2} = \frac{k_B T^2}{C_{th}} \quad [K^2] \quad (IV.28)$$

IV.3.c.i) Densité spectrale du bruit de phonon

Sur la base de l'équation (I.12), la relation entre les densités spectrales de puissances de bruit de température du pixel $S_T(\omega)$ et de puissance d'une source externe $S_P(\omega)$ s'établit :

$$S_T(\omega) = \frac{1}{G_{th}^2} \frac{S_P(\omega)}{1 + (\omega\tau_{th})^2} = \frac{1}{G_{th}^2} \frac{P_0^2}{1 + (\omega\tau_{th})^2} \quad [K^2 \cdot Hz^{-1}] \quad (IV.29)$$

Où P_0 est une constante. En effet, au regard des bandes passantes utilisées dans le domaine de l'imagerie, les fluctuations de puissances peuvent être considérées comme indépendantes de la fréquence[8]. Intégrant l'expression précédente sur toutes les fréquences, nous trouvons :

$$\int_0^\infty S_T(\omega) d\omega = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \frac{P_0^2}{G_{th}^2 (1 + (\omega\tau_{th})^2)} d\omega = \int_0^\infty \frac{P_0^2}{G^2 (1 + (\omega\tau_{th})^2)} d\omega \quad [K^2] \quad (IV.30)$$

Or, la densité spectrale de bruit et la fonction d'autocorrélation du signal aléatoire sont reliées par la relation :

$$\langle \Delta T^2 \rangle = \int_0^\infty S_T(\omega) d\omega \quad [K^2] \quad (IV.31)$$

Ainsi, égalisant les Eq. (IV.31) et (IV.28), nous trouvons :

$$P_0^2 = G_{th}^2 \frac{k_B T^2}{C_{th}} 4\tau_{th} = 4G_{th} k_B T^2 \quad [W^2 \cdot Hz^{-1}] \quad (IV.32)$$

Par ailleurs, le NEP correspond par définition, au coefficient $\eta\beta$ près, à $\sqrt{P_0^2 \Delta f}$, où $\Delta f = f_{BW} - f_{inf} = f_{BW}$ représente ici la ENBW, dans l'hypothèse $f_{inf} = 1 \text{ Hz}$. Ainsi :

$$NEP_{ph} = \begin{cases} \frac{1}{\eta\beta} \sqrt{4G_{th} k_B T^2 \Delta f} \text{ si } f_{BW} < f_{th} = \frac{1}{4\tau_{th}} \\ G_{th} \frac{1}{\eta\beta} \sqrt{\frac{k_B T^2}{C_{th}}} \text{ si } f_{BW} > f_{th} = \frac{1}{4\tau_{th}} \end{cases} \quad [W] \quad (IV.33)$$

Nous retrouvons donc l'Eq. (I.22), qui nous a permis de définir les critères permettant une contribution du bruit de phonon au $NETD$ d'un détecteur thermique de 50 mK au pas de 5 μm .

Hors équilibre, cette expression doit être modifiée car la conductance thermique dépend de la température [9]. Ces calculs sont généralement réservés aux applications spatiales, où les sensibilités à basse température sont limitées par les bruits d'origine thermiques.

Finalement, l'Eq. (IV.32) permet ainsi de définir les fluctuations de température de la membrane en fonction du rapport de la ENBW f_{BW} sur la bande passante thermique f_{th} :

$$\langle \Delta T^2 \rangle = \begin{cases} \frac{4k_B T^2}{G_{th}} f_{BW} \text{ si } f_{BW} < f_{th} \\ \frac{k_B T^2}{C_{th}} \text{ si } f_{BW} > f_{th} \end{cases} \quad [K^2] \quad (IV.34)$$

IV.3.c.ii) Fluctuations de fréquence et performances limites des variantes fabriquées

Ces fluctuations de température se traduisent en fluctuations de fréquence autour de la fréquence de résonance par l'intermédiaire du TCF :

$$\langle y^2 \rangle = \begin{cases} \alpha_T^2 \frac{4k_B T^2}{G_{th}} \Delta f \text{ si } f_{BW} < f_{th} \\ \alpha_T^2 \frac{k_B T^2}{C_{th}} \text{ si } f_{BW} > f_{th} \end{cases} \quad (IV.35)$$

Comme nous l'avons fait pour le bruit thermomécanique, nous évaluons ici les fluctuations maximales de fréquence provoquées par cette source de bruit, pour une lecture en pied de colonne $f_{BW} = 7kHz \gg f_{th}$. Les résultats sont reportés sur la Figure IV.8, pour les dispositifs MDO01, MDO06 et MDO08, en s'appuyant sur les valeurs de TCF de la Figure III.38.

Naturellement, nous remarquons que la stabilité fréquentielle est dégradée lorsque le pas est réduit. Cela résulte d'une baisse de C_{th} car nous supposons une épaisseur de matériau constante lorsque nous réduisons la surface du pixel. En théorie, nous avons montré au Chapitre I que l'ajout de matériau sur la membrane permet de limiter ce bruit, tout en conservant des temps de réponse thermique compatibles avec l'imagerie.

Par ailleurs, la mesure des propriétés mécaniques du dispositif MDO11 (Al sur la membrane) montre que l'augmentation du moment d'inertie ne dégrade pas le facteur de qualité.

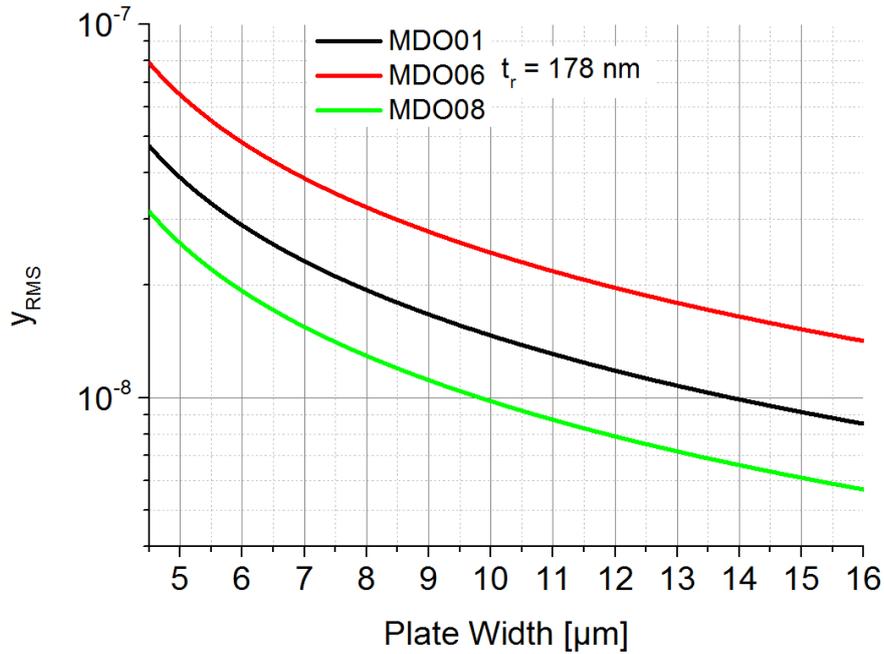


Figure IV.8 : Contribution du bruit de phonon aux fluctuations de fréquence en fonction de la largeur de la membrane W_p et pour une longueur $L_p = W_p - 2 \times (1.5 \mu m)$. Nous considérons ici $f_{BW} \gg f_{th}$. Les TCF utilisés pour le calcul du bruit de phonon sont extraits de la Figure III.38.

En s'appuyant sur la formule (I.14) et les données du Tableau III.2, les contributions théoriques du bruit de phonon au NEP et au $NETD$ sont estimées pour différentes variantes fabriquées (dispositifs MDO01, MDO06 et MDO08) au pas de $12 \mu m$. Les résultats sont présentés dans le Tableau IV.4. Un coefficient $\eta\beta = 0,64$, une absorption optique $\Phi_\lambda = 1$ et un nombre d'ouverture $F = 1$ sont utilisés pour le calcul du $NETD$.

Tableau IV.5 : Estimation de la contribution du bruit de phonon au NEP et au $NETD$ pour trois variantes de détecteurs, pour une ENWB de 7 kHz. Les TCF utilisés pour chaque variante sont extraits de la Figure III.38.

Variante	G_{th} (W/K)	α_T (/K)	τ_{th} (ms)	NEP (pW)	$NETD$ (K)
MDO01	$5 \cdot 10^{-8}$	$60 \cdot 10^{-6}$	0,5	590	0,14
MDO06	$0,95 \cdot 10^{-8}$	$100 \cdot 10^{-6}$	2,8	1090	0,03
MDO08	$3,1 \cdot 10^{-8}$	$40 \cdot 10^{-6}$	0,8	1100	0,08
MDO01 _{exp}	$5 \cdot 10^{-8}$	$60 \cdot 10^{-6}$	0,5	290	0,14

IV.3.d) Conclusion sur les considérations théoriques

En conclusion, nous retenons que les performances des bolomètres résonants fabriqués sont largement limitées par le bruit électronique. Si la diminution de la ENBW permet de limiter la contribution de cette source de bruit, la détection capacitive ne permet pas, a priori, d'atteindre les bruits thermiques que sont le bruit de phonon ou le bruit thermomécanique (du même ordre de grandeur, dans notre configuration).

Dans le meilleur des cas, pour le dispositif MDO01, nous montrons qu'une lecture dans le pixel permet d'atteindre théoriquement une stabilité fréquentielle de l'ordre de $4 \cdot 10^{-8}$, 4 fois supérieure à la contribution du bruit de phonon. Ceci correspond à un *NETD* de 300 mK, en utilisant les amplitudes observées expérimentalement, avec une lecture directe et une ENBW de 50 Hz. Le FM_{th} théorique d'un tel dispositif est alors de 3000, toujours sous les performances des thermomètres résistifs au pas de $12 \mu\text{m}$ ($FM_{th} = 11000$).

Nous avons mis en évidence la dégradation de la stabilité fréquentielle des dispositifs MDO06, possédant des bras peu épais, même dans le cas de performances limitées par le bruit thermomécanique. Ainsi, l'utilisation d'une couche épaisse de matériau sur les bras est nécessaire mais doit être compensée par des bras d'isolation thermique plus longs que ceux dessinés pour les dispositifs MDO01. Ces conclusions doivent être prises en compte dans les règles de dessin d'un dispositif au pas de $5 \mu\text{m}$ (Chapitre V).

Afin de confirmer par l'expérience cette étude théorique, nous avons mesuré les fluctuations de fréquence de nos résonateurs. Nous présentons tout d'abord la méthode utilisée pour estimer la stabilité fréquentielle de nos résonateurs puis analysons les résultats obtenus. Finalement, une comparaison entre les *NEP* potentiels des principaux dispositifs MDO0X est présentée.

IV.4) Mesures de stabilités fréquentielles

Nous présentons à présent les mesures des fluctuations de fréquence de nos résonateurs. Celles-ci sont effectuées en boucle ouverte ou fermée. Des algorithmes ad-hoc sont appliquées sur les données expérimentales afin d'extraire des grandeurs caractéristiques de ces fluctuations, comme la variance d'Allan ou la densité spectrale de bruit.

IV.4.a) Outils d'analyse

IV.4.a.i) Variance d'Allan

Le calcul de la variance d'Allan est un outil communément utilisé afin de caractériser la stabilité fréquentielle des oscillateurs. Cet outil, aussi nommé variance à deux échantillons, a notamment été introduit pour sa capacité à converger pour les principaux types de bruit du modèle en lois de puissances, introduits en début de chapitre [10]. En effet, ce n'est pas toujours le cas pour la variance vraie [11].

Nous reprenons l'expression du signal d'un oscillateur réel, en négligeant les fluctuations d'amplitude du signal : $V(t) = V_{out} \sin(2\pi f_0 t + \Lambda(t))$. La fréquence instantanée du signal $f(t)$ est donc définie par :

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{\delta(2\pi f_0 t + \Lambda(t))}{\delta t} = f_0 + \frac{1}{2\pi} \frac{\delta\Lambda(t)}{\delta t} \quad (\text{IV.36})$$

Nous définissons l'erreur temporelle, comme l'écart temporel au temps t entre le signal idéal ($\Lambda(t) = 0$) et le signal réel :

$$x(t) = \frac{2\pi f_0 t + \Lambda(t)}{2\pi f_0} - \frac{2\pi f_0 t}{2\pi f_0} = \frac{\Lambda(t)}{2\pi f_0} \quad (\text{IV.37})$$

L'écart à la fréquence normalisée $y(t)$ est défini comme l'écart relatif à la fréquence nominale f_0 :

$$y(t) = \frac{f(t) - f_0}{f_0} - \frac{2\pi f_0 t}{2\pi f_0} = \frac{1}{2\pi f_0} \frac{\delta\Lambda(t)}{\delta t} = \frac{\delta x(t)}{\delta t} \quad (\text{IV.38})$$

On note \bar{y} la moyenne de ces écarts de fréquence sur un intervalle τ :

$$\bar{y}(t, \tau) = \frac{1}{\tau} \int_t^{t+\tau} y(t) dt = \frac{1}{\tau} \int_t^{t+\tau} \frac{\delta x(t)}{\delta t} dt = \frac{x(t+\tau) - x(t)}{\tau} \quad (\text{IV.39})$$

On note alors \bar{y}_k la série des M échantillons, obtenue de l'intégration successive des échantillons $x(t)$, de sorte qu'il n'y a, dans ce cas, ni temps mort, ni recouvrement entre les échantillons moyennés. Un exemple de calcul de \bar{y}_k à partir d'un échantillon temporel de $x(t)$ est présenté Figure IV.9.

La variance vraie de ces moyennes successives s'écrit alors :

$$I^2(\tau) = \langle (\bar{y}_k - \langle \bar{y}_k \rangle)^2 \rangle \quad (\text{IV.40})$$

On remarque que cette expression tend vers la variance vraie des échantillons lorsque $\tau \rightarrow 0$:

$$\lim_{\tau \rightarrow 0} I^2(\tau) = \langle (y(t) - \langle y(t) \rangle)^2 \rangle = \sigma_y^2 \quad (\text{IV.41})$$

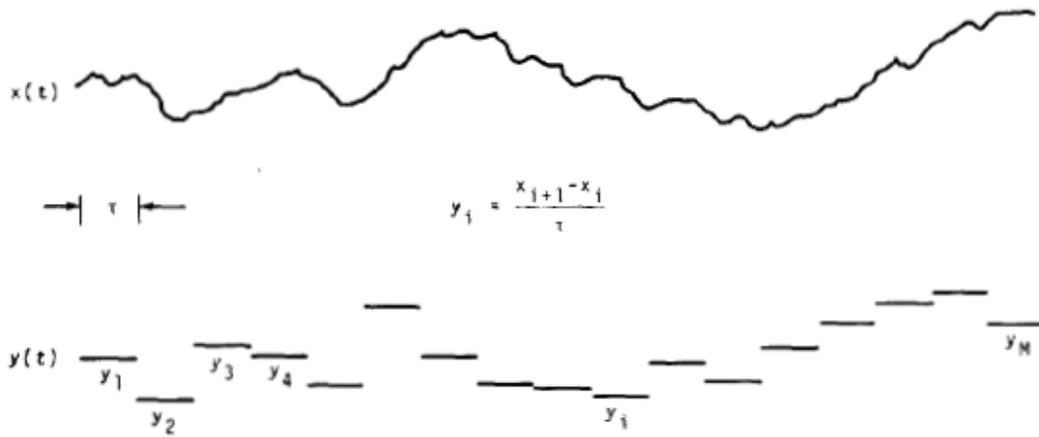


Figure IV.9: Echantillons d'erreur temporel $x(t)$ simulé en fonction du temps et la série y_k des écarts de fréquences calculés à partir de ces échantillons pour un temps τ , nécessaire au calcul de la variance $\sigma_y^2(\tau)$. Adapté de Allan[12].

Pour un nombre fini d'échantillons M , un estimateur de l'expression de la variance vraie est :

$$\sigma_y^2(M, \tau) = \frac{1}{M-1} \sum_{i=1}^M \left(y_i - \frac{1}{M} \sum_{j=1}^M y_j \right)^2 \quad (\text{IV.42})$$

On montre que cet estimateur n'est pas biaisé pour le bruit blanc de fréquence, c'est-à-dire que $\langle \sigma_y^2(M, \tau) \rangle = I^2(\tau)$. Par convention, la communauté scientifique a choisi d'utiliser $M = 2$ de sorte que l'on définit la variance à deux échantillons – ou variance d'Allan par l'expression :

$$\sigma_y^2(\tau) = \langle \sigma_{(2)}^2(2, \tau) \rangle = \frac{1}{2(M-1)} \sum_{k=1}^{M-1} (\overline{y_{k+1}} - \overline{y_k})^2 \quad (\text{IV.43})$$

Ainsi, un échantillon de données de fréquence en fonction du temps peut permettre de calculer la variance d'Allan pour plusieurs temps d'observation τ . Plus simplement, cette variance peut être vue comme la moyenne quadratique des écarts entre les échantillons moyennés successifs. Elle permet d'estimer la stabilité de l'oscillateur pour différents temps d'intégration à partir d'une seule acquisition. La déviation d'Allan, notée $\sigma_y(\tau) = \sqrt{\sigma_y^2(\tau)}$, permet d'estimer la stabilité fréquentielle d'un résonateur en fonction du temps d'intégration τ .

De plus, le type de bruit affectant l'oscillateur peut être estimé à partir des pentes de la courbe $\sigma_y(\tau)$ [13] :

- Bruit blanc de phase $S_y(f) = Kf^2 \rightarrow \sigma_y(\tau) \propto \tau^{-1}$
- Bruit rose de phase $S_y(f) = f \rightarrow \sigma_y(\tau) \propto \tau^{-1}$
- Bruit blanc de fréquence $S_y(f) = K \rightarrow \sigma_y(\tau) \propto \tau^{-0,5}$
- Bruit rose de fréquence $S_y(f) = Kf^{-1} \rightarrow \sigma_y(\tau) \propto \tau^0$
- Bruit de marche blanc de fréquence $S_y(f) = Kf^{-2} \rightarrow \sigma_y(\tau) \propto \tau^{0,5}$

Une déviation d'Allan issue d'une mesure des fluctuations de fréquence d'un résonateur MDO01 est illustrée sur la Figure IV.10. Une lecture graphique de cette courbe permet de remarquer qu'une intégration du signal sur un temps $\tau = 300 \text{ ms}$ permet d'obtenir des fluctuations de fréquence relative minimale $\sigma_y = 1,5 \cdot 10^{-7}$. Nous observons que pour des temps d'intégration plus courts, correspondant aux temps d'intégration typiques de l'imagerie ($70 \mu\text{s} < \tau < 20 \text{ ms}$), la stabilité fréquentielle est dégradée selon une pente en $\tau^{-0,5}$, caractéristique d'un bruit blanc.

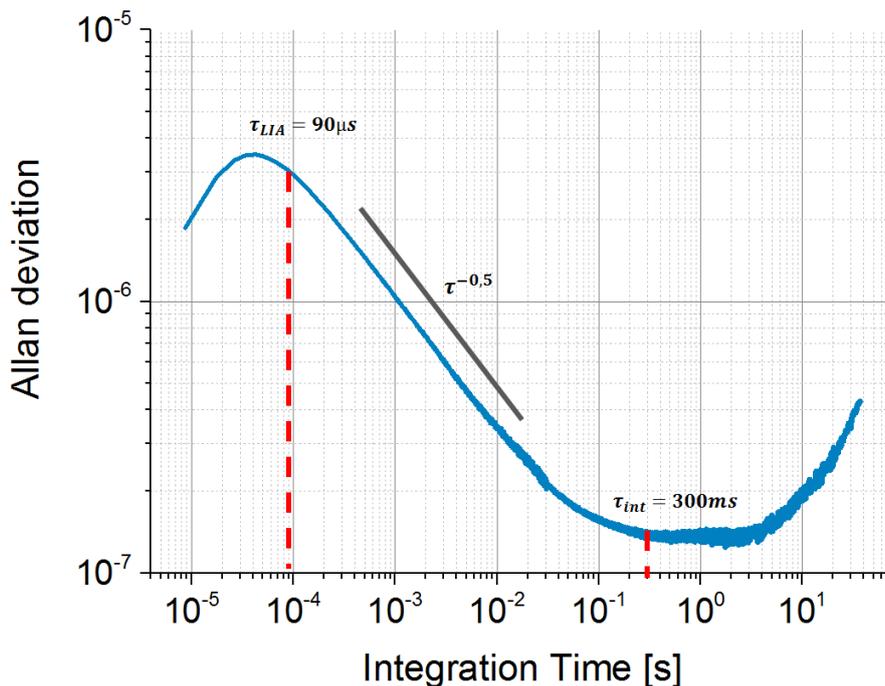


Figure IV.10 : Exemple de déviation d'Allan extraite des mesures des fluctuations de fréquences d'un résonateur MDO01 ($f_0 = 1,1 \text{ MHz}$ et $Q = 1800$). L'acquisition est effectuée avec une ENBW de $1/(\tau_{LIA}) = 11,1 \text{ kHz}$.

IV.4.a.ii) Densité spectrale de bruit

La densité spectrale de puissance (DSP) de la fréquence permet une vision des bruits, et dérivés courts termes, des sources de bruits affectant la fréquence du signal. De plus, elle permet d'identifier la présence de signaux harmoniques parasites lors des acquisitions de fréquence. Un exemple où la présence de signaux harmoniques perturbe le calcul de la variance d'Allan est présenté sur la Figure IV.11.a, ainsi que la DSP correspondant aux échantillons de fréquence mesurés.

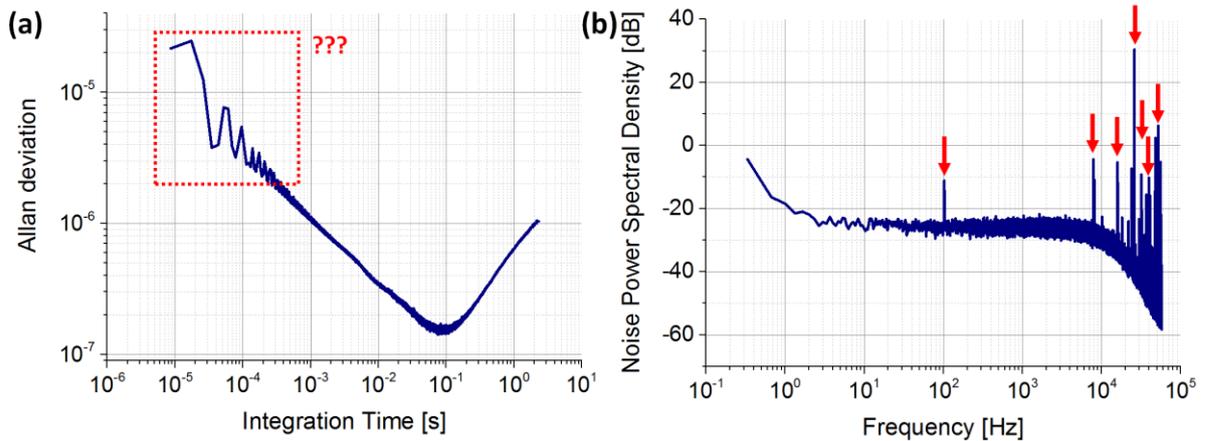


Figure IV.11 : (a) Exemple d'une déviation d'Allan dont le calcul est perturbé par des signaux parasites. (b) DSP des données de fréquences. On observe la présence de pic perturbant le signal. Le filtrage de ces signaux post-acquisition permet d'obtenir des données plus propres et d'estimer la stabilité fréquentielle à partir de la déviation d'Allan (voir Figure IV.10).

Afin de corriger l'effet de ces signaux harmoniques, un code a été développé dans le cadre de la thèse de Rémi Pérénon [14] permettant de filtrer et lisser ces composantes. La Figure IV.10 présente les données de la Figure IV.11, filtrées par l'intermédiaire de code. La DSP est donc un outil de caractérisation des fluctuations de fréquence complémentaire à la variance d'Allan. Nos acquisitions sont rarement perturbées par ces signaux parasites qui affectent de manière beaucoup plus fréquentes, par exemple, les détections piezorésistives [15].

Plus généralement, variance d'Allan et DSP sont liées l'une à l'autre par la relation [16] :

$$\sigma_y^2(\tau) = 2 \int_0^\infty S_y(f) \frac{\sin^4(\pi\tau f)}{(\pi\tau f)^2} df \quad (IV.44)$$

IV.4.b) Protocole de mesure

IV.4.b.i) Montage du résonateur

Les mesures de bruits sont effectuées sur des résonateurs intégrés en ETSV. L'espace interne des enceintes permet de loger un circuit imprimé (PCB pour *Printed Circuit Board*) intégrant l'amplificateur au plus près des dispositifs tandis que la limande nous permet de polariser l'AOP. En effet, comme nous l'avons mentionné précédemment, les capacités parasites entre l'électrode du résonateur et l'entrée de l'amplificateur doivent être minimisées afin de détecter le signal avec un bruit d'amplitude au plus bas (voir Eq. (IV.21)). L'utilisation des barrettes paramétriques est préférable aux matrices pour 3 raisons :

- La configuration des barrettes permet d'utiliser un câblage par soudure filaire (*wire-bonding*) plus courts, et donc de minimiser les interactions capacitives entre le câblage et le substrat. De plus, nous constatons que la polarisation du substrat nécessite moins de colle d'argent sur les barrettes que sur les matrices (Figure IV.12.a/b). En effet, nous avons constaté que l'utilisation de *wire-bonding* peut largement perturber le signal s'il existe une interaction importante entre le fil conducteur et la colle d'argent (le substrat, plus généralement).
- Nous observons expérimentalement un bruit du circuit électronique moins important pour les barrettes. Ce résultat peut s'expliquer par la présence de pistes plus courtes et de plots de *bonding* plus petits sur les puces en silicium. Leur contribution à la capacité parasite totale en amont du circuit sera donc plus faible, ce qui conduit, d'après notre modèle, à un bruit d'amplitude du circuit plus faible.
- Comme décrit au Chapitre III, les non linéarités durcissantes sont plus importantes au sein des matrices (et donc les amplitudes critiques plus faibles). Nous anticipons donc des stabilités fréquentielles dégradé par les bruits d'amplitude par rapport aux dispositifs MDO01 des barrettes.

Une fois le dispositif monté et connecté dans l'ETSV, les câbles coaxiaux sont connectés sur des embases coaxiales étanches traversant le corps de l'enceinte (Figure IV.12.c), puis une fenêtre IR est installée sur le capot qui ferme l'ETSV. La connexion des signaux via la limande (96 connexions disponibles) a aussi été testée et montre qu'elle permet de détecter la résonance mécanique mais qu'elle introduit une dégradation importante du *SNR*. Enfin l'ETSV est installé sur un banc de caractérisation électrooptique (Figure IV.12.d).

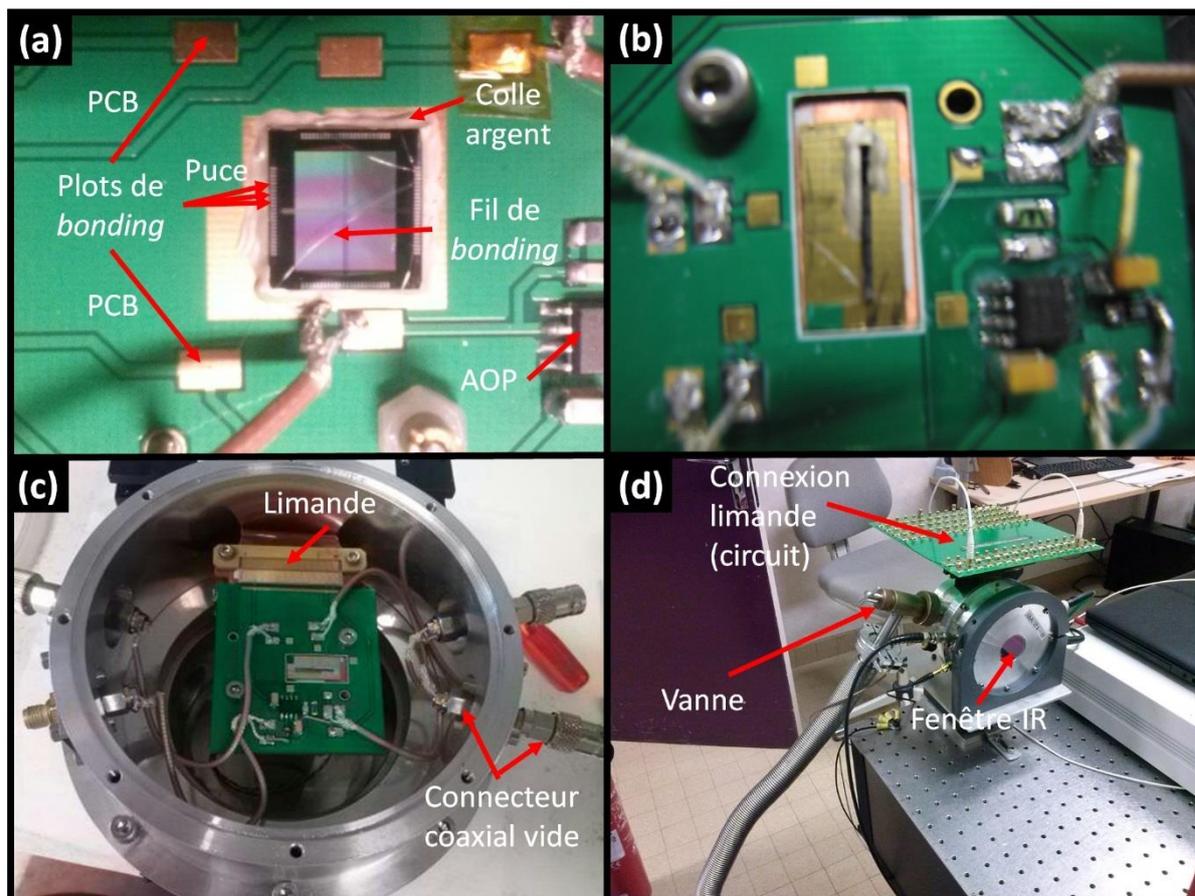


Figure IV.12 : Exemple du montage dans une ETSV d'une : (a) matrice de dispositifs MDO01 (b) d'une barrette paramétrique. (c) Connexion du PCB aux connecteurs SMA du capot. (d) ETSV monté sur le banc de caractérisation électro-optique.

IV.4.b.ii) Mesure de bruit

Deux méthodes peuvent être utilisées afin de mesurer le bruit en fréquence du dispositif.

Une méthode dite boucle ouverte peut être implémentée. Dans ce cas, le résonateur est actionné à la fréquence de résonance, préalablement détectée par un balayage en fréquence (voir Chapitre III). Les fluctuations de phase du système sont ensuite enregistrées et converties en fluctuations de fréquence via la relation (IV.6) en utilisant le facteur de qualité déduit du balayage en fréquence précédemment réalisé. Finalement, l'algorithme de calcul de variance d'Allan est utilisé sur les données collectées.

La seconde méthode dite boucle fermée permet d'enregistrer directement les fluctuations de fréquence en sortie du PID, lorsque la PLL présentée au Chapitre III est utilisée. Cette méthode est donc plus directe mais nécessite au préalable le réglage des paramètres du PID.

Lorsque les paramètres du PID sont correctement réglés, les résultats entre ces 2 méthodes sont semblables pour les temps d'intégrations courts (Figure IV.13). Néanmoins, pour des mesures nécessitant des temps d'intégration importants (typiquement $\tau > 5 s$), les dérives long terme modifient la fréquence de résonance au-delà de la zone linéaire, de telle sorte que la relation (IV.6) n'est plus respectée. Ainsi, pour ce type de mesures, la méthode en boucle fermée est privilégiée.

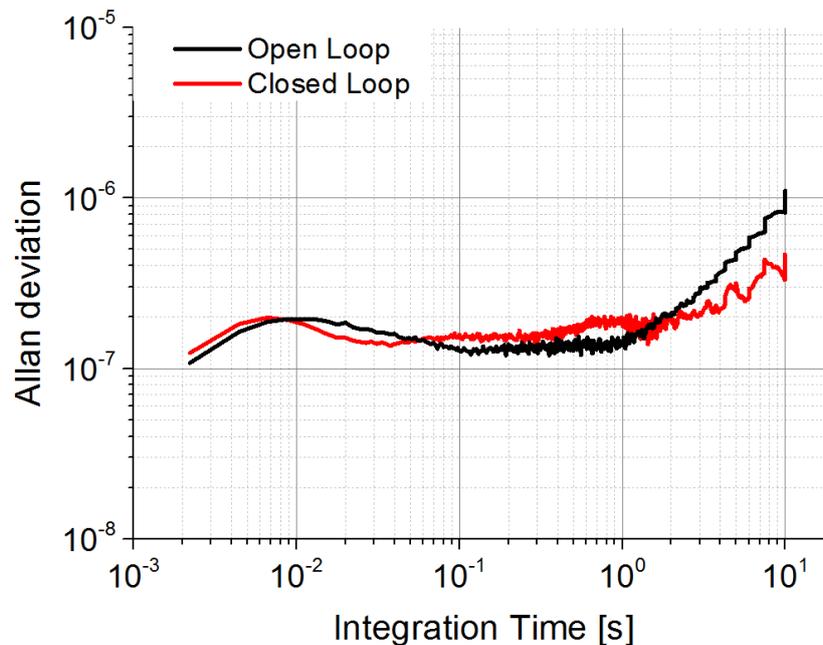


Figure IV.13 : Comparaison des stabilités fréquentielles mesurées en boucle ouverte et boucle fermée sur un résonateur MDO01 pour un facteur de qualité $Q = 2400$ et une fréquence de résonance $f_0 = 1,12 MHz$. Les paramètres utilisés ici pour la boucle PID sont $P = -4$, $\tau_I = 1,4 ms$. Un temps d'intégration de 10 ms au niveau du lock-in est utilisé pour cette acquisition.

Les temps d'intégration de l'imagerie étant généralement inférieurs à 40 ms, nous avons privilégié la plupart du temps la boucle ouverte pour déterminer la stabilité fréquentielle du dispositif car elle est plus rapide à mettre en place. Enfin, nous précisons que, afin de permettre une étude sur une large gamme de temps d'intégration, l'acquisition est effectuée en 2 fois, car la mémoire disponible sur l'ordinateur utilisé pour les caractérisations est vite saturée pour les fréquences d'échantillonnage importantes (de l'ordre de 142 kHz pour les acquisitions courtes).

IV.4.c) Résultats

Dans ce paragraphe, nous présentons et analysons tout d'abord la variance d'Allan d'un résonateur MDO01 typique. Suite à l'observation d'un plateau de stabilité inattendu, nous étudions la source de ce bruit. Finalement, nous comparons les performances de 2 résonateurs MDO01, représentatifs des dispositifs typiquement mesurés.

IV.4.c.i) Variance d'Allan

La stabilité fréquentielle typique d'un résonateur MDO01 au sein d'une barrette paramétrique est présentée sur la Figure IV.14. Un facteur de qualité $Q = 1800$ est mesuré, pour une fréquence de résonance $f_0 = 1,11 \text{ MHz}$. b

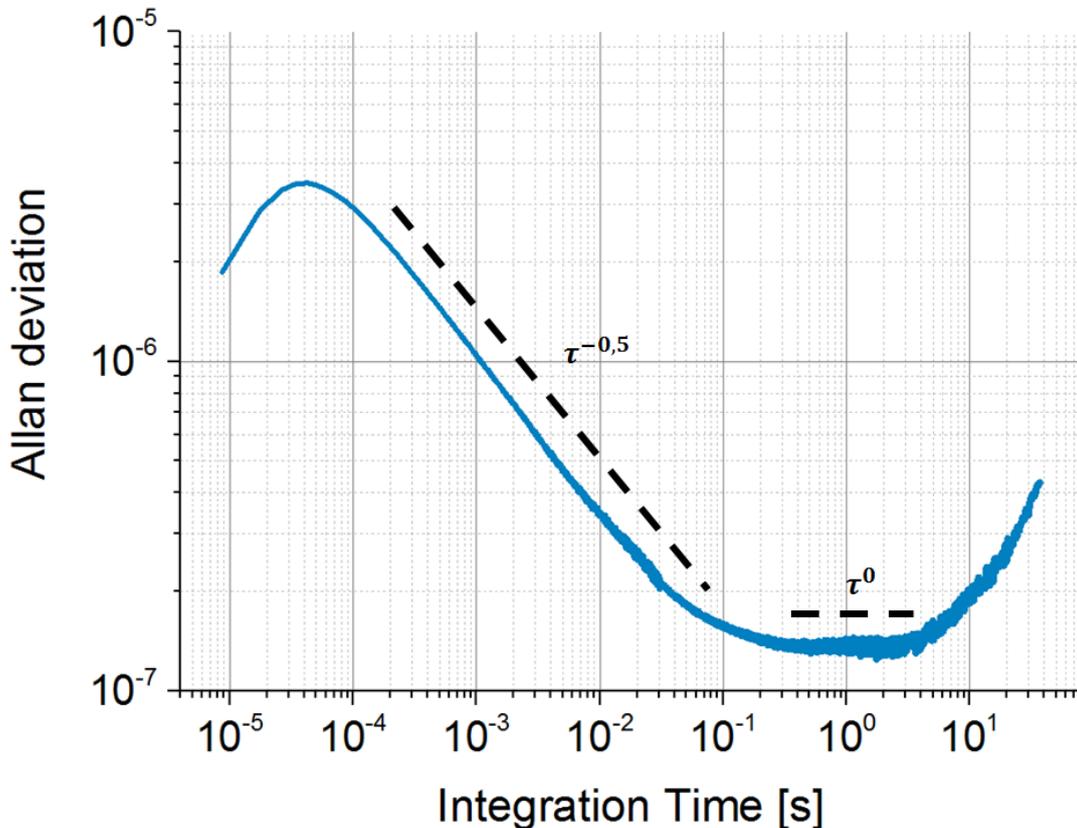


Figure IV.14: Déviation d'Allan typique d'un résonateur MDO01 au sein d'une barrette paramétrique ($V_{out} = 320 \mu V, Q = 1800, f_0 = 1,11 \text{ MHz}$)

Nous constatons tout d'abord qu'un bruit blanc domine les fluctuations de fréquences entre $100 \mu s$ et 10 ms . Le temps de réponse mécanique du résonateur est égal à $\tau_m = 2Q/\omega_0 = 580 \mu s$. Ainsi, comme attendu par les considérations théoriques précédentes, le bruit thermomécanique n'est pas la composante principale de ce bruit blanc, puisque nous n'observons pas de filtrage pour $\tau < \tau_m$.

Au-delà de 100 ms, nous observons la présence d'un plateau pour la stabilité fréquentielle. Dans cette zone, l'augmentation du temps d'intégration ne permet pas d'améliorer la stabilité fréquentielle. Ce type de plateau est caractéristique d'une source de bruit possédant une DSP en $1/f$.

Nous observons finalement une dégradation de la stabilité fréquentielle au-delà de 5 s, caractéristique des dérives dites longs termes. Ces dérives sont généralement liées à des fluctuations de l'environnement du capteur (température et/ou pression de l'enceinte).

L'amplitude critique observée sur ce dispositif est $V_{out} = 320 \mu V$. Pour un niveau de bruit du circuit électronique $V_n = 10 nV/\sqrt{Hz}$, la contribution du bruit électronique stabilité fréquentielle calculée à partir de l'Eq. (IV.22) est $\sigma_y = 2,7 \cdot 10^{-7}$ pour $f_{BW} = 1 kHz$, soit $\tau = 1 ms$. Or, nous constatons expérimentalement une stabilité $\sigma_y = 1 \cdot 10^{-6}$, d'un facteur 4 supérieur au niveau de bruit théorique. Afin de vérifier l'origine électronique de ce bruit blanc, nous avons donc mesuré le niveau de bruit de l'électronique de lecture.

IV.4.c.ii) Bruit électronique expérimental

La Figure IV.15 présente le bruit de lecture en fonction de la fréquence du signal. Nous constatons un plateau de bruit de l'ordre de $45 nV/\sqrt{Hz}$. Nous reproduisons ce niveau de bruit en utilisant le modèle développé auparavant pour une capacité parasite $C_p = 10 pF$.

Auparavant nous avons constaté que l'utilisation de l'AOP à l'intérieur de l'ETSV permet d'améliorer significativement le bruit de lecture par rapport à l'utilisation du testeur sous pointe. Néanmoins, les capacités parasites liées combinées des pistes et du plot de *bonding* sur la puce ainsi que des fils de *bonding* ne permettent pas d'atteindre le niveau de bruit théorique de $10 nV/\sqrt{Hz}$. L'intérêt d'une cointégration de l'électronique, déjà mis en avant dans le Chapitre II, et plus haut dans ce chapitre afin d'augmenter le temps d'intégration du signal, apparaît une nouvelle fois ici.

L'écart aux courbes théoriques observé autour de 10 kHz peut être attribué au bruit en $1/f$, non pris en compte dans notre modèle, et qui contribue de manière significative au bruit en tension en entrée de l'AOP pour ces fréquences [17]. Un plafond de bruit à $100 nV/\sqrt{Hz}$ est obtenu sur les matrices, ce qui justifie l'argument développé auparavant pour l'utilisation de barrettes paramétriques.

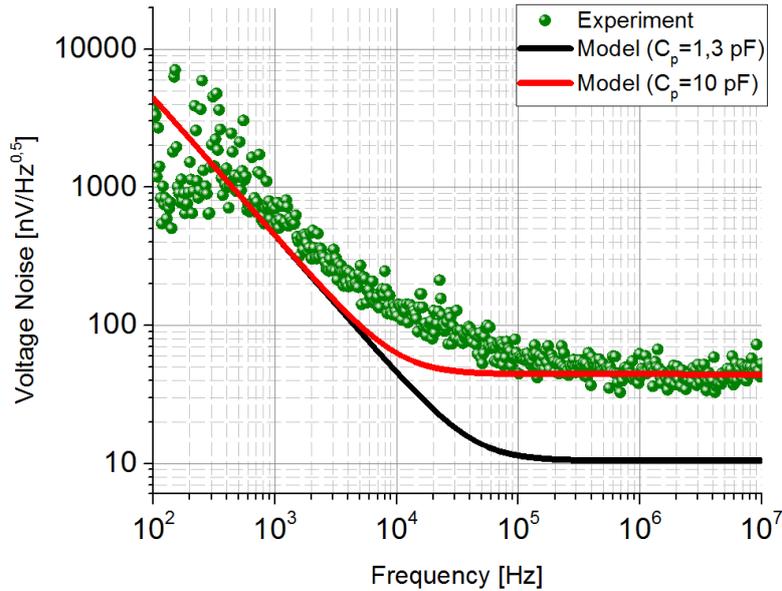


Figure IV.15 : Bruit de lecture en fonction de la fréquence du signal. Une comparaison avec notre modèle pour deux valeurs de capacité parasites en amont de l'AOP est effectuée. Nous constatons qu'une capacité $C_p = 10 \text{ pF}$ reproduit le comportement expérimental, mettant en évidence l'importance des capacités d'interconnexions entre le résonateur et le circuit électronique.

Ainsi, en utilisant l'Eq. (IV.22) avec $V_{out} = 320 \text{ } \mu\text{V}$ et $Q = 1800$, nous calculons une contribution du bruit électronique aux fluctuations de fréquence $y_{rms} = 1,2 \cdot 10^{-6}$, pour $V_n = 45 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ et $f_{BW} = 1 \text{ kHz}$. Nous constatons que ce niveau de fluctuation est extrêmement proche de la déviation d'Allan observée expérimentalement sur la Figure IV.14 ($\sigma_y(1 \text{ ms}) = 1 \cdot 10^{-6}$). Ainsi, le bruit blanc observé est bien lié à l'électronique de lecture.

Ainsi, nous nous attendons à ce que la stabilité fréquentielle soit améliorée par l'intégration du signal et/ou la diminution du niveau de bruit blanc jusqu'à ce que les dérives long termes (température, pression ...) ne dégradent la stabilité de l'oscillateur. Néanmoins, nous observons sur la Figure IV.14 la présence d'un plateau entre 100 ms et 5 s. Dans cette zone, l'intégration du signal ne permet plus d'augmenter la stabilité fréquentielle du signal.

IV.4.c.iii) Origine du plateau

La source de ce plateau pose question. Sa présence peut être rapprochée des résultats récents observés sur des résonateurs en flexion [18]. Les stabilités fréquentielles pour un temps d'intégration de 1 s sont comparées à la littérature sur la Figure IV.16.a. Nous calculons une masse $M_p = 3,9 \cdot 10^{-11} \text{ g}$ pour nos résonateurs. L'écart entre la stabilité constatée expérimentalement et le bruit thermomécanique attendu dans nos dispositifs est similaire aux écarts reportés dans la littérature [18]. Nous notons que les niveaux de stabilité observés expérimentalement correspondent aux valeurs de la littérature pour des masses similaires.

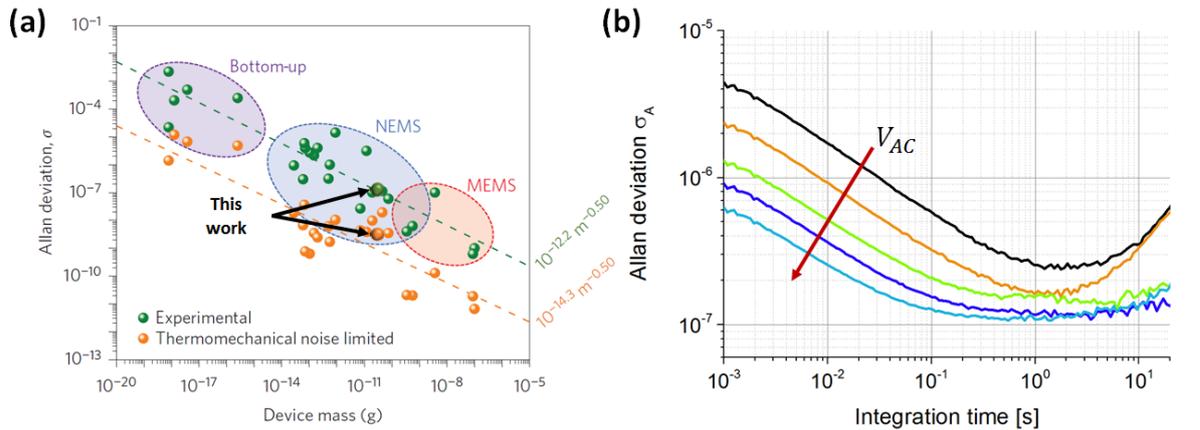


Figure IV.16 : (a) Comparaison des stabilités fréquentielles expérimentales et contrôlées par le bruit thermomécanique pour un temps d’intégration de 1 s. Nous avons reporté les résultats de nos travaux sur ce graphique. Adapté de Sansa *et al* [18] (b) Déviation d’Allan pour différentes tensions d’actionnement V_{AC} .

Suivant les travaux de thèse d’Eric Sage [15], nous avons étudié la dépendance du plateau avec le SNR . Pour cela, la stabilité fréquentielle du résonateur est étudiée pour différents actionnements V_{AC} , jusqu’à la limite de la non linéarité (Figure IV.16.b). D’après l’Eq (IV.8), si le bruit est un bruit d’amplitude, son niveau devrait diminuer lorsque le SNR augmente.

Nous constatons que la stabilité fréquentielle est améliorée avec le SNR dans la zone de bruit blanc, comme attendu. Néanmoins, nous constatons que le niveau du plateau reste inchangé, ce qui laisse supposer que ce bruit n’est pas un bruit d’amplitude.

Une étude du bruit avec le facteur de qualité (avec la pression de l’enceinte par exemple) permettrait de déterminer si ce bruit correspond à un bruit de phase ou de fréquence (d’après l’Eq. (IV.6)). Des études supplémentaires, sur des modes de vibrations supérieurs [18] ou en température par exemple [19], permettrait de mieux comprendre l’origine de ce bruit.

Faute de caractérisations supplémentaires, nous considérons que ce plateau constitue la limite de stabilité de nos dispositifs. Les travaux de Sansa *et al* montrent, pour l’heure, que cette source de bruit serait liée au corps mécanique de la structure. Ainsi, nous faisons l’hypothèse dans la suite du manuscrit que **cette limite de stabilité est indépendante de la surface de la membrane A_p** , mais que sa valeur est uniquement liée aux dimensions du bras de torsion.

IV.4.c.iv) Comparaison des stabilités fréquentielles de deux dispositifs

Nous avons comparé les performances de deux résonateurs MDO01. Les caractéristiques en boucle ouverte de chaque dispositif – nommés par la suite MDO01-1 et MDO01-2 – sont présentés dans le Tableau IV.6. Nous constaterons au prochain chapitre que le dispositif MDO01-2 présente de meilleures performances électro-optiques tandis que le dispositif MDO01-1 constituera notre dispositif de référence (aux performances nominales).

Tableau IV.6 : Caractéristiques en boucle ouverte des deux dispositifs MDO01 étudiés dans la suite de ce manuscrit.

<u>Paramètres boucle ouverte</u>	<u>MDO01-1</u>	<u>MDO01-2</u>
V_{out}	320 μ V	300 μ V
Q	1800	2400
f_0	1,11 MHz	1,12 MHz

Par son rapport $Q \times V_{out}$ plus important, le dispositif MDO01-2 présente une meilleure stabilité fréquentielle dans la zone de bruit blanc (Figure IV.17.a). En revanche, les deux dispositifs présentent une limite similaire dans la zone du plateau. La Figure IV.17.b illustre la DSP des échantillons de fréquence mesurés sur le dispositif MDO01. Nous constatons bien la présence d'une pente à -10 dB/décades, qui confirme la nature en 1/f du plateau observé sur les déviations d'Allan (voir correspondance σ_y /DSP).

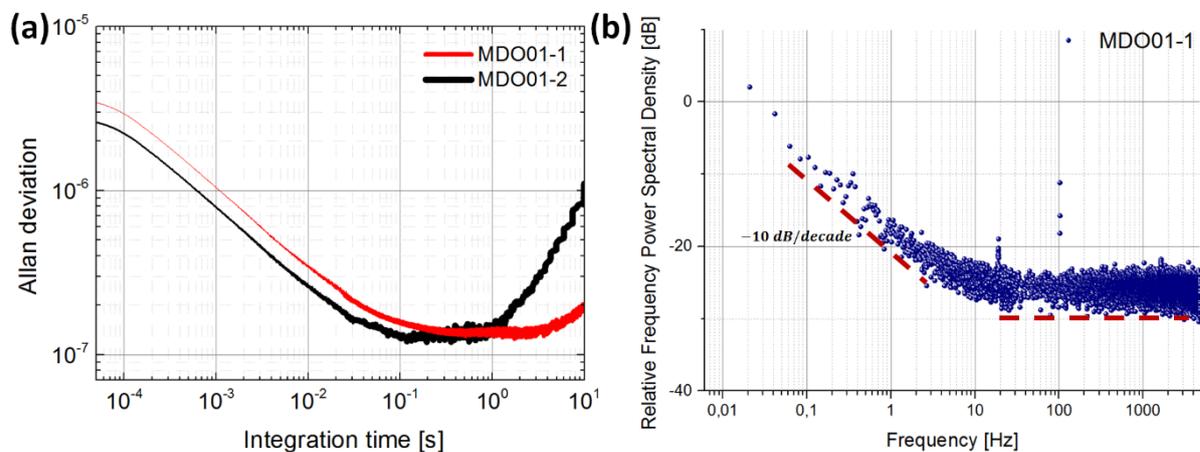


Figure IV.17 : (a) Déviation d'Allan en fonction du temps d'intégration τ pour deux dispositifs MDO01 au sein d'une matrice. Le dispositif MDO01-1 (resp MDO01-2) possède un facteur $Q = 1800$ (resp. 2400) et une amplitude à la résonance $V_{out} = 320 \mu V$ (resp. $300 \mu V$) (b) DSP des échantillons de fréquences du dispositif MDO01-1. On observe une pente de -10 dB/décades dans la gamme correspondant à la zone correspondant au plateau sur la figure (a).

IV.5) Performances théoriques des détecteurs IR résonants

Dans cette dernière partie, nous nous appuyons sur les résultats expérimentaux de stabilité fréquentielle pour introduire un facteur de mérite permettant de comparer les *NEP* potentiels des différentes variantes MDO0X. Puis, le facteur de mérite du thermomètre FM_{th} du dispositif MDO01-2, meilleur dispositif mesuré est comparé à celui des thermomètres résistifs au pas de 12 et 5 μm . Nous présentons finalement des axes de recherche permettant d'améliorer le FM_{th} de nos dispositifs.

IV.5.a) Comparaison des performances des variantes MDO0X

Nous avons donc montré que la stabilité fréquentielle semble être limitée au-delà d'un temps d'intégration $\tau = 100 \text{ ms}$ à une valeur $\sigma_y = 1,5 \cdot 10^{-7}$. Nous constatons que, pour les temps d'intégration habituels dans l'imagerie ($\tau < 20 \text{ ms}$), la stabilité fréquentielle est limitée par le bruit d'amplitude de notre circuit électronique.

Ainsi, en s'appuyant sur la formule (IV.8), nous pouvons prendre le facteur $Q \times V_{out}$ comme facteur de comparaison des performances des dispositifs fabriqués. Le *NEP* dépendant aussi de l'isolation thermique et du TCF du résonateur, nous introduisons une figure de mérite *fom* afin d'identifier la variante possédant le meilleur *NEP* théorique :

$$fom = \frac{|\alpha_T| Q V_{out}}{G_{th}} \quad [V \cdot W^{-1}] \quad (\text{IV.45})$$

Les TCF sont extraits de la Figure III.38. La comparaison des *fom* de différentes variantes est présentée sur la Figure IV.18.

Les dispositifs MDO01 mesurés ici sont au sein des matrices, et possèdent donc des amplitudes critiques plus faibles que celle des dispositifs au sein de barrettes paramétriques, comme les résonateurs MDO01-1 et MDO02-2 dont la stabilité fréquentielle a été mesurée plus haut. Néanmoins, nous constatons que, même pour les résonateurs MDO01 au sein des matrices, leur *fom* est supérieure à celles de toutes les autres variantes, malgré leur isolation thermique moins importante. Ces dispositifs seront donc privilégiés et principalement étudiés dans la suite de ce manuscrit, et notamment pour les mesures électro-optiques présentées au Chapitre V.

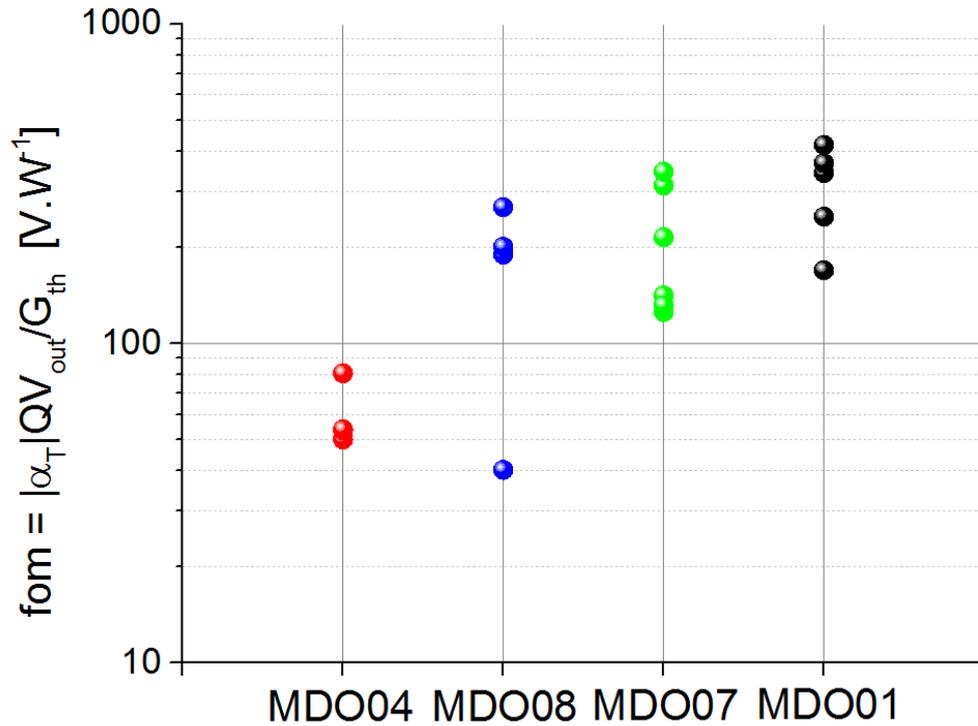


Figure IV.18 : Comparaison des performances de plusieurs résonateurs pour différentes variantes MDO0X grâce à la figure de mérite $fom = |\alpha_T| Q V_{out} / G_{th}$ (Eq. (IV.45)). Pour plus de clarté, les dispositifs sont classés par ordre croissant d'isolation thermique G_{th} ($G_{th_{MDO04}} < G_{th_{MDO01}}$).

IV.5.b) Architecture de lecture en réseau

Nous étudions à présent la possibilité d'une architecture de lecture d'un réseau qui permettrait d'atteindre un FM_{th} supérieur à celui des thermomètres résistifs ($FM_{th} \sim 11000$ au pas de $12 \mu\text{m}$).

Revenons à la Figure IV.7, qui suppose un niveau de bruit électronique minimal, soit $V_n = 10 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ et une lecture directe. Ces hypothèses nécessitent donc une cointégration du circuit de lecture afin de minimiser les capacités parasites entre le résonateur et le circuit. Nous observons que, pour une bande passante $f_{BW} = 7 \text{ kHz}$, la stabilité fréquentielle attendue est de l'ordre de 5.10^{-7} . En supposant un TCF de $-70 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$, le thermomètre résonant, au pas de $12 \mu\text{m}$, posséderait alors un FM_{th} de l'ordre de 140. Si le niveau de bruit est bien plus faible que pour les bolomètres résistifs, les sensibilités en température mesurées sont trop faibles pour atteindre les performances des thermomètres résistifs.

Toutefois, nous observons sur la Figure IV.7 qu'une lecture dans le pixel, soit $f_{BW} = 50 \text{ Hz}$, permet d'améliorer la stabilité fréquentielle du résonateur d'un facteur 12,5, et donc d'obtenir un FM_{th} de l'ordre de 1750. Une cointégration de l'électronique et du capteur semble donc nécessaire afin d'améliorer le FM_{th} pour plusieurs raisons :

- Minimiser le bruit de l'électronique de lecture ;
- Diminuer la ENBW afin d'améliorer la stabilité fréquentielle ;
- Permettre une lecture directe du signal capacitif.

Néanmoins, ce FM_{th} est calculé pour une stabilité fréquentielle $\sigma_y = 4.10^{-8}$. Or, les caractérisations expérimentales de nos dispositifs montrent que la stabilité des résonateurs semble plafonner à une valeur $\sigma_y = 1,5.10^{-7}$. Ainsi, le FM_{th} du résonateur plafonnerait à une valeur de 470.

Cette limitation rend caduque l'intérêt de réduire la ENBW à la fréquence trame (50 Hz) et nous pouvons alors augmenter le nombre de pixels lus pendant le temps trame (égale à 20 ms ici). En effet, en considérant une amplitude critique maximale à 13° , une détection non hétérodyne et un circuit de lecture cointégrée ($V_n = 10 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ et lecture directe), nous estimons la contribution du bruit électronique à l'instabilité fréquentielle $\sigma_{y_{elec}} = 7,6.10^{-8}$ pour 14 pixels lus à chaque temps trame (soit $\tau = 1,4 \text{ ms}$ par pixel). Nous relaxons ainsi les contraintes sur la densité d'intégration du circuit de lecture. L'instabilité fréquentielle totale serait alors à un niveau $\sigma_y = 1,7.10^{-7}$.

IV.5.c) Conclusion : Amélioration des performances des résonateurs

IV.5.c.i) Pas de $12 \mu\text{m}$

Nous constatons que les performances des thermomètres résonants fabriqués restent en retrait par rapport à l'état de l'art des thermomètres résistifs, même pour un circuit de lecture adapté. De plus, à travers nos mesures expérimentales (Figure IV.18) ou des considérations théoriques (Figure IV.6), nous avons montré que les résonateurs MDO01 présentent aussi les meilleurs NEP théoriques des variantes fabriquées.

Néanmoins, ces variantes possèdent des bras épais. Ainsi, afin d'obtenir des $NETD$ compétitifs au pas de $12 \mu\text{m}$ ($NETD < 50 \text{ mK}$), l'isolation thermique du pixel doit être améliorée par une augmentation de la longueur du bras d'isolation thermique. L'isolation thermique requise en fonction du FM_{th} peut être exprimé grâce aux formules (I.15) et (IV.2) :

$$G_{th} = \frac{\pi \Phi_{8 \rightarrow 14 \mu\text{m}} \left(\frac{dL_\lambda}{dT_{sc}} \right)_{T_{sc}=300 \text{ K}}}{4F^2} \eta\beta \frac{A_p NETD}{FM_{th}} = 0,021 \times A_p \times FM_{th} \quad (\text{IV.46})$$

Le pré-facteur étant calculé pour $F = 1$, $\eta\beta = 0,64$, $\Phi_\lambda = 1$ et $NETD = 50 \text{ mK}$.

Ainsi, avec un FM_{th} de 470 au pas de $12\ \mu\text{m}$, une isolation thermique $G_{th} = 1,5 \cdot 10^{-9}\ \text{W/K}$ serait nécessaire afin d'obtenir un $NETD$ de 50 mK. Soit un facteur 30 par rapport à l'isolation thermique actuelle des dispositifs MDO01 ($G_{th} = 5 \cdot 10^{-8}$), ce qui paraît difficilement concevable en augmentant juste la longueur du bras d'isolation thermique. De plus, la réponse thermique serait alors de 15 ms, mal adapté à une application pour l'imagerie. Finalement, l'échauffement solaire résultant de cette isolation excessive serait alors trois fois supérieur aux μ bolomètres actuels, déjà affectés par ce phénomène.

Nous voyons donc que notre dispositif, en l'état, n'apporte pas d'améliorations par rapport aux performances des μ bolomètres résistifs au pas de $12\ \mu\text{m}$. Une amélioration du FM_{th} du thermomètre, via le TCF du résonateur paraît donc indispensable. Ainsi, une amélioration d'un facteur 20 permettrait d'atteindre un FM_{th} de 9400, soit des performances proches du FM_{th} des thermomètres résistifs. Une conductance thermique de $2,8 \cdot 10^{-8}\ \text{W/K}$ (approximativement un facteur 2 par rapport aux isolations actuelles des résonateurs MDO01) suffirait alors pour atteindre un $NETD$ de 50 mK. L'échauffement solaire au pas de $12\ \mu\text{m}$ serait alors six fois inférieur aux bolomètres au pas de $5\ \mu\text{m}$.

IV.5.c.ii) Pas de $5\ \mu\text{m}$

Notre étude étant motivée par l'étude des petits pas pixels, nous nous penchons à présent, succinctement, sur les performances des pixels résonants au pas de $5\ \mu\text{m}$.

Nous avons souligné, notamment en observant sur la Figure IV.6.d, que la stabilité fréquentielle due au bruit électronique était largement dégradée pour des pas inférieurs à $9\ \mu\text{m}$. En effet, la dynamique linéaire est alors limitée par les non linéarités mécaniques. Ainsi, au pas de $5\ \mu\text{m}$ et pour $f_{BW} = 7\ \text{kHz}$, nous estimons la stabilité fréquentielle des résonateurs MDO01 à $9 \cdot 10^{-6}$. A l'aide de la Figure IV.7, nous remarquons qu'une lecture dans le pixel ($f_{BW} = 50\ \text{Hz}$) permet d'atteindre une stabilité $\sigma_{y_{elec}} = 8 \cdot 10^{-7}$, bien au-dessus de la limite de stabilité expérimentale de $\sigma_{y_{1/f}} = 1,5 \cdot 10^{-7}$.

Toutefois, nous avons souligné qu'une longueur de bras de torsion $L_r = 2\ \mu\text{m}$ et une tension $V_{DC} = 60\ \text{V}$ pouvait théoriquement diminuer la contribution du bruit électronique à l'instabilité fréquentielles à une valeur $\sigma_{y_{elec}} = 6,6 \cdot 10^{-8}$, au prix cependant d'une tension continue élevée pour des circuits CMOS, et d'une intégration de l'électronique sous le pixel ($f_{BW} = 50\ \text{Hz}$). La stabilité totale serait alors $\sigma_y = 1,6 \cdot 10^{-7}$ et le FM_{th} du résonateur au pas de $5\ \mu\text{m}$ de 440.

Ainsi, l'amélioration du TCF d'un facteur 20 permettrait d'obtenir un FM_{th} de 8750, et donc un thermomètre plus efficace que le thermomètre résistif au pas de $5\ \mu\text{m}$ ($FM_{th} = 4600$).

Une conductance thermique $G_{th} = 4,5 \cdot 10^{-9}\ \text{W/K}$ permettrait alors d'atteindre une contribution des bruits électroniques et du bruit en $1/f$ au $NETD$ de 50 mK au pas de $5\ \mu\text{m}$. L'échauffement solaire serait alors cinq fois moins important que pour les μ bolomètres actuels, au pas de $12\ \mu\text{m}$.

Sous couvert d'une amélioration du TCF, nous voyons donc l'intérêt d'un thermomètre résonant pour les petits pas pixels, même si nous soulignons les contraintes importantes sur le circuit de lecture (intégration dans le pixel) d'une transduction capacitive au pas de 5 μm . Une discussion sur des méthodes permettant d'augmenter le TCF est présentée au Chapitre V.

IV.6) Conclusion

Ce chapitre a permis d'étudier l'influence de différents paramètres géométriques sur la stabilité fréquentielle des résonateurs. Nous avons conclu sur la nécessité d'utiliser des résonateurs dont les dimensions des bras de torsion sont proches du dimensionnement de la variante MDO01. Ainsi, l'utilisation de bras d'isolation thermique plus épais que pour les $\mu\text{bolomètres}$ doit être compensée par une longueur plus importante dudit bras d'isolation thermique. En revanche, si ces bras sont gardés dans le plan du pixel, une dégradation du facteur de remplissage du pixel est à attendre. Nous étudierons plus en détail des architectures possédant des isolations thermiques améliorées au prochain chapitre.

De plus, nous avons montré qu'une cointégration de l'électronique est indispensable à la réalisation de bolomètres performants au pas de 12 μm , afin de diminuer le bruit de l'électronique et de réaliser des mesures directes du signal capacitif.

Les mesures de stabilité du résonateur ont montré une limite de stabilité à $\sigma_y = 1,5 \cdot 10^{-7}$, un ordre de grandeur au-dessus des limites thermiques. Ainsi, sur des considérations théoriques, nous concluons sur la nécessité a priori d'améliorer le TCF d'un facteur 20 pour concurrencer la filière résistive, au pas de 12 μm . La limite de bruit étant a priori indépendante de la surface du pixel A_p (au contraire du bruit en $1/f$ des bolomètres), cette amélioration du TCF (un facteur 10 suffirait) pourrait même être inférieure afin de concurrencer les performances des bolomètres au pas de 5 μm . Nous avons néanmoins souligné les contraintes pour l'électronique de lecture d'une transduction capacitive au pas de 5 μm .

Nous présenterons donc des pistes d'améliorations du TCF au prochain chapitre. D'ores et déjà, les mesures de stabilité fréquentielle ont confirmé que le pixel MDO01, malgré une isolation thermique moindre, semble le plus performant des bolomètres résonants fabriqués.

Des mesures électrooptiques sont présentées afin de pouvoir calculer le *NEP* des deux dispositifs MDO01-1 et MDO01-2, et de comparer les performances obtenues à la littérature.

Bibliographie

- [1] H. A. Basantani, H.-B. Shin, T. N. Jackson, and M. W. Horn, “Vertically integrated pixel microbolometers for IR imaging using high-resistivity VO_x,” 2013, p. 87041A.
- [2] F. Généreux, J.-E. Paultre, B. Tremblay, F. Provençal, and C. Alain, “Influence of pixel geometry on the 1/f noise coefficient,” 2013, vol. 8704, p. 87041Q–87041Q–9.
- [3] T. Endoh *et al.*, “Uncooled infrared detector with 12μm pixel pitch video graphics array,” presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 2013, vol. 8704.
- [4] K. L. Ekinici, Y. T. Yang, and M. L. Roukes, “Ultimate limits to inertial mass sensing based upon nanoelectromechanical systems,” *J. Appl. Phys.*, vol. 95, no. 5, pp. 2682–2689, Mar. 2004.
- [5] Analog Devices, “Op Amp Total Output Noise Calculations for Second-Order System,” <http://www.analog.com/media/en/training-seminars/tutorials/MT-050.pdf> .
- [6] S. Iep, “Low-noise preamplifier for capacitive sensors,” Thesis, Massachusetts Institute of Technology, 1995.
- [7] V. Kaajakari, J. K. Koskinen, and T. Mattila, “Phase noise in capacitively coupled micromechanical oscillators,” *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 52, no. 12, pp. 2322–2331, Dec. 2005.
- [8] P. W. Kruse and D. D. Skarud, *Uncooled Infrared Imaging Arrays and Systems*, Willardson Weber., vol. 47. Academic Press.
- [9] J. C. Mather, “Bolometer noise: nonequilibrium theory,” *Appl. Opt.*, vol. 21, no. 6, p. 1125, Mar. 1982.
- [10] D. W. Allan, “Statistics of atomic frequency standards,” *Proc. IEEE*, vol. 54, no. 2, pp. 221–230, Feb. 1966.
- [11] F. VERNOTTE, “Stabilité temporelle et fréquentielle des oscillateurs : outils d’analyse,” *Tech. Ing. Métrologie Temps-Fréquence*, vol. base documentaire : TIB415DUO., no. ref. article : r681, 2017.
- [12] D. W. Allan, “Time and Frequency (Time-Domain) Characterization, Estimation, and Prediction of Precision Clocks and Oscillators,” *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 34, no. 6, pp. 647–654, Nov. 1987.

- [13] “Characterization of frequency and phase noise,” presented at the Report 580 of the International Radio. Consultative Committee, 1986, pp. 142–150.
- [14] R. Perenon, “Traitement de l’information en mode comptage appliqué aux détecteurs spectrométriques,” phdthesis, Université Grenoble Alpes, 2013.
- [15] E. Sage, “New concept of mass spectrometer based on arrays of resonating nanostructures,” phdthesis, Université Grenoble Alpes, 2013.
- [16] P. Uhrich, “Stabilité des Oscillateurs ultra-stables.” LNE SYRTE, 2007.
- [17] Analog Devices, “Low Noise, 1 GHz FastFET Op Amps, ADA4817-1/ADA4817-2,” http://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/ADA4817-1_4817-2.pdf. .
- [18] M. Sansa *et al.*, “Frequency fluctuations in silicon nanoresonators,” *Nat. Nanotechnol.*, 2016.
- [19] K. Y. Fong, W. H. P. Pernice, and H. X. Tang, “Frequency and phase noise of ultrahigh Q silicon nitride nanomechanical resonators,” *Phys. Rev. B*, vol. 85, no. 16, p. 161410, Apr. 2012.

Chapitre V

Mesure de la sensibilité optique IR et perspectives d'optimisation

Nous présentons dans ce chapitre les mesures de la réponse électro-optique de résonateurs MDO01 au sein de barrettes paramétriques. Après une description du schéma expérimental permettant d'estimer la puissance incidente sur le dispositif, nous extrayons la réponse du capteur \mathfrak{R}_R . Grâce aux mesures de bruits du Chapitre IV, nous pouvons ainsi évaluer le *NEP* des dispositifs et comparer les performances obtenues à la littérature. La dernière partie de ce chapitre, et de cette thèse, présentera des axes de recherches permettant d'améliorer les performances des bolomètres résonants et proposera une technologie compétitive pour des pas inférieurs à 12 μm .

V.1) Caractérisation Electrooptique

Le banc de test présenté dans le Chapitre IV permet de caractériser la sensibilité du résonateur au rayonnement IR. Avant chaque caractérisation optique, nous mesurons le TCF du dispositif grâce à un régulateur thermique comprenant un élément Peltier et une sonde de température en Platine. Le système thermique est contrôlé par un PID permettant de réguler la température de l'enceinte à 0,1°C près.

V.1.a) Caractérisation de la source IR

V.1.a.i) Description du banc expérimental

Afin de générer un signal IR calibré, un corps noir commercial RCN 1200 de HGH Infrared Systems¹² est utilisé (Figure I.1.a). Le diamètre de la surface émettrice S_{bb} du corps noir est $\Phi_{bb} = 25 \text{ mm}$. Une fenêtre Germanium traitée antireflet sur ses deux faces est intégrée sur l'ETSV dans laquelle sont montés les dispositifs à tester. Son spectre de transmission est obtenu grâce à un spectromètre IR à transformée de Fourier (FTIR) et est présenté sur la Figure I.1.b. Ce spectre de transmission est superposé au spectre d'absorption théorique de la cavité de Fabry-Pérot formée par le réflecteur et la membrane.

Les propriétés de transmission de la fenêtre sont généralement suffisantes pour la caractérisation d'imageurs composés de bolomètres résistifs. En effet, la sensibilité de ces derniers, et l'utilisation d'une électronique intégrée dédiée, permet de les caractériser devant des corps noirs étendus, dont la température est proche de 30°C. En s'appuyant sur la Figure I.1, nous remarquons que le maximum de la puissance émise est alors situé autour de 10 μm . Ainsi, pour des corps noirs étendus, le rayonnement incident est caractéristique du rayonnement optimum pour l'absorption du pixel (cavité à $\lambda/4$).

En revanche, la sensibilité \mathfrak{R}_R moindre de nos résonateurs, la surface du pixel de 12 μm ainsi que l'électronique discrète utilisée ne nous permettent pas d'utiliser les mêmes conditions expérimentales (corps noir étendu à une température avoisinant les 30°C). Ainsi, la caractérisation de nos dispositifs nécessite l'utilisation d'un corps noir haute température afin d'obtenir une puissance suffisante sur le résonateur.

¹² <http://www.ghg.fr/Produits/Test-et-Metrologie/Corps-noirs/Corps-noir-a-cavite-haute-temperature>

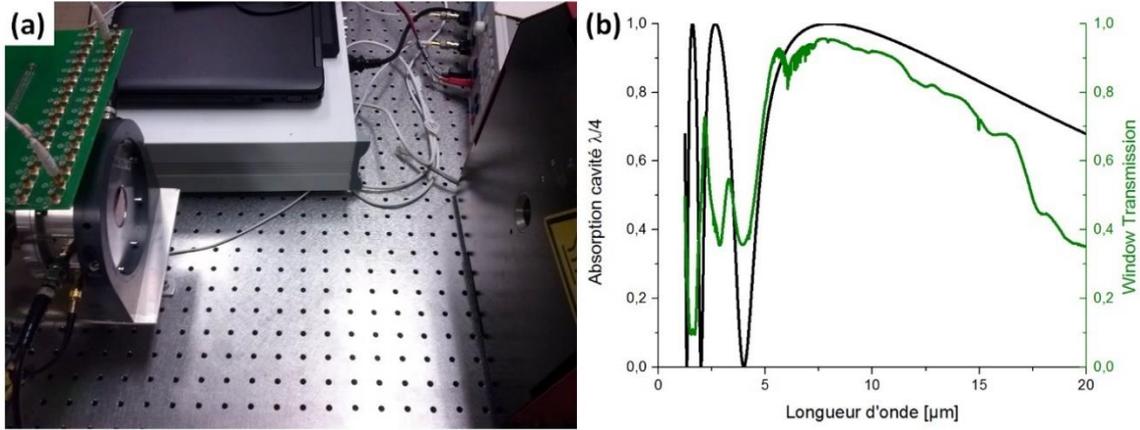


Figure V.1 : (a) Banc expérimental de caractérisation électro-optique. (b) Absorption d'une cavité optique de longueur égale à $2 \mu\text{m}$ avec une couche de métal possédant une impédance de 376Ω (impédance du vide), représentative de l'architecture optique des résonateurs. La transmission de la fenêtre Germanium de l'ETSV est aussi présentée.

La Figure V.2.a présente la luminance spectrale du corps noir à 1200°C (courbe verte). Nous remarquons que le maximum de l'énergie se situe autour de $2 \mu\text{m}$, en dehors donc de la bande spectrale pour laquelle le détecteur a été conçu.

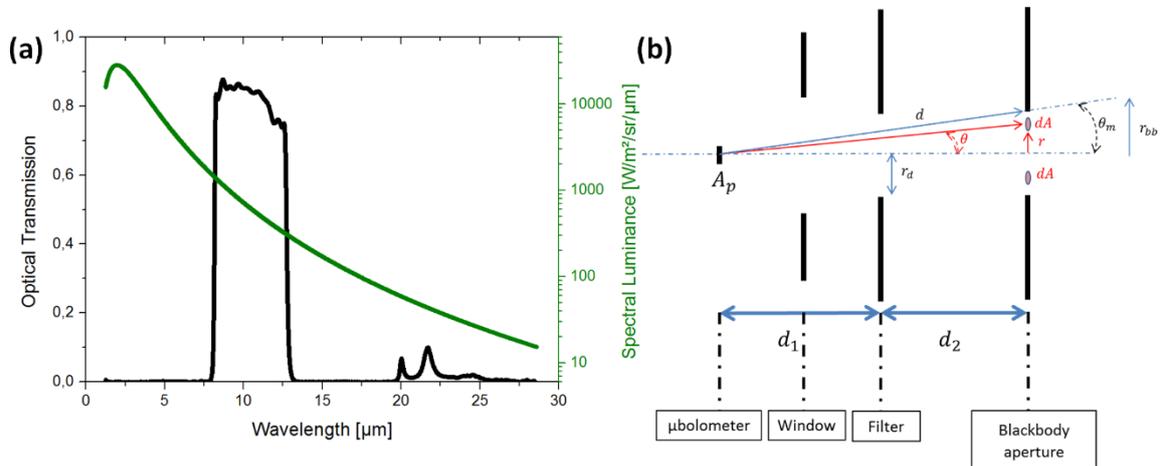


Figure V.2 : (a) Luminance spectrale d'un corps noir à 1200°C (courbe verte). La transmission du système complet est aussi présentée (courbe noire). Nous voyons que, grâce à l'utilisation du filtre 8-13 μm , le rayonnement incident sur le résonateur est principalement situé dans la bande 8-14 μm . (b) Schéma radiométrique de l'expérience (échelle non respectée).

Ainsi, afin de mieux maîtriser le flux incident, nous avons utilisé un filtre 8-13 μm , placé devant la fenêtre Ge. Le spectre de transmission des deux filtres combinés est présenté sur la Figure V.2.a (courbe noire). La distance entre le capteur et la source étant proche, typiquement inférieure à 20 cm, l'absorption atmosphérique est négligée.

A des fins didactiques, un schéma radiométrique du système est représenté sur la Figure V.2.b. Ce schéma nous permet notamment d'introduire les grandeurs nécessaires au calcul de l'angle solide sous lequel le résonateur voit le corps noir.

V.1.a.ii) Radiométrie.

Nous nous attachons à présent à déterminer la puissance incidente sur le dispositif à partir des caractéristiques géométriques de l'expérience. Le rapport géométrique ($S_{bb}/A_p \sim 3.10^6$) entre les deux surfaces en regard permet de s'affranchir des calculs de facteurs de forme.

Le corps noir étant une source lambertienne, sa luminance L^0 est indépendante de l'angle de vue du capteur. L'intensité du corps noir par unité de surface est donnée par la loi de Lambert :

$$I = L^0 \cos(\theta) \quad [W/m^2/sr] \quad (V.1)$$

Ainsi, l'éclairement du bolomètre peut être simplement calculé à partir de cette relation :

$$E = \int_0^{\Omega_m} T_{opt} L^0 \cos(\theta) d\Omega \quad [W/m^2] \quad (V.2)$$

Où Ω_m est l'angle solide sous lequel le capteur voit le corps noir et T_{opt} la transmission combinée du filtre et du hublot. En nous appuyant sur la Figure V.2.b, nous définissons $d\Omega = dA/d^2$, où dA représente l'aire du disque comprise entre θ et $\theta + d\theta$, tel que :

$$dA = 2\pi r dr \approx 2\pi \sin(\theta) d^2 d\theta \text{ car } d\theta \sim dr/d \quad (V.3)$$

Finalement, nous obtenons la puissance incidente sur le capteur :

$$P_{inc} = A_p \pi T L^0 \sin^2(\theta_m) \quad (V.4)$$

Où θ_m dépend de la configuration de l'expérience. Il nous faut donc déterminer son expression à partir des paramètres géométriques choisis pour construire le banc expérimental.

Lorsque le corps noir est suffisamment proche pour que le filtre (qui se comporte aussi comme un diaphragme) occulte une partie de la surface émettrice, l'énergie incidente dépend uniquement de la distance d_1 entre le capteur et le diaphragme et du rayon du diaphragme r_d . En revanche, dans notre cas, le détecteur voit toute la surface du corps noir :

$$\begin{cases} \sin^2(\theta_m) = \frac{r_d^2}{r_d^2 + d_1^2} & \text{si limité par le diaphragme} \\ \sin^2(\theta_m) = \frac{r_{bb}^2}{r_{bb}^2 + (d_1 + d_2)^2} & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{V.5})$$

Le flux est limité par le diaphragme lorsque $d_2 < (r_{bb}/r_d - 1)d_1$.

La distance entre le dispositif et le filtre est $d_1 = 4 \text{ cm}$. Le rayon du filtre r_d est de 10 mm. Ainsi le filtre limitera le flux pour $d_2 < 1 \text{ cm}$. En pratique, nous positionnons systématiquement le corps noir au-delà de cette distance, ne serait-ce que pour ne pas détériorer le filtre à cause de la source à 1200 C. Dans le cas d'une température de la source IR à 1200°C, et en tenant compte de la transmission combinée du filtre et de la fenêtre, nous calculons une luminance spectrale $TL^0 = 2723 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$.

Nous connaissons donc à présent la puissance incidente sur la surface du résonateur en fonction des caractéristiques géométriques de notre banc. La prochaine étape consiste donc à mesurer la réponse fréquentielle des résonateurs MDO01 lors de leur exposition à la source IR.

V.1.b) Caractérisation de l'absorption des résonateurs MDO01

Nous nous concentrons sur la caractérisation des réponses \mathfrak{R}_R des dispositifs MDO01-1 et MDO01-2, dont les stabilités fréquentielles ont été mesurées au Chapitre IV. Le dispositif MDO01-1 est un résonateur aux performances typiquement observées lors de nos caractérisations. En revanche, les meilleures performances ont été obtenues sur le dispositif MDO01-2.

V.1.b.i) Réponse du bolomètre au flux IR

Le Tableau V.1 résume les performances de chaque dispositif, dont les mesures sont détaillées dans ce paragraphe.

Nous mesurons une valeur de TCF de -71 ppm/°C et de -47 ppm/°C.

La fréquence de résonance du résonateur est suivie en fonction du temps grâce à la boucle fermée décrite au Chapitre III. La Figure V.3 présente la fréquence de résonance du résonateur MDO01-1 en fonction du temps. Nous observons la modification de la fréquence avec l'exposition à la source IR. Le flux IR est haché manuellement en interposant un écran entre le filtre et le corps noir. Le front de montée du signal optique modulé de cette manière est de l'ordre de la milliseconde. Nous remarquons donc que cette expérience ne permet pas de caractériser le temps de réponse du résonateur ($\tau_{th} \sim 0,5 \text{ ms}$).

Tableau V.1 : Performances électro-optiques et TCF des résonateurs MDO01 caractérisés. La puissance optique incidente sur le dispositif afin de caractériser sa réponse électro-optique est précisée. Les temps de réponses thermique et mécanique du dispositif sont aussi indiqués.

Dispositif Caractéristique	MDO01-1		MDO01-2	
	Théorie	Expérience	Théorie	Expérience
f_0 (MHz)	-	1,11	-	1,12
Q	-	1800	-	2400
TCF (ppm/°C)	-	-71	-	-47
Puissance incidente (nW)	-	26	-	17
\Re_R (/W)	900	720	600	1050
τ_{th} (μs)	520	500	520	500
τ_m (μs)	520		625	

Dans cette expérience, le corps noir est situé à une distance de $d_1 + d_2 = 8.6 \text{ cm}$ du dispositif. En s'appuyant sur les Eq. (V.4) et (V.5), la puissance incidente sur le dispositif MDO01-1 est alors $P_{inc} = 26 \text{ nW}$. En insert du graphique, nous présentons la réponse du dispositif MDO01-2 pour une puissance incidente $P_{inc} = 17 \text{ nW}$.

La différence de puissance incidente entre les deux expériences est due à l'utilisation d'un corps noir à 900 C dans le 2nd cas, car le dispositif MDO01-2 a été testé sur un autre banc de caractérisation optique (pour des raisons logistiques).

Nous observons des sauts de fréquences de 21 et 20 Hz. Les fréquences de résonance respectives de chaque dispositif sont $f_0 = 1,115$ et $1,123 \text{ MHz}$. Ainsi, les sensibilités respectives extraites sont $\Re_R = 720/W_{inc}$ et $1050/W_{inc}$. De manière surprenante, le dispositif MDO01-2 présente une sensibilité plus importante, malgré un TCF mesuré plus faible que le dispositif MDO01-1.

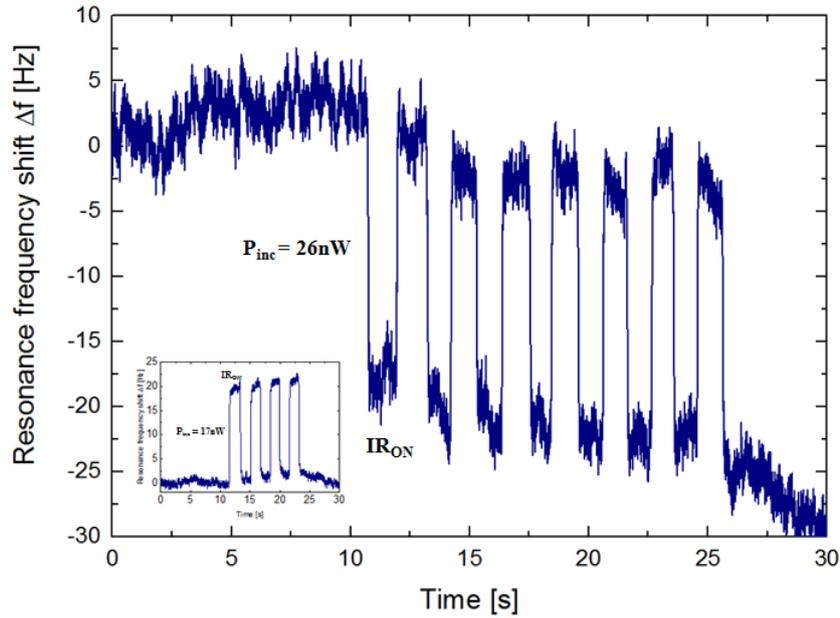


Figure V.3 : Variation de la fréquence de résonance du résonateur MDO01-1 en fonction du temps. Nous observons la réponse du dispositif à l'exposition successive au rayonnement IR. Insert : Réponse du résonateur MDO01-2. La dérive observée provient des effets liés à la source IR à 1200°C (modification de la température du filtre, échauffement de la puce...), placée proche du dispositif (distance typiquement inférieure à 10 cm).

Nous comparons à présent ces valeurs expérimentales aux valeurs attendues par l'Eq. (I.13), déjà introduite au Chapitre I :

$$\Re_R(\omega = 0) = |\alpha_T| \frac{\eta\beta}{G_{th}} \quad [W_{inc}^{-1}] \quad (V.6)$$

En supposant une isolation thermique similaire pour chaque dispositif ($G_{th} = 5.10^{-8} W/K$), une absorption optique $\eta = 0,8$ et un facteur de remplissage $\beta = 0,8$, nous obtenons des sensibilités théoriques $\Re_R = 900 / W_{inc}$ et $600 / W_{inc}$. Si la sensibilité expérimentale du dispositif MDO01-1 est proche de la valeur attendue, celle du dispositif MDO01-2 est bien supérieure à la valeur attendue. Nous proposons deux explications à ce phénomène :

- Une erreur de mesure qui sous-estimerait le TCF du dispositif. En effet, nous avons constaté des TCF généralement entre -70 et -80 ppm/ C pour les dispositifs MDO01 au sein des barrettes. Par exemple, une stabilisation différente de la température du dispositif entre chaque pas de température aurait pu induire cette erreur.
- Pour mesurer la réponse de ce dispositif, nous avons attendu que la dérive constatée lors de l'exposition au flux IR soit stabilisée. Or, il est probable que les propriétés optiques du filtre soient alors modifiées et que la puissance incidente expérimentale sur le dispositif diffère de la puissance théorique calculée.

V.1.b.ii) Etude de la linéarité

Afin de vérifier l'Eq. (V.4), la réponse d'un résonateur est mesurée en fonction de la distance d_2 . La Figure V.4.a présente la fréquence de résonance d'un résonateur MDO01 en fonction du temps. Les sauts de fréquence observés correspondent à l'obstruction du rayonnement IR pour chaque distance d_2 . Nous remarquons que la dérive importante constatée lorsque la source IR est proche du filtre s'atténue nettement lorsque d_2 augmente. La modification de fréquence théorique correspondant à chaque distance d_2 est ensuite calculée grâce à l'Eq. (I.13) (points noirs) et comparée aux mesures effectuées sur la Figure V.4.a (points rouges). Les résultats de cette étude sont illustrés sur la Figure V.4.b.

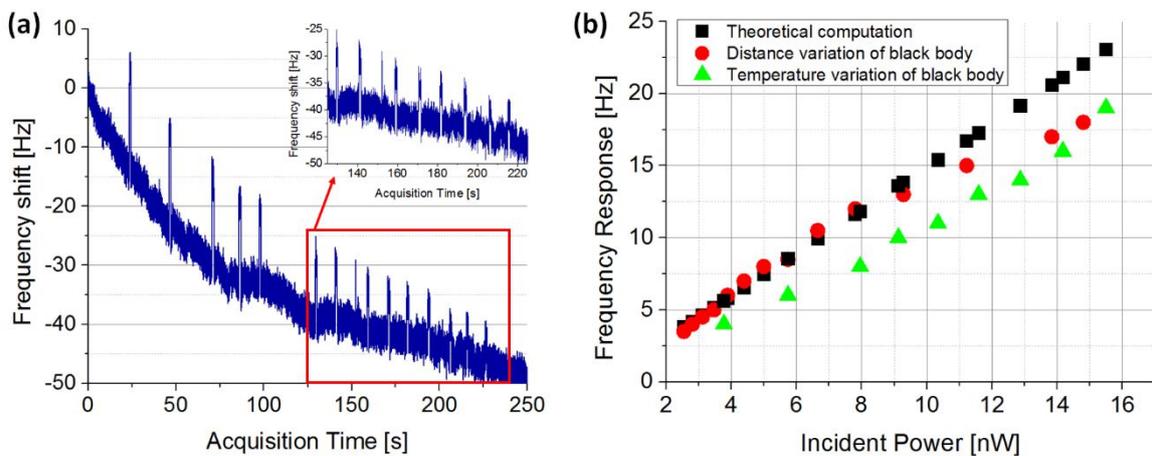


Figure V.4 : (a) Fréquence de résonance d'un résonateur MDO01 en fonction du temps. Le résonateur est exposé au rayonnement du corps noir, qui est éloignée pas à pas du dispositif. La réponse du dispositif est mesurée en écrantant le rayonnement du corps noir à chaque pas de distance (15 distances d_2 différentes, situées entre 2.7 cm et 15 cm). (b) La puissance incidente théorique sur le dispositif est calculée en fonction de la distance et de la température du corps noir grâce aux formules (V.4) et (V.5). Les réponses expérimentales sont comparées à la réponse théorique du résonateur considéré ici (pour cette expérience, le résonateur utilisé possède un TCF mesuré $\alpha_T = -76 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$. De plus, nous supposons $G_{th} = 5.10^{-8} \text{ W}/\text{K}$, $\eta = 0,8$ et $\beta = 0,8$).

Nous avons aussi mesuré la réponse du résonateur au rayonnement IR émis par le corps noir pour différentes températures (points verts). Pour cette expérience, la distance d_2 a été fixée à 2,5 cm.

Nous observons sur la Figure V.4.b une bonne correspondance entre les sauts de fréquences attendus et l'expérience pour les amplitudes faibles. En revanche, nous observons un écart de 20 % lorsque le corps noir est proche du filtre. On peut soupçonner un échauffement du filtre et une baisse de sa transmission. Cet effet aurait donc tendance à surestimer la puissance incidente sur le détecteur, et donc sous-estimer la réponse \mathfrak{R}_R du résonateur.

Lorsque la distance d_2 est constante, nous observons le même écart pour des puissances importantes. Toutefois, nous constatons aussi un écart pour les puissances moins importantes, que nous n'expliquons pas.

Ainsi, cette expérience nous permet de mettre en évidence un biais de mesure pour les puissances supérieures à 10 nW mais n'explique pas la réponse étonnamment élevée du dispositif MDO01-2.

Une sous-estimation du TCF pourrait donc expliquer la réponse étonnamment élevée de ce dispositif. En effet, les TCFs mesurés sur les résonateurs MDO01 des barrettes paramétriques sont systématiquement situés entre 70 et 80 ppm/°C. Un TCF de -80 ppm/°C permet de retrouver une sensibilité cohérente avec la mesure expérimentale. Une autre explication pourrait être un défaut de maîtrise de l'isolation thermique des détecteurs. Nous avons montré que la largeur des bras d'isolations thermiques w_s était susceptible de fluctuer d'une centaine de nanomètres entre les dispositifs MDO01. Ainsi, un bras d'isolation thermique de 170 nm de large provoquerait une amélioration de 25 % de la sensibilité du résonateur, et pourrait expliquer la réponse élevée du résonateur pour un TCF de 65 ppm/°C.

A défaut de plus d'expériences complémentaires, nous nous appuyons néanmoins sur la valeur de sensibilité mesurée expérimentalement afin d'estimer, dans la suite de ce chapitre, le *NEP* de ce dispositif.

V.1.b.iii) Discussions sur la sensibilité du détecteur

La différence entre sensibilité théorique et sensibilité expérimentale pourrait être liée à une incertitude sur la mesure du TCF ou sur l'absorption effective du pixel. Ces deux options sont discutées ci-après.

➤ Discussion sur la mesure du TCF

La différence entre les sensibilités théoriques extraite des mesures de TCF et les sensibilités mesurées pourrait aussi s'expliquer par le profil de température de la planche. En effet, le TCF est mesuré par un échauffement global de la structure alors que, lors de l'irradiation de la structure par le flux IR, un gradient de température apparaît entre l'encastrement et la planche. Ainsi, l'effet des contraintes thermiques sur la structure, et donc sur le TCF peut se révéler différent. Afin d'étudier l'impact de ce gradient de température, nous avons modélisé le comportement de notre structure sur COMSOL.

Les paramètres physiques utilisés pour simuler la modification de la fréquence de résonance avec la température sont le Coefficient en Température du Module d'Young (TCE – α_E) et le coefficient d'expansion thermique (CTE – α_C) de chaque matériau de l'empilement. Les valeurs utilisées pour la simulation sont reportées dans l'Annexe III.

Le gradient de température présent en régime stationnaire lors de l'absorption de l'onde EM est simulé par l'échauffement Joule de la structure provoqué par l'application d'une différence de tension entre les deux accès électriques au TiN de la membrane.

L'étude est composée de deux étapes : premièrement, une résolution stationnaire est effectuée à partir de laquelle le tenseur des contraintes mécaniques est extrait. Puis, une résolution des modes propres est conduite¹³, prenant en compte les non linéarités géométriques (i.e. le tenseur de contraintes calculé lors l'étude précédente). Nous utilisons une valeur de contrainte résiduelle $\sigma_0 = 0,5 \text{ GPa}$ (voir Chapitre III). La Figure V.5.a illustre le gradient de température entre la membrane et le substrat (modélisé par la base du plot de suspension) issu de l'échauffement Joule du TiN. La déformation provoquée par le tenseur de contraintes thermiques est illustrée sur la Figure V.5.b.

Finalement, la modification de la fréquence de résonance du 1^{er} mode de torsion avec la température est illustrée par la Figure V.5.c pour deux longueurs de bras de torsion $L_r = 1$ et $1,5 \mu\text{m}$. La fréquence de résonance est simulée sur une plage de température de 30°C .

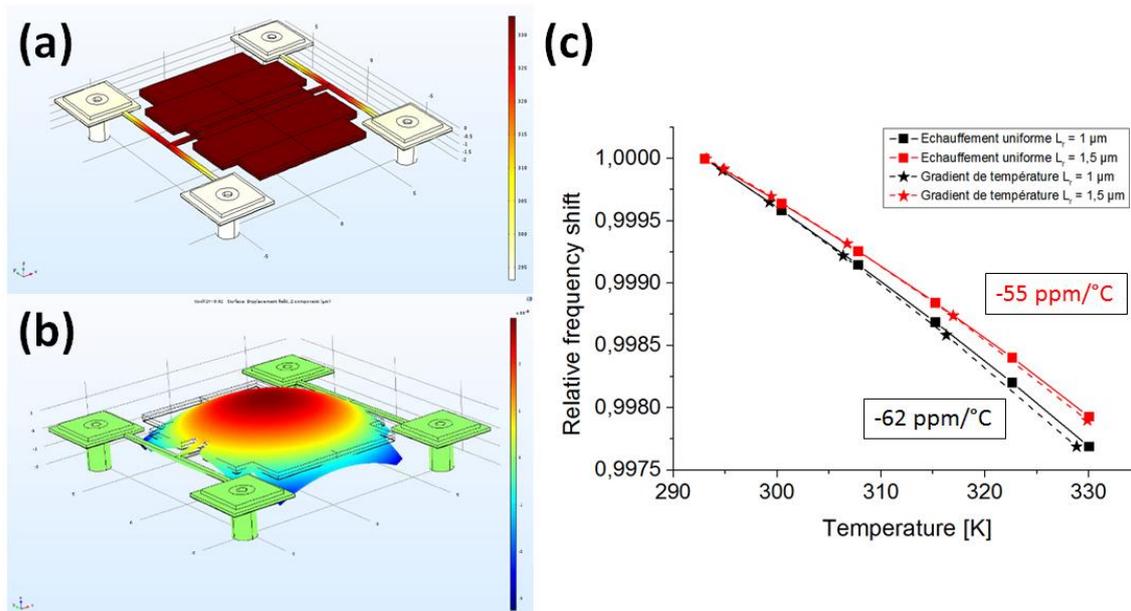


Figure V.5 : (a) Profil de température au sein de la structure pour une tension imposée de $0,2 \text{ V}$ (b) Déflexion de la structure due aux contraintes résiduelles et à l'échauffement de la structure (non à l'échelle) (c) Fréquence de résonance relative ($f_0(T)/f_0(293 \text{ K})$) du 1^{er} mode de torsion en fonction de la température de la membrane. Une comparaison pour un échauffement uniforme de la structure simulée et pour un gradient de température entre la membrane et le substrat est effectuée pour deux longueurs de bras de torsion $L_r = 1$ et $1,5 \mu\text{m}$.

¹³ Précisons que le tenseur des contraintes calculé lors de la résolution stationnaire des équations est seulement pris en compte si l'utilisateur précise que la résolution des modes propres inclut les non linéarités géométriques.

Nous remarquons que le TCF simulé d'un résonateur MDO01 ($L_r = 1,5 \mu m$) correspond sensiblement aux valeurs mesurées expérimentalement pour un dispositif MDO01 (-55 ppm/°C). De plus, nous observons une réduction de la sensibilité en température lorsque la longueur du bras de torsion L_r augmente. Ce modèle va donc dans le sens des observations faites sur les mesures expérimentales du TCF présentées sur la Figure III.38. Nous avons en effet constaté un TCF plus faible des résonateurs MDO08 ($L_r = 3,8 \mu m$) vis-à-vis des résonateurs MDO01 ($L_r = 1,5 \mu m$).

Finalement, nous n'observons pas de différence significative entre les deux profils d'échauffement de la structure. A l'évidence, la fiabilité de la méthode de mesure du TCF est satisfaisante et se justifie pour déduire les performances en sensibilité du résonateur. Nous avons donc exploré une autre piste pouvant expliquer la différence entre les sensibilités expérimentales et théoriques.

➤ Discussion sur l'efficacité d'absorption du pixel

Si la mesure expérimentale du TCF ne semble pas biaiser l'estimation de l'absorption théorique du pixel, la différence entre les sensibilités théoriques et expérimentales pourrait aussi s'expliquer par l'absorption effective du pixel.

En effet, le mouvement du résonateur étant hors du plan, on peut s'attendre à une modulation de la puissance absorbée au double de la fréquence du mouvement de la membrane. La puissance absorbée va donc osciller à la période $T = 1/2f_0$ entre la valeur d'une cavité parfaitement plane et l'absorption d'une cavité composée du dièdre formant un angle θ entre la membrane et le substrat.

Cette oscillation est bien entendu filtrée par le caractère passe-bas du détecteur thermique, et la puissance moyenne absorbée est alors inférieure à la puissance maximale attendue. Ces effets n'ont pas été étudiés théoriquement en détails, et pourraient être approchés par une simulation par éléments finis.

V.1.c) Caractérisation du temps de réponse du capteur

Afin de compléter la caractérisation de notre bolomètre résonant, nous avons mis en place une expérience permettant de mesurer le temps de réponse de nos résonateurs. Le temps de réponse mécanique $\tau_m = 2Q/\omega_0$ des résonateurs est de l'ordre de 700 μs , tandis que le temps de réponse thermique $\tau_{th} = C_{th}/G_{th}$ est de l'ordre de 500 μs au sein des résonateurs MDO01. Ainsi, ces dispositifs sont a priori limités par le temps de réponse mécanique du résonateur. Les propriétés spectrales du rayonnement incident important peu pour cette mesure, le filtre est retiré de l'expérience afin d'obtenir une élévation de température maximale du bolomètre.

V.1.c.i) Obturateur mécanique

Ce type de mesure est habituellement réalisé à l'aide d'un obturateur mécanique placé au plus près du dispositif afin de minimiser le temps de montée t_θ du signal. Nous souhaitons donc exprimer t_θ en fonction des paramètres géométriques du banc de caractérisation afin de le minimiser et permettre la caractérisation du temps de réponse de notre résonateur (soit $t_\theta \ll 5\tau_m$). Nous avons pour cela développé un modèle analytique en nous appuyant sur le schéma illustré sur la Figure V.6. La Figure V.6.a présente un schéma de l'expérience sur l'axe optique tandis que la Figure V.6.b présente un schéma le long de l'axe optique.

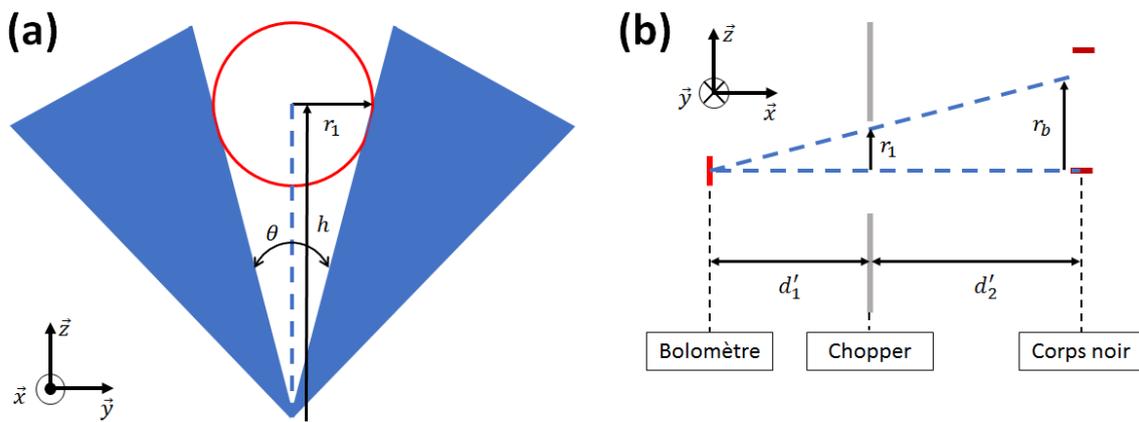


Figure V.6 : (a) Rayon apparent r_1 sous lequel le bolomètre voit le corps noir à travers l'obturateur mécanique. La hauteur h correspond à la distance entre l'axe de rotation de la pale (en bleu) de l'obturateur mécanique et le centre de l'ouverture du corps noir. (b) Schéma le long de l'axe optique de l'expérience de mesure du temps de réponse du dispositif à l'aide d'un obturateur mécanique

Notons $t_\theta = \theta/\dot{\theta}$ le temps que met une pale de l'obturateur mécanique à parcourir le diamètre $2r_1$ qui représente le diamètre apparent de l'ouverture du corps noir, à l'abscisse d'_1 de l'obturateur mécanique, pour notre dispositif. La vitesse de rotation de la pale est définie par $\dot{\theta} = 2\pi f_c/n$, où f_c représente la fréquence de modulation optique (paramètre expérimental) et n le nombre de pales du chopper. Nous observons sur la Figure V.6.a que $\tan(\theta/2) = r_1/h$, où h caractérise la distance entre l'axe de rotation de la pale et le centre de l'ouverture du corps noir. Ainsi, nous avons la relation :

$$t_\theta = \frac{\arctan\left(\frac{r_1}{h}\right)}{\pi f_c/n} = \frac{\arctan\left(\frac{r_b d'_1}{h d'_2}\right)}{\pi f_c/n} \quad (\text{V.7})$$

En effet, nous observons sur la Figure V.6.b, qui représente un schéma le long de l'axe optique de l'expérience, que $r_1 = r_b \times d'_1/d'_2$.

Ainsi, nous observons que minimiser t_θ , revient à minimiser le rapport d'_1/d'_2 . De même, h doit être maximale, tout comme la fréquence de rotation de l'axe de l'obturateur mécanique du flux f_c/n .

L'obturateur mécanique utilisé dans notre expérience possède 2 pales au minimum, pour une fréquence maximale $f_c/n = 99 \text{ Hz}$. La hauteur h est égale à 3,6 cm. L'encombrement de l'expérience nous impose une distance d'_1 minimale de 5,6 cm. Dans ces conditions, un temps de montée de 0,5 ms (afin de ne pas perturber la mesure) nécessite une distance d'_2 de 2,5 m. Cette distance ne permet pas de disposer d'une puissance incidente suffisante pour irradier nos dispositifs.

A l'évidence ce protocole expérimental n'est pas adapté à la mesure des faibles constantes de temps de nos dispositifs. Nous avons donc recherché des méthodes alternatives permettant de mesurer des constantes de temps inférieures à la milliseconde.

V.1.c.ii) Echauffement Joule

Une excitation électrique nous a paru dans un premier temps une solution élégante. Nous avons donc imaginé mesurer le temps de réponse du dispositif en modulant une dissipation Joule dans le pixel.

Néanmoins, cette expérience nécessite un contact électrique entre le TiN et le Si- α de la membrane, non prévu dans nos dispositifs. Ainsi, la puissance Joule est principalement dissipée dans les bras d'isolation thermique, et la constante de temps mesurée n'est pas caractéristique de la réponse temporelle du capteur lors de l'irradiation IR.

Cette solution n'étant pas non plus adaptée à nos détecteurs, nous avons donc opté pour une autre solution, utilisant un laser pour échauffer la structure.

V.1.c.iii) Laser

Nous avons donc pris l'initiative de mesurer la réponse temporelle du résonateur à l'aide d'un laser qui échaufferait la structure, afin de bénéficier du temps de montée extrêmement rapide de ces sources.

Dans un premier temps, nous avons utilisé un laser visible HeNe à 633 nm d'une puissance de 1 mW, utilisé habituellement afin d'aligner notre banc de caractérisation électro-optique. Une fenêtre laissant passer la lumière visible a donc été placée pour sceller l'ETSV (Figure V.7.a). Malheureusement, nous avons constaté que le rayonnement du laser perturbait fortement le signal de sortie de notre capteur.

Nous avons donc décidé d'adapter un montage de vibromètre par effet Doppler de Polytec¹⁴ (Figure V.7/b/c/d). Les objectifs permettent de focaliser le rayonnement du laser sur la membrane du résonateur.

¹⁴ <http://www.polytec.com/us/solutions/vibration-measurement/basic-principles-of-vibrometry/>

Ce type d'instrument avait déjà été utilisé afin de caractériser les fréquences de résonance et le bruit thermomécanique des différentes variantes MDO0X. Un laser Hélium Néon d'une puissance de 1 mW est utilisé pour l'échauffement du dispositif. Un atténuateur permet de diminuer la puissance incidente (7 pas diminuant successivement la puissance d'un facteur 2) et ainsi d'ajuster l'échauffement du résonateur.

Les caractérisations sont effectuées en boucle ouverte (voir Chapitre II), car les temps d'intégration utilisés, de l'ordre de 180 μ s, ne permettent pas d'utiliser la PLL. En effet un bruit de 400 nV/VHz lié à l'utilisation d'un dispositif sous la forme de matrice et d'un amplificateur extérieur, ne permet pas de stabiliser la boucle fermée.

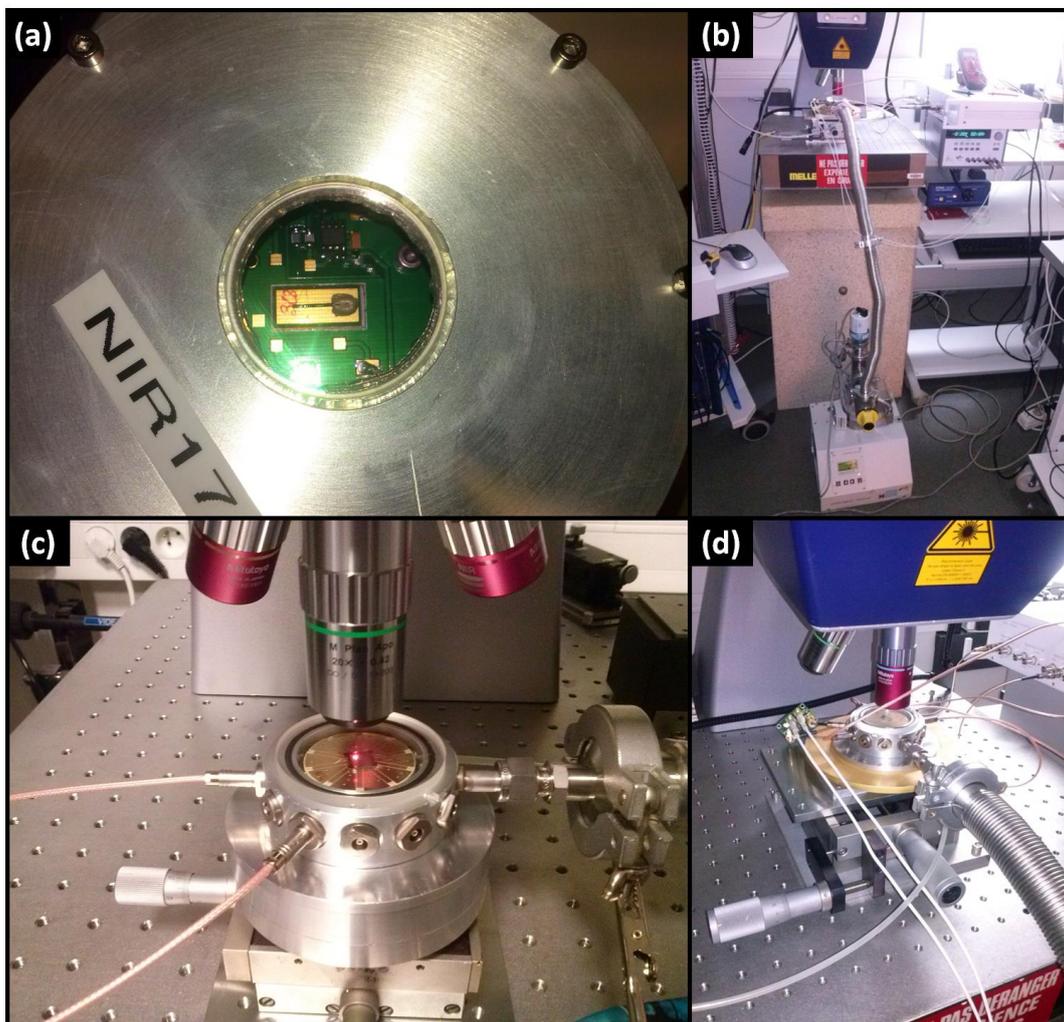


Figure V.7 : (a) ESTV doté d'une fenêtre proche IR (b) Vibromètre à effet Doppler et dispositif monté dans une chambre sous vide installée sous les objectifs. (c) Laser HeNe en fonctionnement (ici, lors d'une caractérisation du bruit thermomécanique). (d) Caractérisation électrique du résonateur. On distingue le circuit d'amplification placé au plus près du dispositif, à l'extérieur de la chambre sous vide.

L'utilisation de la boucle ouverte restreint l'échauffement autorisé afin de respecter la linéarité entre la phase Λ et la fréquence f autour de la résonance $\Delta\Lambda \sim -2Q\Delta f/f_0$ (Eq. (IV.6)). La puissance optique est donc limitée de manière à générer un saut de phase inférieur à 30° .

La Figure V.8.a présente la fréquence de résonance d'un résonateur MDO01 en fonction du temps pour un temps d'intégration de $180 \mu\text{s}$. Nous avons reproduit l'expérience 4 fois. La fenêtre temporelle présentée pour les 4 courbes est donc similaire (10 ms) mais, l'origine du temps différente.

Des temps de réponse entre $470 \mu\text{s}$ et $550 \mu\text{s}$ sont extraits de cette expérience.

La Figure V.8.b présente le saut fréquentiel provoqué par l'absorption du pixel pour 3 temps d'intégration différents. Cette expérience nous permet de vérifier que la réponse temporelle du résonateur mesuré sur la Figure V.8.a n'est pas limitée par l'intégration du signal par l'électronique. Nous remarquons en effet que l'utilisation d'un temps d'intégration de $50 \mu\text{s}$ ne modifie pas la réponse du capteur, seule l'amplitude du bruit est modifiée. Nous en déduisons que le temps de réponse extrait grâce aux mesures effectuées sur la Figure V.8.a est bien caractéristique du capteur.

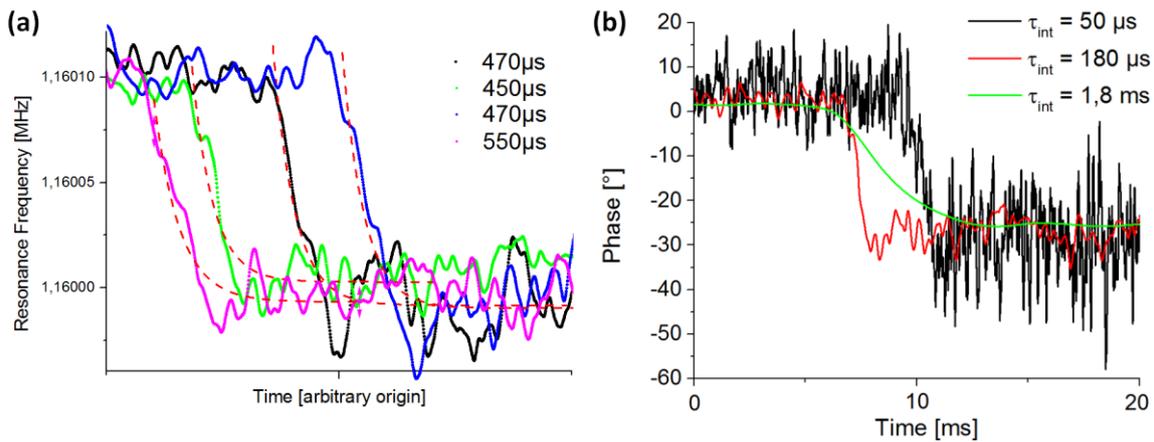


Figure V.8 : (a) Fréquence de résonance d'un résonateur MDO01 ($f_0 = 1,16 \text{ MHz}$ et $Q = 2250$) en fonction du temps pour un temps d'intégration de $180 \mu\text{s}$. 4 sauts de fréquence provoqués par l'absorption du rayonnement laser sont superposés pour une fenêtre temporelle de 10 ms. Les temps de réponse extraits pour chaque événement sont indiqués sur la légende. (b) Comparaison de la réponse temporelle du capteur pour un temps d'intégration de $50 \mu\text{s}$, $180 \mu\text{s}$ et $1,8 \text{ ms}$.

Ces résultats concordent avec les ordres de grandeurs attendus par les constantes de temps thermiques ($\tau_{th} = 520 \mu\text{s}$). Néanmoins, nous observons un temps de réponse 20 % inférieur au temps de réponse mécanique du résonateur ($\tau_m = Q/\pi f_0 = 620 \mu\text{s}$). Cette différence peut s'expliquer par l'erreur sur la fonction utilisée pour extraire les temps de réponse du résonateur (signal très bruité).

V.2) Comparaison des performances à la littérature

Les stabilités fréquentielles des deux dispositifs MDO01 testés ayant été mesurées au Chapitre IV, nous pouvons à présent discuter de la résolution de nos dispositifs à travers le *NEP* et comparer leurs performances à la littérature. En préambule, nous rappelons que le *NEP* est défini comme le rapport de la stabilité fréquentielle $\sigma_y(\tau)$ sur la réponse $\Re_R(\omega = 0)$. Le *NEP* dépend donc du temps d'intégration τ utilisé.

V.2.a) Puissance équivalente de bruit (*NEP*)

Nous avons calculé les *NEP* des dispositifs MDO01-1 et MDO01-2 en supposant 2 hypothèses de bande passante équivalente de bruit (ENBW), qui correspondent à 2 modes de lecture du réseau de résonateurs. La comparaison avec la littérature suppose une lecture en pied de colonne – typiquement utilisée pour les μ bolomètres –, soit un temps d'intégration $\tau = 70 \mu s$. Nous avons aussi calculé le *NEP* en supposant une architecture plus favorable à notre dispositif, où le circuit de lecture est intégré sous le pixel, permettant d'intégrer le signal sur le temps trame ($\tau = 20 ms$) Les performances de chaque dispositif sont résumées dans le Tableau V.2.

Tableau V.2 : Performances des dispositifs MDO01 caractérisés. Les réponses électro-optiques mesurées au paragraphe précédent sont rappelées. Le *NEP* est calculé pour deux temps d'intégration : $\tau_{int} = 20 ms$ correspondant à une électronique intégrée sous le pixel ($f_{BW} = 50 Hz$) et $\tau = 70 \mu s$ correspondant à une électronique intégrée en pied de colonne ($f_{BW} = 7 kHz$) Le *NETD* est calculé à l'aide de la formule (I.7), pour une ouverture optique $F = 1$.

	f_{BW} (Hz)	MDO01-1	MDO01-2
$\Re_R(/W)$		900	1050
Bruit de fréquence (σ_y)	50	$2,5 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-7}$
	$7 \cdot 10^3$	$3,5 \cdot 10^{-6}$	$2,5 \cdot 10^{-6}$
<i>NEP</i> (nW)	50	0,35	0,19
	$7 \cdot 10^3$	4,9	2,4
<i>NETD</i> (K)	50	3,7	2
	$7 \cdot 10^3$	52	25

Pour une ENBW de 7 kHz, soit un temps d'intégration $\tau_{int} = 70 \mu s$, un NEP de 4,9 nW est extrait pour le résonateur MDO01-1. Le dispositif MDO01-2, moins bruité et plus sensible, possède un $NEP(7 kHz) = 2,4 nW$.

La Figure V.9.a présente la déviation d'Allan en fonction du temps d'intégration des dispositifs, issue du Chapitre IV. Nous remarquons que les temps d'intégration typiques utilisés dans l'imagerie sont situés dans la zone de bruit blanc des résonateurs. Nous pouvons donc extraire un NEP indépendant de la fréquence de $70 pW/\sqrt{Hz}$ pour le dispositif MDO01-1 (resp. $30 pW/\sqrt{Hz}$ pour le résonateur MDO01-2).

La Figure V.9.b positionne les performances du résonateur MDO01-2 par rapport à la littérature. Nous avons positionné le niveau du bruit fondamental de phonon pour chaque pas pixel en utilisant la règle de réduction des échelles caractéristiques des μ bolomètres, décrite au Chapitre I ($C_{th} \propto A_p^2$ et $G_{th} \propto A_p^2$). Selon cette règle, le NEP_{ph} est réduit comme A_p (Eq. (I.22)). Le point de référence de cette droite est au pas de 12 μm , en supposant $\tau_{th} = 10 ms$ [1], $G_{th} = 5 nW/K$ [2] et donc $C_{th} = G_{th} \times \tau_{th} = 50 pJ/K$.

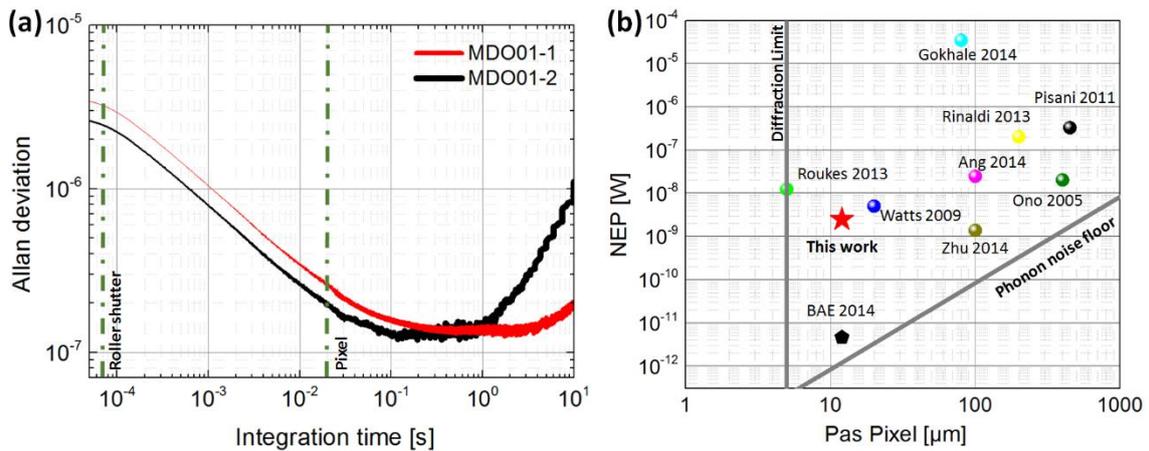


Figure V.9 : (a) Déviation d'Allan en fonction du temps d'intégration des dispositifs MDO01-1 et MDO01-2. Le temps d'intégration pour une lecture en pied de colonne (*rolling shutter*) et dans le pixel sont mis en évidence par les lignes vertes en pointillés. (b) Comparaison des performances du résonateur MDO01-2 avec la littérature évaluées grâce au NEP pour $f_{BW} = 7 kHz$. La performance typique d'un bolomètre résistif au pas de 12 μm (Bae 2014) est aussi donnée à titre de comparaison.

Nous constatons que les performances de nos dispositifs sont nettement supérieures aux résultats de la littérature obtenus sur des dispositifs possédant des surfaces plus importantes, notamment les résonateurs piézoélectriques. De plus, les performances obtenues sont meilleures que le dispositif proposé au pas de 5 μm par l'équipe du Pr. Roukes, tout en proposant un résonateur fabriqué en réseau, avec une transduction complètement intégrable.

Nous notons que les résonateurs optiques à modes de galeries se rapprochent de nos performances, mais ne présentent pas encore des pixels à des pas inférieurs à 20 μm .

Néanmoins, nous constatons un écart de 3 ordres de grandeurs avec les performances actuelles des μ bolomètres au pas de 12 μm .

En observant la déviation d'Allan des dispositifs en fonction du temps d'intégration du signal (Figure V.9.a), nous remarquons que l'utilisation d'un temps d'intégration plus long que 70 μs permettrait de diminuer le bruit de fréquence des résonateurs et donc d'améliorer significativement le *NEP*.

Ainsi, l'utilisation d'un circuit de lecture permettant d'intégrer le signal pendant tout le temps trame améliorerait les performances de nos dispositifs de plus d'une décade, jusqu'à atteindre un *NEP* de 190 pW pour le dispositif MDO01-2.

Toutefois, nous remarquons que les performances resteraient inférieures aux performances des μ bolomètres actuels, notamment du fait des isolations thermiques bien plus importantes utilisées sur les μ bolomètres.

Afin de comparer les technologies de transduction thermique entre elles, en s'affranchissant notamment de la conductance thermique, nous utilisons à présent la figure de mérite introduite au Chapitre I, et dont l'expression est rappelée ci-dessous.

V.2.b) Figure de mérite de la technologie développée

La comparaison de nos travaux avec la littérature est effectuée grâce à la $FOM = NETD \times \tau_{th} \times A_p$ est présentée sur la Figure V.10.a. Vu sous cet aspect, nous observons que les performances des bolomètres résonants fabriqués se rapprochent des performances des bolomètres résistifs.

En effet, la conductance thermique n'intervenant plus dans la comparaison, la technologie des résonateurs MDO01 est moins pénalisée. Nous remarquons que l'ensemble des résonateurs de la littérature bénéficie de ce facteur de comparaison.

Nous avons montré qu'il était possible de fabriquer des résonateurs (MDO06) avec une isolation thermique du même ordre de grandeur que les bolomètres. Néanmoins, cela conduisait à dégrader leurs propriétés mécaniques (facteur de qualité et gamme dynamique linéaire) et donc leur stabilité fréquentielle.

Ainsi, nous avons souligné que l'isolation thermique devait être améliorée par la longueur du bras d'isolation thermique (bras d'encastrement), et non par leur amincissement. Ainsi, si nous adaptons notre architecture de pixel afin de dessiner des bras d'encastrement plus longs, nous pensons pouvoir atteindre des isolations thermiques comparables à celles des bolomètres résistifs, tout en conservant les propriétés mécaniques des résonateurs MDO01.

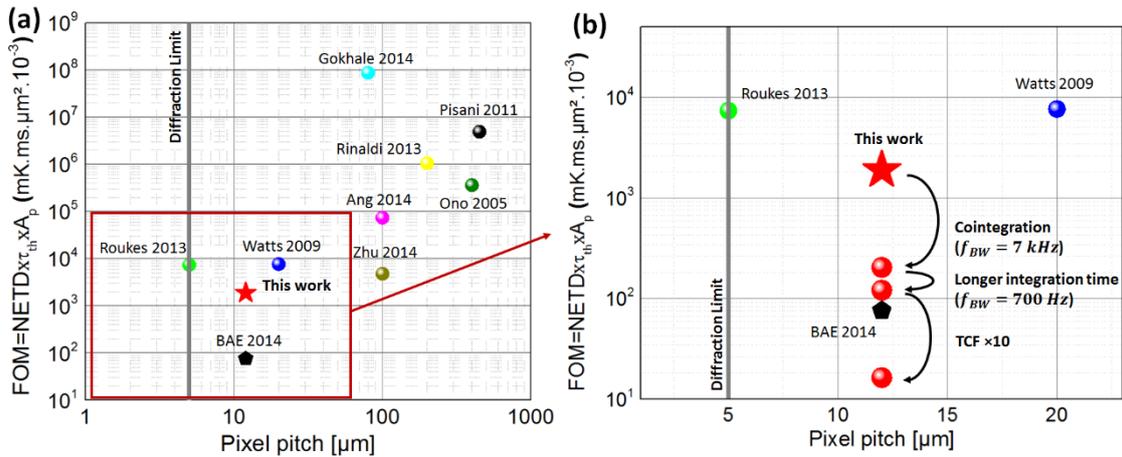


Figure V.10 : (a) Performances du dispositif MDO01-2 évaluées grâce à la figure de mérite $NETD \times \tau_{th} \times A_p$ et comparaison avec la littérature. Une ENBW $f_{BW} = 7 \text{ kHz}$ est utilisée afin de calculer les $NETD$. (b) Perspectives d'amélioration de nos détecteurs pour différentes hypothèses : cointégration du circuit permettant une détection directe (pas de détection hétérodyne) et une réduction du bruit électronique au niveau théorique ($V_n = 10 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$) ; utilisation d'une ENBW $f_{BW} = 700 \text{ Hz}$ (14 pixels lu en 20 ms) afin d'atteindre une stabilité fréquentielle $\sigma_y = 1,7 \cdot 10^{-7}$; amélioration du TCF d'un facteur 10.

Plus largement, nous avons donc étudié les possibilités d'améliorer la figure de mérite de notre technologie selon différentes approches réalistes afin d'extrapoler les performances qu'il serait possible d'obtenir pour des pas de $12 \mu\text{m}$, et en dessous.

La Figure V.10.b représente une projection des performances de notre technologie sous différentes hypothèses. Le premier point représente les performances actuelles mesurées sur le dispositif MDO01-2. Pour l'analyse qui suit, nous supposons un facteur de qualité $Q = 2500$, une amplitude critique $\theta_c = 13^\circ$ (soit, en s'appuyant sur les Figure III.19 et Figure III.23, une amplitude $V_{out} = 350 \mu\text{V}$ en détection hétérodyne et $700 \mu\text{V}$ en détection directe) et une réponse optique $\mathfrak{R}_R = 1050/W$:

- En premier lieu, nous nous intéressons au gain apporté par la cointégration du circuit de lecture qui est le premier élément évident à inclure pour avoir in-fine une comparaison raisonnable avec les bolomètres actuels. Nous estimons que cette cointégration permettra de diminuer le niveau de bruit de l'électronique à son niveau théorique, calculé dans le Chapitre IV ($V_n = 10 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$). Dans cette configuration, les capacités de couplage entre l'actionnement et la détection sont donc supposées suffisamment faibles pour qu'une détection directe, plus simple à mettre en œuvre, soit possible et permette de gagner un facteur 2 sur l'amplitude du signal. Nous calculons alors une $FOM = 204 \cdot 10^3 \text{ mK} \cdot \text{ms} \cdot \mu\text{m}^2$, soit un gain d'un facteur 8 vis-à-vis des performances actuelles. Néanmoins, nous constatons que la FOM n'atteint toujours pas les performances des détecteurs résistifs.

- Nous avons ensuite considéré un temps d'intégration du signal augmenté. Nous remarquons alors qu'une ENBW $f_{BW} = 700 \text{ Hz}$ permet de limiter la contribution de la déviation d'Allan à une valeur $\sigma_{y_{elec}} = 7,6 \cdot 10^{-8}$. Cette hypothèse permet la lecture de $700/50=14$ pixels durant un temps frame de 20 ms. Nous considérons que le plateau observé sur la Figure V.9.a contribue au bruit fréquentiel du résonateur avec une valeur $\sigma_{y_{1/f}} = 1,5 \cdot 10^{-7}$. La déviation d'Allan totale du résonateur est alors de $\sigma_y = 1,7 \cdot 10^{-7}$, et la *FOM* est alors de $121 \cdot 10^3 \text{ mK} \cdot \text{ms} \cdot \mu\text{m}^2$. Dans cette situation, nous atteignons des performances similaires aux performances des détecteurs résistifs, avec une technologie permettant de limiter largement l'auto-échauffement des dispositifs.
- Cependant, afin de créer une rupture dans le domaine de la détection IR non refroidi, notamment pour des pas inférieurs à $12 \mu\text{m}$, notre technologie nécessite d'être encore améliorée. Ainsi, l'amélioration de notre technologie passe nécessairement par une augmentation du TCF. En visant un gain sur le TCF d'un facteur 10, soit un TCF de l'ordre de $700 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$, nous remarquons que la *FOM* de notre technologie gagnerait un ordre de grandeur relativement aux bolomètres résistifs.

V.2.c) Identification des axes d'amélioration

Nous avons donc mis en évidence que la seule manière de proposer une technologie compétitive aux μ bolomètres actuels est d'améliorer le TCF d'un facteur 10. Nous avons donc orienté la dernière phase de nos recherches sur l'amélioration de cette sensibilité. La suite du manuscrit décrit donc différentes méthodes inspirées de la littérature permettant une amélioration significative du TCF.

En admettant la faisabilité d'un TCF de $-700 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$, nous remarquons que les fluctuations de fréquences du résonateur seraient proches du niveau de bruit de phonon. En effet, en nous appuyant sur l'Eq. (IV.34) et en considérant $f_{BW} \gg f_{th}$, la contribution du bruit de phonon à la déviation d'Allan serait alors $\sigma_{y_{ph}} = 1,5 \cdot 10^{-7}$. Ainsi, la déviation d'Allan totale serait alors $\sigma_y = 2,3 \cdot 10^{-7}$, soit un *FOM* de $16 \cdot 10^3 \text{ mK} \cdot \text{ms} \cdot \mu\text{m}^2$.

Nous soulignons que la contribution du bruit de phonon est calculée dans le cas d'un résonateur MDO01, possédant une capacité thermique $C_{th} = 26 \text{ pJ}/\text{K}$. Or, le temps de réponse de ce capteur étant de l'ordre de $500 \mu\text{s}$, celle-ci pourrait être augmentée par le dépôt d'une couche supplémentaire, en conservant des temps de réponses compatibles avec l'imagerie. Ceci permettrait de diminuer la contribution du bruit de phonon, et donc d'améliorer les performances du capteur. Par exemple, une capacité thermique $C_{th} = 52 \text{ pJ}/\text{K}$ permettrait d'atteindre une déviation d'Allan $\sigma_y = 2 \cdot 10^{-7}$. Le Tableau V.3 résume les performances du dispositif pour les améliorations que nous avons successivement proposées.

Nous avons calculé le *NETD* obtenu grâce aux différentes améliorations proposées. Nous constatons qu'un *NETD* de 230 mK est obtenu grâce l'amélioration du TCF d'un facteur 10, pour une constante de temps de temps $\tau_{th} = 0,52 \text{ ms}$. Nous remarquons alors que la conception d'un pixel possédant une conductance thermique $G_{th} = 5 \text{ nW/K}$ et une capacité thermique $C_{th} = 52 \text{ pJ/K}$ permet d'obtenir un *NETD* de 20 mK pour une constante de temps de 10 ms. L'isolation thermique de ce pixel ne serait pas excessive vis-à-vis de l'éblouissement solaire car elle correspond aux isolations thermiques actuellement utilisées par les μ bolomètres au pas de 12 μm [2].

Néanmoins, les performances calculées ci-dessus supposent une gamme dynamique linéaire de 13°. En s'appuyant sur la Figure III.13, nous remarquons que les dimensions du bras de torsion doivent être proches des dimensions du bras de torsion du résonateur MDO01. Ainsi, on ne peut pas concevoir d'obtenir une isolation thermique 10 fois supérieure à celles du dispositif MDO01 en diminuant l'épaisseur du bras de torsion.

Une solution serait de réduire la section des bras d'encastresments au nombre de deux, puis d'utiliser une longueur de bras $L_s = 35 \mu\text{m}$. A défaut, pour l'heure, de modèle analytique permettant de modéliser l'influence du bras d'encastrement sur la rigidité effective en torsion du résonateur, des simulations FEM¹⁵ peuvent être utilisées afin d'apprécier cet effet. Par exemple, des bras d'encastrement en serpentins peuvent être dessinées [3]. De plus, les mesures de contraintes résiduelles effectuées au Chapitre III permettent de simuler la tenue mécanique d'une telle structure, une fois libérée de la couche sacrificielle.

La Figure V.11 propose un exemple de structure permettant d'obtenir une isolation thermique de $G_{th} = 5 \text{ nW/K}$, tout en conservant les dimensions du bras de torsion du résonateur MDO01 ($w_r = 250 \text{ nm}$, $L_r = 1,5 \mu\text{m}$ et $t_{Si\alpha} = 150 \text{ nm}$).

¹⁵ Par exemple, une simulation des modes propres peut être mise en place afin d'observer la modification de la fréquence de résonance en fonction de la géométrie du bras d'encastrement.

Tableau V.3 : Perspectives d'améliorations des performances des résonateurs au pas de 12 μm . Chacune des colonnes introduit un point d'amélioration particulier qui est mis en valeur par une cellule grisée, tandis que les bénéfices (en vert) et les inconvénients (en rouge) qui en découlent sont aussi indiqués. Un facteur de qualité $Q = 2500$ est supposé ainsi qu'une contribution $\sigma_{y_{1/f}}$ du bruit en $1/f$ constaté expérimentalement égale à $1,5 \cdot 10^{-7}$. Les performances du résonateur MDO01-2 sont utilisées comme point de départ. La contribution du bruit de l'électronique est calculée à partir de l'Eq. (IV.22) pour une amplitude $V_{out} = 700 \mu\text{V}$. La contribution du bruit de phonon est calculée à partir de l'Eq. (IV.34) pour un TCF égal à $-70 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$.

	MDO01-2	Cointégration	τ	TCF	C_{th}	G_{th}
f_{BW} (Hz)	$7 \cdot 10^3$	$7 \cdot 10^3$	700	700	700	700
V_n (nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$)	40	10	10	10	10	10
$\sigma_{y_{elec}}$	$2,5 \cdot 10^{-6}$	$2,4 \cdot 10^{-7}$	$7,6 \cdot 10^{-8}$	$7,6 \cdot 10^{-8}$	$7,6 \cdot 10^{-8}$	$7,6 \cdot 10^{-8}$
C_{th} (pJ/K)	26	26	26	26	52	52
G_{th} (nW/K)	50	50	50	50	50	5
τ_{th} (ms)	0,52	0,52	0,52	0,52	1	10
$\sigma_{y_{ph}}$	$1,5 \cdot 10^{-8}$	$1,5 \cdot 10^{-8}$	$1,5 \cdot 10^{-8}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$1,1 \cdot 10^{-7}$	$1,1 \cdot 10^{-7}$
σ_y	$2,5 \cdot 10^{-6}$	$2,8 \cdot 10^{-7}$	$1,7 \cdot 10^{-7}$	$2,3 \cdot 10^{-7}$	$2,0 \cdot 10^{-7}$	$2,0 \cdot 10^{-7}$
\Re_R (/W)	1050	1050	1050	10050	10050	100050
NEP (pW)	2100	270	160	22	19	1,9
$NETD$ (mK)	22000	2800	1700	230	200	20
FOM (mK.ms. μm^2)	$1,6 \cdot 10^6$	$200 \cdot 10^3$	$120 \cdot 10^3$	$16 \cdot 10^3$	$29 \cdot 10^3$	$29 \cdot 10^3$

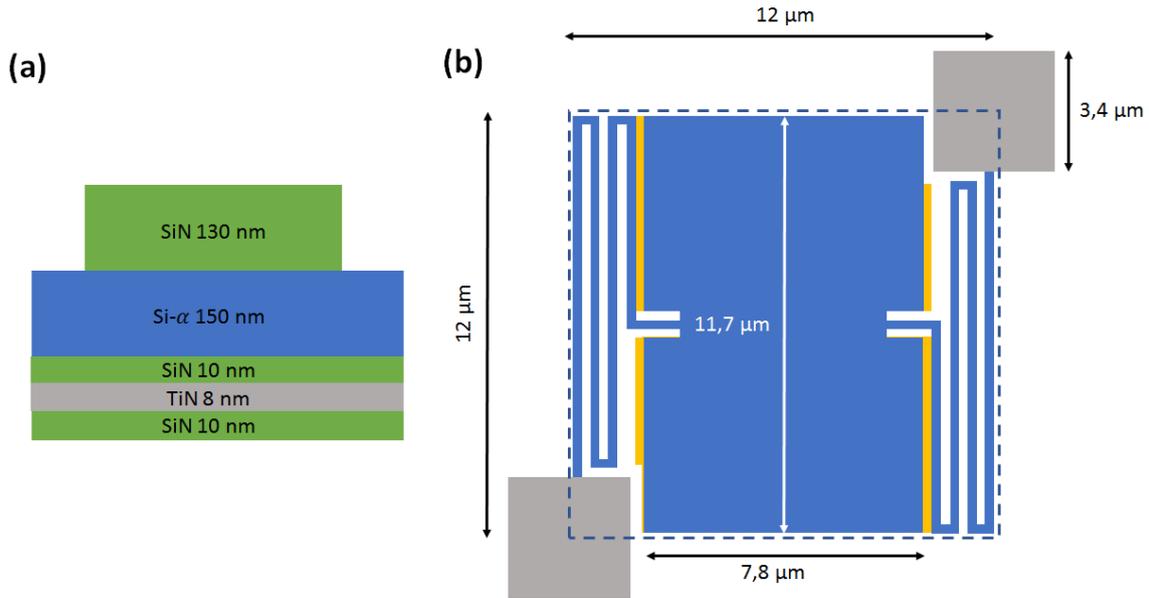


Figure V.11 : (a) Empilement proposé pour un pixel de 12 µm possédant des caractéristiques mécaniques proches des résonateurs MDO01 et une capacité thermique $C_{th} = 52 \text{ pJ/K}$, obtenue par la couche supérieure de SiN présente uniquement sur la membrane. (b) Schéma à l'échelle du pixel proposé au pas de 12 µm possédant une conductance thermique $G_{th} = 5 \text{ nW/K}$. Le bras de torsion possède une longueur $L_r = 1,5 \text{ µm}$ et une largeur $w_r = 250 \text{ nm}$. La cote minimale utilisée ici est de 250 nm.

Le facteur de remplissage géométrique d'une telle structure est égal à $\beta = 0,76$, proche des valeurs habituellement constatées sur les µbolomètres. Nous remarquons que les dimensions de la planche sont proche des dimensions de la membrane du résonateur MDO01 (Figure III.3). Nous pouvons donc nous attendre à obtenir des niveaux de signaux capacitifs du même ordre de grandeur que ceux obtenus expérimentalement sur les dispositifs MDO01.

D'après le Tableau V.3, les performances attendues pour une telle structure sont extrêmement intéressantes, et justifient l'intérêt que nous portons à l'amélioration du TCF d'un facteur 10.

V.3) Perspectives d'amélioration du TCF

Les exemples d'applications nécessitant des bases de temps, présentés en introduction du Chapitre II –comme les références de fréquence des circuits électroniques – utilisent généralement des temps d'intégration longs, de manière à maximiser la stabilité fréquentielle du signal. Or, les fluctuations de température de l'environnement du résonateur dégradent de manière importante la stabilité fréquentielle pour des temps d'intégration supérieurs à la seconde (dérives long termes, observables, par exemple, sur la Figure V.9.a).

C'est pourquoi la diminution du TCF des résonateurs a largement été étudiée dans la littérature [4]–[12]. Nous pouvons citer l'emblématique cristal oscillant compensé en température (TCXO pour *Temperature Compensated Crystal Oscillator*) qui permet d'atteindre des stabilités en température de l'ordre du ppm/°C, utilisé pour la compensation en température des oscillateurs à quartz. Dans cette méthode, la compensation s'effectue grâce à une sonde de température externe à l'oscillateur et à une correction analogique ou numérique.

Toutefois, on trouve dans la littérature des études pour des applications thermométriques qui prennent le contrepied en cherchant à maximiser le TCF. Parmi ces techniques, nous distinguons 4 méthodes :

- Une utilisation de modes de vibration différents où, notamment, les contraintes thermiques influent plus fortement sur la fréquence de résonance du système ;
- L'utilisation de matériaux aux coefficients d'expansion thermique (CTE) différents afin d'augmenter l'influence des contraintes thermiques sur le TCF ;
- Le mixage de modes de vibration grâce à un multiplicateur de fréquences ;
- L'utilisation des propriétés mécaniques de matériaux à transition de phase à leur température de transition (cette méthode est aussi utilisée pour réaliser des interrupteurs à faible courant de fuite).

Nous nous sommes intéressés à chacune de ces méthodes et à la possibilité de les implémenter sur nos résonateurs, en intégrant les contraintes spécifiques aux bolomètres, notamment l'isolation thermique importante et l'intégrité de la cavité $\lambda/4$, nécessaires au bon fonctionnement du capteur.

V.3.a) Modes de vibration

Dans le cas de matériaux cristallins, les coupes du matériau utilisé pour la fabrication de résonateurs peuvent notamment influencer le TCF de l'oscillateur [6], [13]. Par exemple, dans le cas du quartz, une coupe Y est connue pour posséder un TCF plus important que d'autres coupes du cristal [14]. Toutefois, dans le cas des résonateurs en Si, d'autres méthodes doivent être imaginées car les axes cristallographiques présentent des TCF similaires [15]. Dans notre approche, les matériaux ont une structure amorphe, ce qui ne permet pas d'étudier des orientations cristallines qui maximiseraient le TCF.

Nous nous intéressons donc ici aux TCF des premiers modes de vibrations de la structure. En effet, comme la localisation des efforts diffère selon les modes de vibrations (bras de torsion pour le 1^{er} mode de torsion, bras d'isolation thermique pour la flexion dans le plan, membrane pour le 2nd mode de torsion), nous pensons que l'effet des contraintes thermiques sur la fréquence de résonance peut largement varier selon le mode de vibration considéré [13], [16], [17].

Par exemple, on trouve des études récentes sur le mode de flexion de matériaux 2D – déposés sous forme de membrane – comme le MoS₂, le BN hexagonal ou le graphène où des TCF respectifs de -0,396 %/K [18], -0,285 %/K [19] et de -7 %/K [20] ont été rapportés. Un schéma typique de ces structures ainsi qu'une image optique sont présentés sur la Figure V.12. Dans ce

dernier cas, les auteurs estiment la conductance thermique de la structure à $G_{th} = 4.10^{-6} W/K$, ce qui en fait a priori un bon candidat pour des applications bolométriques. Si l'intégrabilité de ces matériaux reste encore à démontrer, on perçoit l'important potentiel de ces matériaux pour l'augmentation de la sensibilité d'un thermomètre résonant.

Cependant, des études sur la stabilité de l'oscillateur sont nécessaires, et la finesse des couches utilisées laisse anticiper un C_{th} faible, et donc un bruit de phonon important au sein de ces structures. L'ajout de matériau afin d'augmenter C_{th} risque alors de détériorer la sensibilité thermique du détecteur. Finalement, les facteurs de qualité de ces structures en flexion sont faibles, de l'ordre de la centaine [18]–[20].

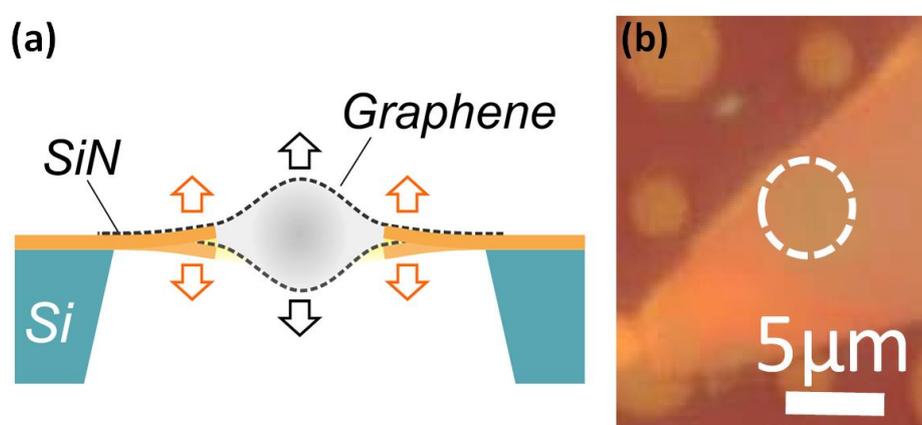


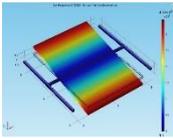
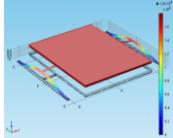
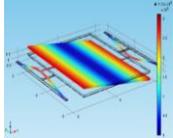
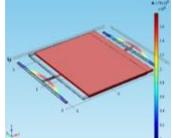
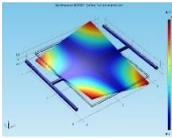
Figure V.12 : (a) Schéma d'un résonateur en flexion intégrant une couche de graphène sur des supports en SiN [20]. (b) Image au microscope optique d'un substrat Si possédant une couche de SiO₂ préusiné (électrodes et cavité) sur lequel est transféré une monocouche de h-Bn. Une cavité est ici mise en valeur (blanc), recouverte intégralement par le matériau 2D (matériau clair).

Ainsi, bien que les TCF mesurés sur les matériaux 2D soient excellents, nous pensons que les facteurs de qualité mesurés sur ces structures, la faible masse thermique, ainsi que les difficultés d'intégration actuelles des matériaux 2D en font difficilement des candidats pour la fabrication d'imageurs bolométriques performants.

En restant sur des structures proches des résonateurs MDO01, nous avons étudié le TCF des différents modes de vibration de notre structure en utilisant le modèle FEM déjà présenté. Dans ce cas, nous n'avons pas modélisé les plots de suspension. Ainsi, la structure est supposée parfaitement encastée à l'extrémité des bras d'isolation thermique.

Le Tableau V.4 présente les fréquences de résonance extraites pour chaque mode de vibration étudié, le plan du mouvement du mode de vibration, le TCF extrait de chaque simulation (sur une plage de 30°C) et une image illustrant chaque mode de vibration. A l'évidence, les principaux modes de vibration ne bénéficient pas d'un TCF bien plus important que le mode fondamental de torsion. Par ailleurs, ces simulations confirment le faible TCF mesuré (-45 ppm/°C) sur le mode de flexion d'un résonateur MDO08 (Figure III.38).

Tableau V.4 : TCF simulés de 5 modes de résonance d'un résonateur MDO01.

f_0(MHz)	1,1	3,14	7,24	7,29	10,8
Plan du mouvement	zy	zx	zx	xy	zx, zy
Nom du mode	Torsion 1	Flexion 1 ou Trampoline	Flexion 2	Flexion 2 ou Glissement	Torsion 2
TCF (ppm/°C)	-60	-19	-32	3	-19
Forme du mode (COMSOL)					

Néanmoins, nous constatons une rigidification de la structure sur le mode dit de glissement (TCF positif), où les efforts mécaniques sont principalement effectués sur la barre d'isolation thermique. En effet, les effets des contraintes thermiques sont plus importants pour ce mode car la poutre est ancrée à chaque extrémité. Toutefois, ces effets ne sont pas assez importants pour provoquer des TCF positif de l'ordre de 700 ppm/°C. De plus, ce mode est difficile à actionner car il se situe dans le plan de la membrane, ce qui complique l'intégration des électrodes dans le pas pixel (et dégrade le facteur de remplissage β).

Nous avons donc orienté l'étude sur des structures permettant d'augmenter l'effet des contraintes thermiques sur la fréquence de résonance du 1^{er} mode de torsion.

V.3.b) Contraintes thermiques

Nous nous inspirons ici des méthodes de compensation thermique du TCF reportées dans la littérature. Deux matériaux sont généralement utilisés comme suit :

- La sensibilité en température de la fréquence de résonance causée par le coefficient en température négatif du module d'Young (α_E) du Silicium est compensée par un matériau à α_E positif, comme l'Alumine [10] ou le SiO_2 [11].
- Cette sensibilité peut être aussi compensée par le truchement d'un matériau (Cu, Al, Au...) dont le coefficient d'expansion thermique α_C diffère du Silicium [8], [9].

Ces méthodes sont dites passives car elles permettent de compenser le TCF du résonateur sans utiliser de capteurs et de circuits électroniques supplémentaires (au contraire de l'oscillateur TCXO). La seconde option est la plus performante afin d'augmenter le TCF du résonateur. Ainsi, plusieurs travaux montrent l'obtention de TCFs allant de 0,1 à 1,4 %/K par cette méthode [21]–[24]. Ces structures sont donc particulièrement intéressantes alors que nous avons montré qu'une valeur de TCF = 0,07 %/K nous permettrait d'atteindre un *NETD* de 20 mK au pas de 12 μm .

Toutefois, nous remarquons que les travaux de la littérature portent sur des résonateurs possédant des dimensions souvent un ordre de grandeur au-dessus de celles de nos dispositifs (et donc au-dessus des dimensions typiques des bolomètres), et qui en outre ne bénéficient pas d'une isolation thermique optimale. Il était donc intéressant d'étudier théoriquement la possibilité d'utiliser une couche à fort coefficient d'expansion thermique afin d'augmenter considérablement le TCF.

A travers les simulations du TCF de différents modes de vibration et les mesures effectuées, nous avons constaté que le modèle FEM décrit ci-dessus permettait de dégager les tendances qu'ont les paramètres géométriques des résonateurs sur leur TCF. Nous utilisons donc ce modèle afin d'explorer la possibilité d'augmenter le TCF via des architectures permettant d'augmenter l'effet des contraintes thermiques sur la fréquence de résonance.

Une épaisseur conséquente de matériau est nécessaire à un effet notable sur le TCF [25]. De plus, en observant le TCF du mode de glissement, nous avons constaté que l'effet des contraintes thermiques sur la fréquence de résonance est d'autant plus important que l'encastrement du corps vibrant est rigide. L'idéal serait donc d'encaster directement le bras de torsion dans le plot de suspension et de positionner une couche épaisse de matériau à forte expansion thermique (CTE) sur la membrane.

Néanmoins, l'emplacement de la couche à fort CTE est contraint par les règles de conception d'un bolomètre. En effet, l'obtention d'une isolation thermique importante nécessite l'utilisation d'un bras d'encastrement isolant thermiquement la membrane du substrat et ne permet donc pas d'encaster directement le bras de torsion dans le plot.

L'utilisation de la couche à fort CTE sur le bras d'isolation thermique permettrait peut-être d'amplifier l'effet des contraintes thermiques sur la fréquence de résonance en torsion (via une modification de la rigidité d'encastrement du bras de torsion). Toutefois, les couches à fort CTE possèdent souvent une conductivité thermique importante, et cette structure ne serait donc pas compatible avec une forte isolation thermique. Sur ce constat, il paraît donc naturel de positionner la couche à fort CTE uniquement sur la membrane.

V.3.b.i) Matériau à fort CTE sur la membrane

En premier lieu, nous avons donc étudié l'influence d'une couche à fort CTE sur la membrane ($\alpha_c = 24 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$ – typiquement de l'Al – à comparer à $2,6 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$ pour le Si) sur une structure similaire à la structure simulé sur la Figure V.5.a (encastremets mécaniques sous les plots de suspension). Cette structure se rapproche des travaux proposés par Jeong *et al*, où un TCF de $1000 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$ est atteint [22].

La Figure V.13.a présente le résultat de la simulation de la fréquence de résonance avec la température pour un résonateur MDO01 et MDO11. Les deux dispositifs possèdent des dimensions similaires en tout point, la seule différence étant qu'une couche de 200 nm d'Al recouvre la membrane du dispositif MDO11.

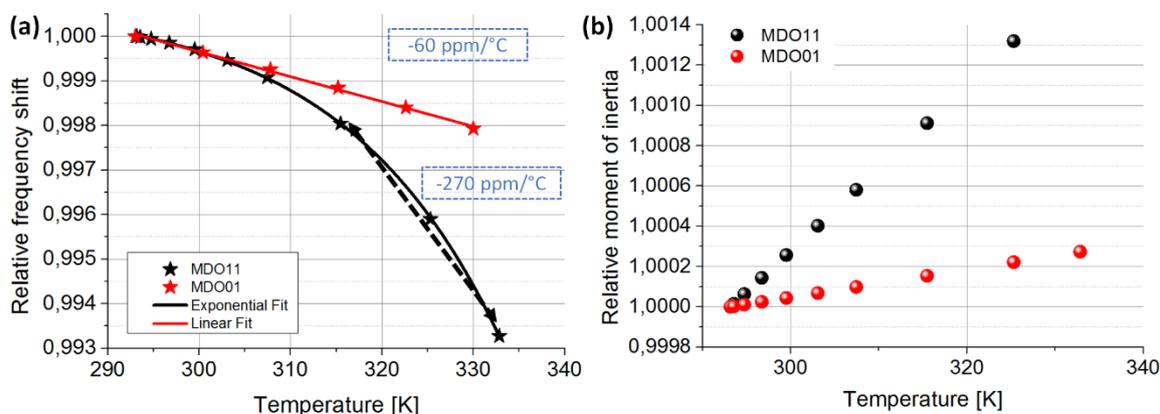


Figure V.13 : (a) Comparaison de la dépendance en température du mode fondamental de torsion obtenue par la simulation pour un résonateur MDO01 et MDO11. (b) Moment d'inertie calculé à partir de la déflexion statique de la structure par les contraintes thermiques en fonction de la température de la membrane pour un résonateur MDO01 et MDO11.

Les simulations montrent une dépendance exponentielle de la fréquence de résonance du dispositif MDO11. Ainsi, au-delà de 320 K, la dépendance avec la température est accentuée pour atteindre $-270 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$ (sur une plage de 15°C). La fréquence de résonance diminuant avec la température, nous n'observons apparemment pas de rigidification de la barre de torsion lorsque la membrane s'échauffe. Encore une fois, il est probable que la barre d'isolation thermique subisse principalement les efforts provoqués par les contraintes thermiques.

En observant la déflexion statique de la structure (Figure V.5.b), nous supposons que cette dépendance exponentielle avec la température est liée à une augmentation du moment d'inertie de la structure avec la température. Nous avons donc calculé le moment d'inertie pour chaque pas de température, en approximant la fibre neutre à une droite joignant les deux extrémités de la barre de torsion. Les résultats de la dépendance du moment d'inertie avec la température pour un résonateur MDO01 et MDO11 sont présentés sur la Figure V.13.b.

Nous observons effectivement une augmentation du moment d'inertie avec la température bien plus importante sur les MDO11. Les contraintes thermiques semblent donc plus influencer le moment d'inertie J du résonateur que sa rigidité κ_θ . Malheureusement, les excursions de température lors des campagnes de mesures expérimentales de TCF sur des résonateurs MDO11 se sont arrêtés à 315 K, et nous n'avons pu observer cette dépendance exponentielle. Nous notons aussi que ces simulations nécessiteraient d'être améliorées en intégrant la contrainte résiduelle présente dans l'empilement SiN-TiN-SiN-Si α -Al afin de reproduire au mieux le comportement réel de la structure.

A défaut d'expériences supplémentaires afin d'affiner nos hypothèses, nous nous appuyons donc sur cette simulation et constatons que le TCF peut être effectivement amélioré en modifiant probablement le moment d'inertie de la structure. Une couche d'Aluminium ne peut toutefois pas être utilisée, car elle réfléchirait le rayonnement IR. L'utilisation d'une couche épaisse de ZrO_2 ($\alpha_c = 10,3 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$ – coefficient $(n, k) = (2.05, 0.06)$ à $10 \mu\text{m}$) permettrait d'y remédier mais pourrait présenter d'autres inconvénients :

- On peut supposer que les contraintes résiduelles d'un tel empilement soient importantes. Ainsi, la membrane pourrait se déformer lors de la libération des structures.
- Les contraintes thermiques, et donc le TCF, varient avec la géométrie du capteur. On peut donc s'attendre à un TCF modifié au pas de $5 \mu\text{m}$, et même diminué, car le coefficient en température du moment d'inertie sera probablement moins important. En effet, la membrane étant moins longue, la déflexion en bout de planche (et donc la modification du moment d'inertie) sera moins importante.

Finalement, les simulations montrent que le TCF n'est pas suffisamment amélioré par une couche à fort CTE sur la membrane pour atteindre l'objectif de $0,7 \text{ \%/K}$. Nous avons donc poursuivi l'étude par des structures pouvant rigidifier fortement la barre de torsion.

V.3.b.ii) Effet sur la barre de torsion

Pour cela, nous avons simulé une structure en forme de H, où l'aluminium n'est déposé que sur une barre perpendiculaire à la barre de torsion. La Figure V.14.a montre une telle structure où

la zone recouverte d'Al est représentée en bleu. Les largeurs w_r de la barre de torsion et de la barre d'isolation thermique respectivement simulées sont 500 nm et 250 nm.

Nous espérons accentuer la flexion de la barre de torsion par l'utilisation d'Al, et ainsi augmenter la composante non linéaire de rigidification de la structure (voir référence [26]). La Figure V.14.b présente le TCF extrait des simulations FEM pour différentes épaisseurs d'Al.

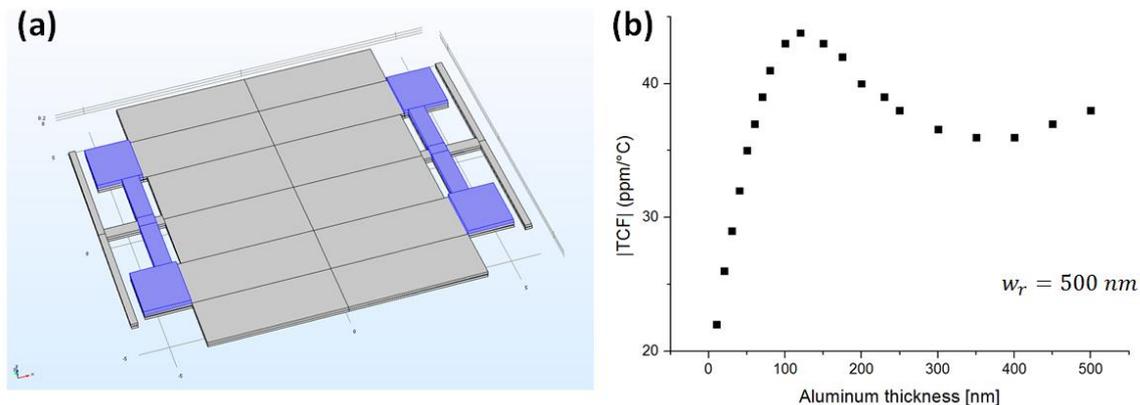


Figure V.14 : (a) Géométrie de la structure simulée afin de permettre une flexion plus importante de la barre de torsion. La zone bleue représente la zone recouverte d'Al. (b) TCF en fonction de l'épaisseur d'aluminium considérée.

Néanmoins, nous constatons que cette structure ne permet toujours pas d'observer un effet important de rigidification du mode de torsion.

Une évolution à cette structure serait d'encastrement les deux bras recouverts d'Al à deux endroits différents du bras de torsion afin de créer un effort de torsion au sein de la structure. Nous espérons ainsi que l'effet statique de torsion créé par l'extension des 2 couches d'Al soit suffisant pour provoquer des effets non linéaires, et donc modifier la rigidité en torsion de la barre.

Avec ce design, l'impact d'une couche à fort CTE sur l'absorption du pixel et sa capacité thermique est réduit. De même, l'isolation thermique du pixel est peu impactée par la couche d'Al. Une autre structure, augmentant directement la contrainte au sein du bras de torsion, au détriment de l'isolation thermique, consiste à rapprocher les bras recouverts d'Al de l'encastrement du bras de torsion.

Ces structures n'ont toutefois pas été étudiées en détail car nous estimons, au vu des résultats de la Figure V.14.b, que les effets sur le TCF ne seraient pas de l'ordre de grandeur espéré (0,7 %/K). Nous nous sommes donc intéressés à une autre méthode, utilisant plusieurs modes de vibration du résonateur.

V.3.c) Mixage de modes

Nous étudions à présent une solution proposée par plusieurs équipes qui cherchaient notamment à diminuer le TCF des résonateurs par l'intermédiaire de la mesure et du mixage de deux modes thermiquement connectés. Nous décrivons la méthode et montrons qu'elle permet théoriquement d'atteindre le TCF désiré. Néanmoins, nos caractérisations n'ont pas pu aboutir, faute de réussir à détecter le 2nd mode de torsion au sein d'un dispositif MDO02. Nous présentons toutefois cette étude car l'utilisation de moyens de transduction plus efficaces que la transduction capacitive pourrait permettre l'amélioration du TCF via cette méthode.

V.3.c.i) Description de la méthode

Dès 1978, Kusters *et al* décrivent un oscillateur avec des résonateurs à quartz [5] utilisant deux modes de vibration. La méthode consistait à mesurer la température du résonateur via la fréquence de résonance du 2nd mode, puis de corriger la dérive en température du 1^{er} mode (fréquence de référence) par une compensation effectuée à posteriori sur une plage de fonctionnement de quelques degrés. Toutefois, la non linéarité du TCF du quartz ne permet pas d'utiliser cette méthode sur une plage de température plus importante.

En revanche, le mixage des signaux issus des 2 résonances permet de générer un signal basse fréquence dont le coefficient linéaire est considérablement augmenté si la fréquence fondamentale est multipliée par un entier n , proche du second mode considéré. Cette méthode a été proposé par Schodowski en 1989 [27].

Le principe de cette méthode est résumé par le schéma illustré sur la Figure V.15.a. Soit f_1 et f_2 la fréquence de résonance de deux modes de vibration du résonateur. Le TCF du signal basse fréquence résultant du mixage des deux fréquences est alors donné par l'expression suivante :

$$TCF_b = \frac{nf_1TCF_{f_1} - f_2TCF_{f_2}}{f_b} \quad (V.8)$$

Où $f_b = f_2 - nf_1$. Ainsi, les modes doivent posséder des TCF aussi distincts que possible alors que la fréquence f_b doit être minimisée. Nous notons toutefois que la fréquence f_b doit rester supérieure aux fréquences où les bruits en $1/f$ dominant l'électronique afin que cette technique ne dégrade pas le SNR ($f_b > 100 \text{ kHz}$). Dans le contexte de l'imagerie, f_b doit aussi être suffisamment importante afin d'être mesurée avec une précision suffisante pendant le temps trame.

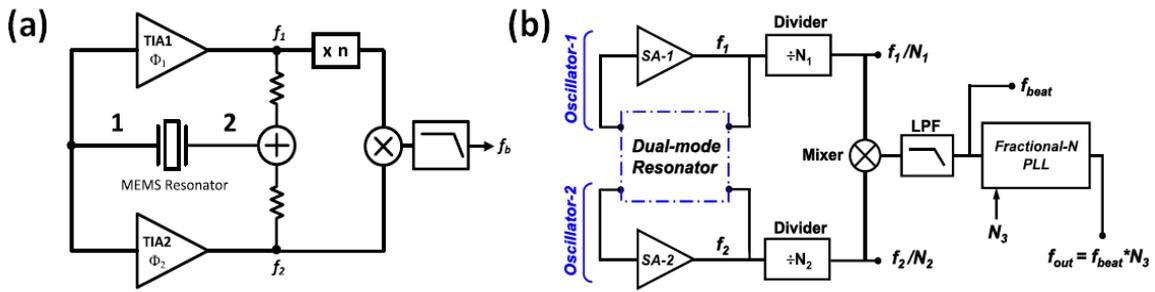


Figure V.15 : (a) Schéma présentant le principe d'un oscillateur fonctionnant sur 2 modes de vibrations. Un multiplicateur de fréquence permet de rapprocher les deux fréquences en entrée du mélangeur, et ainsi de générer une basse fréquence extrêmement sensible à la température du résonateur. Adapté de Fu et al [17]. (b) Schéma de manipulation du TCF sur une large gamme grâce à l'introduction de diviseurs de fréquences pour les deux fréquences du résonateur. Adapté de Li et al [28].

Cette méthode permet la modification du TCF sur une large gamme, si, par exemple, des diviseurs de fréquences sont positionnés en amont du mélangeur pour les deux fréquences. La Figure V.15.b illustre un schéma expérimental mis en place sur un résonateur à ondes de volumes par Li *et al.* En fonction des coefficients N_1 et N_2 , ils obtiennent des TCF sur une gamme allant de $0,53 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$ à $2720 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$ [28]. Par ailleurs, Filler et Vig n'ont pas reporté d'impact significatif sur la stabilité fréquentielle du signal issu du mixage de deux fréquences [4].

Cette méthode permet donc d'augmenter le TCF de manière significative et nous remarquons qu'elle dépend peu de la taille du pixel, contrairement aux méthodes utilisant les contraintes thermiques. Nous avons donc étudié la possibilité de mettre en place cette méthode attractive sur nos dispositifs.

V.3.c.ii) Applications aux résonateurs MDO02

Pour cela, nous avons utilisé le mode fondamental de torsion ($f_1 = 1,1 \text{ MHz}$) avec sa première harmonique, où les mouvements des deux bras de torsion sont en antiphasse ($f_1 = 10,18 \text{ MHz}$ – dernière colonne du Tableau V.4). Ces 2 modes de vibration sont représentés sur la Figure V.16.

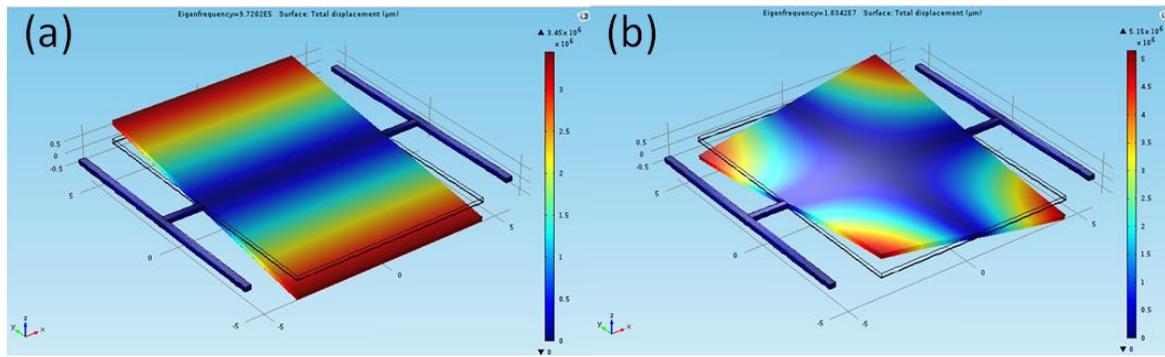


Figure V.16 : Représentation des modes de vibrations proposés pour augmenter le TCF de l'oscillateur par l'intermédiaire du mixage des signaux issus des deux modes. (a) Mode fondamental de torsion. (b) Première harmonique du mode de torsion.

Nous faisons l'hypothèse que le 2nd mode de torsion possède des caractéristiques mécaniques (notamment facteur de qualité et amplitude critique) similaires au 1^{er} mode de torsion. Ainsi, la stabilité fréquentielle de f_b devrait être proche des stabilités fréquentielles du mode fondamental.

Nous supposons ici un $TCF_{f_1} = -70 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$ (d'après nos mesures) et un $TCF_{f_2} = -20 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$ (d'après les simulations dont les résultats sont reportés dans le Tableau V.4). Pour l'application numérique, un coefficient de multiplication $n = 9$ est choisi.

Dans ces conditions, nous calculons une fréquence $f_b = 500 \text{ kHz}$ et un $TCF_b = 0,1 \text{ } \%/^\circ\text{C}$. Nous voyons donc que, potentiellement, cette méthode peut nous permettre d'atteindre le TCF souhaité. Par ailleurs, il est probable que le TCF du 2nd mode puisse être modifié par des structures spécifiques sur la membrane, puisque cette dernière est mécaniquement contrainte dans ce mode de vibration. Nous proposons en Annexe VIII un schéma de mesure permettant théoriquement de lire et d'actionner les 2 modes grâce aux 4 électrodes situées sous le résonateur MDO02. De plus, cette architecture permet de générer et de mesurer le signal à la fréquence f_b à partir des boucles fermées des 2 modes.

Dans un premier temps, nous avons validé cette méthode de détection en effectuant avec succès l'actionnement différentiel et la détection différentielle du mode fondamental de torsion sur un résonateur MDO02. Dans un 2nd temps, nous avons tenté de détecter le 2nd mode de torsion. Malheureusement, nous n'avons pas réussi à détecter cette résonance. Cette idée reste donc pour l'heure de côté, et il serait intéressant de tester ce type de configuration sur des dispositifs où la détection de plusieurs modes est plus aisée, comme des poutres doublement encastées, à détection piézorésistive [29]. Des modes de transductions plus efficaces que la détection électrostatique pourraient par ailleurs être intéressants afin de détecter plus facilement ce 2nd mode de torsion.

Face aux difficultés pour faire aboutir la caractérisation de cette méthode, nous avons alors exploré une autre manière d'améliorer le TCF de nos résonateurs en étudiant les matériaux à transitions de phase.

V.3.d) Matériaux à transition de phase

V.3.d.i) Littérature

Les matériaux à transition de phase font l'objet de plusieurs recherches dans le domaine des microsystèmes, notamment pour des actionneurs activés thermiquement [30]–[32]. Par exemple, la transition de phase du 1^{er} ordre observée sur le VO₂, est aisément accessible, car elle se situe aux alentours de 68°C.

Cette transition a notamment largement été étudiée pour ses propriétés optiques et électriques, et notamment dans le domaine des μbolomètres [33]. Au sein des cantilevers, l'effet principalement utilisé est la contrainte introduite par le changement de phase, modifiant la courbure du cantilever (effet bilame). Néanmoins, des travaux ont aussi étudié les modifications du module d'Young lors de cette transition et ont montré des TCE de 1,5 % entre 62 et 80°C [34]–[37]. La Figure V.17.a illustre la variation du module d'Young de cantilevers possédant 3 longueurs différentes (100, 130 et 235 μm) avec la température de l'enceinte sous vide. L'épaisseur du cantilever est de 1 μm, pour une largeur de 35 μm. Une épaisseur de 35 nm de VO₂ est déposée sur du Si. Le module d'Young est extrait de la fréquence de résonance du 1^{er} mode de flexion hors du plan du cantilever.

On peut anticiper que les effets sont d'autant plus importants au sein d'une structure doublement ancrée, où les effets de contraintes et de changement de module d'Young se superposent. Sepulveda *et al* ont publié plusieurs études sur le sujet, de 2006 à 2011 [34]–[36].

La Figure V.17.b présente la microstructure de trois échantillons de VO₂, déposé sur Si, d'une épaisseur de 100 nm ayant subi des temps de recuits décroissants de l'échantillon 1 au 3 : 35 mn, 25 mn et 18 mn. La température du recuit est de 450°C, atteinte selon une rampe d'échauffement de 15°C/mn. Les auteurs observent une taille moyenne de grains qui augmente avec le temps de recuit : 88 nm, 40 nm et 8 nm.

La Figure V.17.c illustre l'effet de la transition de phase sur la fréquence de résonance des cantilevers (130 μm de long, 35 μm de large et d'une épaisseur de 1,1 μm) pour chaque échantillon.

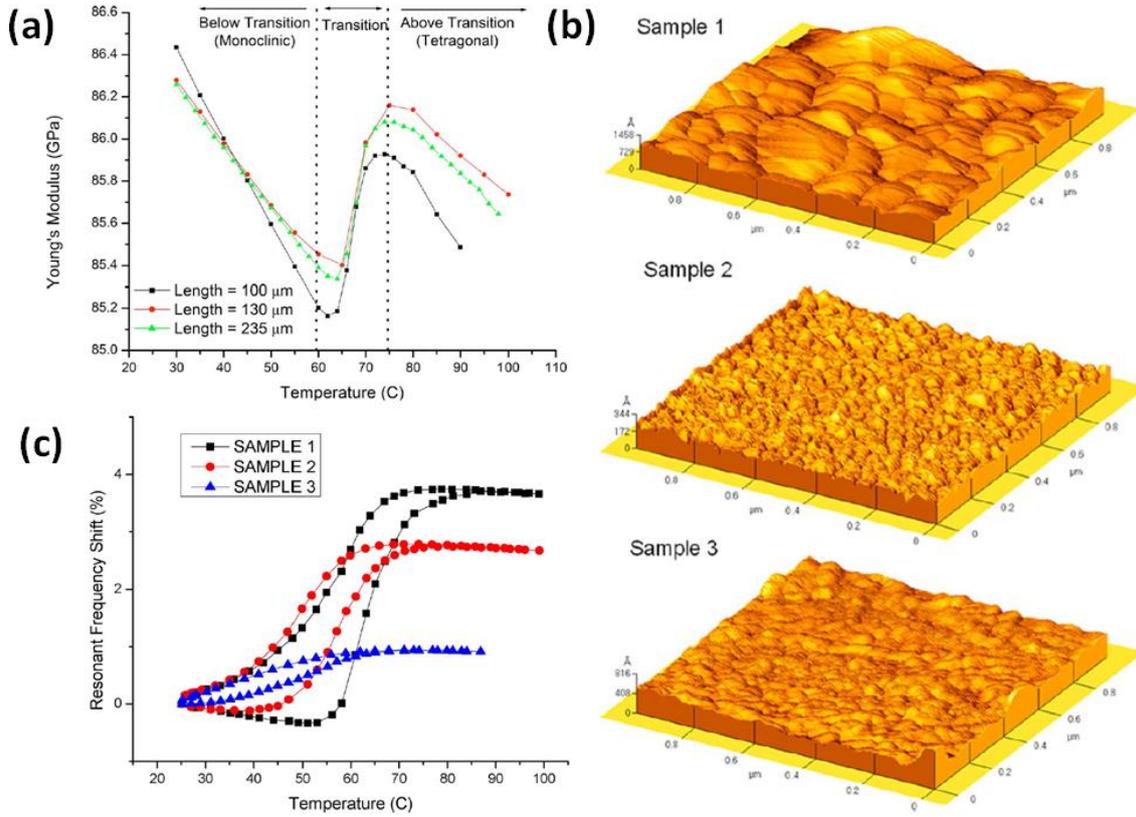


Figure V.17 : (a) Module d'Young de cantilever de VO₂ en fonction de la température de l'enceinte. Adapté de Sepúlveda *et al* [34]. (b) Image AFM de 3 échantillons de VO₂ de 100 nm déposé sur Si par ablation laser impulsif (PLD) et ayant subi des temps de recuits différents (du 1 au 3 : 35 mn, 25 mn et 18 mn). (c) Fréquence de résonance des cantilevers avec la température de l'enceinte pour les 3 échantillons. Adapté de Sepúlveda *et al* [36].

Nous observons sur la Figure V.17.c que la fréquence de résonance de l'échantillon 1 peut être modifiée de 4 % sur une dizaine de degrés autour de la température de transition théorique du VO₂. La sensibilité thermique est donc importante.

Il faut cependant noter que la chaleur latente L_t nécessaire à la transition de phase du matériau est différente de la chaleur spécifique du matériau de la membrane. En d'autres termes, nous devons vérifier si le gain en sensibilité est compétitif. Pour cela, nous rappelons la sensibilité en puissance incidente des résonateurs :

$$\mathfrak{R}_R(f) = \frac{\beta\eta|\alpha_T|}{G_{th}\sqrt{1 + (2\pi f\tau_{th})^2}} \quad [W_{inc}^{-1}] \quad (V.9)$$

Où $G_{th} = 5.10^{-8}W/K$ et $\alpha_T = -70 ppm/^\circ C$ pour un résonateur MDO01.

L'approche est différente pour un dispositif utilisant la transition de phase du matériau. En effet, l'énergie nécessaire pour provoquer la transition du matériau est de l'ordre de la chaleur latente, soit $L_t = l_{VO_2} m_{VO_2}$, où l_{VO_2} représente la chaleur latente massique du VO_2 , de l'ordre de 51 kJ/kg [32]. Ainsi, la puissance incidente nécessaire à la transition de phase du matériau pendant la demi période d'un flux incident à la fréquence f est estimée à :

$$P_{inc} = \frac{l_{VO_2} m_{VO_2} 2f}{\beta \eta} \quad (V.10)$$

Au cours de la transition de phase, la fréquence de résonance va être modifiée d'un facteur Δf_{TP} . D'après les travaux de Sepúlveda et al, nous supposons $\alpha_{TP} = \Delta f_{TP}/f_0 = 4\%$ [34]. De plus, nous faisons l'hypothèse d'une modification linéaire de la fréquence pendant la transition de phase. Dans ce cas, la sensibilité en puissance incidente peut donc être définie :

$$\mathfrak{R}_{R_{VO_2}}(f) = \frac{\beta \eta |\alpha_{TP}|}{l_{VO_2} m_{VO_2} 2f} \quad [W_{inc}^{-1}] \quad (V.11)$$

Dans l'hypothèse d'un matériau VO_2 uniquement dans les deux bras de torsion du dispositif, nous avons $m_{VO_2} = 28 \text{ pg}$ ($\rho_{VO_2} = 4570 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$). Les dimensions du matériau VO_2 utilisées pour le calcul sont $w_r = 250 \text{ nm}$, $L_r = 1,5 \text{ } \mu\text{m}$ et $t_{VO_2} = 80 \text{ nm}$. Le rapport des deux modes de transduction thermique s'écrit donc :

$$\frac{\mathfrak{R}_{R_{VO_2}}(f)}{\mathfrak{R}_R(f)} = \frac{|\alpha_{TP}| G_{th} \sqrt{1 + (2\pi f \tau_{th})^2}}{|\alpha_T| l_{VO_2} m_{VO_2} 2f} \quad (V.12)$$

Pour une fréquence typique $f = 50 \text{ Hz}$, nous obtenons un rapport de l'ordre de 200, qui met en évidence la pertinence d'une telle approche.

De plus, on peut s'attendre à une sensibilité d'autant plus importante puisque les barres de torsions sont doublement ancrées. Les contraintes provoquées par le changement de phase influenceront donc plus sur la rigidité du résonateur que dans le cas de cantilevers.

V.3.d.ii) Application sur des μ bolomètres résonants.

Nous avons donc cherché à évaluer la possibilité d'utiliser cette transition afin d'augmenter le TCF¹⁶. Pour cela, nous avons dessiné et fabriqué des résonateurs au pas de 12 μm intégrant du matériau VO_2 .

¹⁶ Dans le cas présent il faudrait plutôt définir un ECF pour *Energy Coefficient of Frequency* mais, pour plus de simplicité, nous continuerons cependant d'utiliser l'acronyme TCF.

Le matériau est déposé à l'état amorphe par une technique de dépôt réactif par pulvérisation d'ions d'une cible de vanadium (dite *Ion Beam Deposition*) en présence d'oxygène, puis recuit à 400°C pendant 90 mn afin de former le matériau cristallin. Des caractérisations par spectrométrie Raman ont permis de vérifier la cristallisation du matériau par cette méthode. La Figure V.18.a illustre le schéma du dispositif de référence fabriqué, appelé RTP01 pour Résonateur à Transition de Phase. Nous avons fait le choix de simplifier la technologie de réalisation des plots d'encastrement : les résonateurs sont bien construits sur une couche sacrificielle en polyimide mais la suspension est cette fois-ci réalisée par une libération partielle du polyimide. Les bras d'encastrement sont reliés à des plots de connexion électrique localisés sur une zone épargnée de la couche de polyimide.

Sur le dispositif RTP01, une couche de 80 nm de VO₂ est uniquement laissée sur les bras de torsion. Laissés tels quels, les bras de torsion ne seraient pas encastres et l'efficacité recherchée avec la couche de VO₂ serait amoindrie. Pour remédier à cela, une couche de 100 nm de Si- α est déposée sur toute la structure. Finalement, cette couche est retirée du bras de torsion afin de maximiser l'effet de la transition du VO₂ sur la rigidité en torsion du résonateur. Au préalable, une couche de SiN est déposée sur le VO₂ afin de constituer une couche d'arrêt pour la gravure du Si- α . La Figure V.18.b illustre un résonateur RTP05, où le VO₂ est aussi présent sur la membrane.

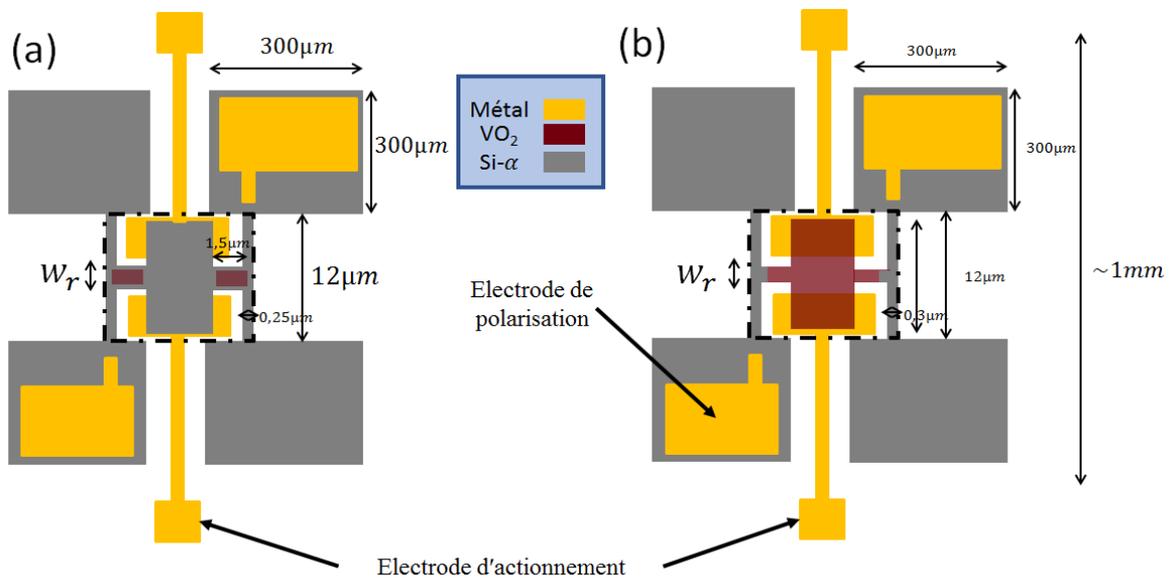


Figure V.18 : (a) Schéma d'un résonateur RTP01 (non à l'échelle). Le VO₂ est uniquement présent sur le bras de torsion. Les plots de suspension sont définis lors de la dernière étape de lithographie (pavés gris) et permettent d'isoler électriquement les pixels. (b) Schéma d'un résonateur RTP05 (non à l'échelle). Le VO₂ est ici présent sur les bras de torsion et la membrane. Pour chacune des variantes de pixels (8 au total), la largeur w_r varie de 300 nm à 1 μ m.

La polarisation de la membrane est réalisée par l'intermédiaire d'électrodes en Al, connectées au TiN de l'empilement, et déposées sur des pavés de polyimide épargnés par la gravure visant à libérer les résonateurs.

Finalement, un dernier niveau de masque définit la géométrie du pixel, et les plots de suspensions de chaque dispositif. La gravure de tout l'empilement après cette lithographie permet d'isoler électriquement les pixels les uns des autres.

Afin de limiter les couplages parasites entre les électrodes du dispositif, une couche de métal est disposée entre les électrodes et le substrat et sera reliée à la masse pendant les mesures. Cette disposition devrait permettre d'éviter l'utilisation d'une détection hétérodyne. Sur le modèle des barrettes paramétriques, des petites matrices sont fabriquées. Nous avons dessiné 8 variantes différentes afin d'évaluer l'impact du VO₂ sur le TCF du résonateur. Les 8 variantes décrites dans le Tableau V.5, se distinguent :

- Par la présence, ou non, du matériau VO₂ sur la membrane,
- Par la présence, ou non, de bras d'isolation thermique (option prévue pour évaluer l'impact de l'encastrement sur le TCF et notamment sur les contraintes thermiques dans le bras de torsion),
- Par la présence, ou non, du matériau VO₂ sur les bras d'isolation thermique (variante limitée au cas où le matériau VO₂ est présent sur la membrane)
- Par 2 types d'électrodes (Figure V.19), dont l'un est expressément prévu pour actionner plus aisément le 1^{er} mode de flexion (mode trampoline).

Les résonateurs sont dessinés afin de retrouver les performances mécaniques des résonateurs MDO01. Des mesures par nano-indentation ont permis d'extraire un module d'Young de 177 GPa pour le VO₂ recristallisé (contre 80 GPa pour le VO₂ amorphe). Ainsi, une épaisseur de $t_{VO_2} = 80 \text{ nm}$ fixera une rigidité proche des résonateurs MDO01 pour une longueur $L_r = 1,5 \mu\text{m}$ et une largeur $w_r = 300 \text{ nm}$.

Tableau V.5 : Description des variantes du lot MO02 réalisé. La Figure V.19 illustre les deux types d'électrodes dessinées (A et B) afin de privilégier l'actionnement et la détection soit du mode de torsion, soit du mode trampoline.

<u>Variante</u>	<u>Electrodes</u>	<u>VO₂</u> <u>Membrane</u>	<u>Bras isolation</u> <u>thermique</u>
RTP01	A	Non	Oui
RTP02	A	Non	Non
RTP03	B	Non	Oui
RTP04	B	Non	Non
RTP05	A	Oui	Oui
RTP06	A	Oui	Non
RTP07	B	Oui	Oui
RTP08	A	Oui	Oui

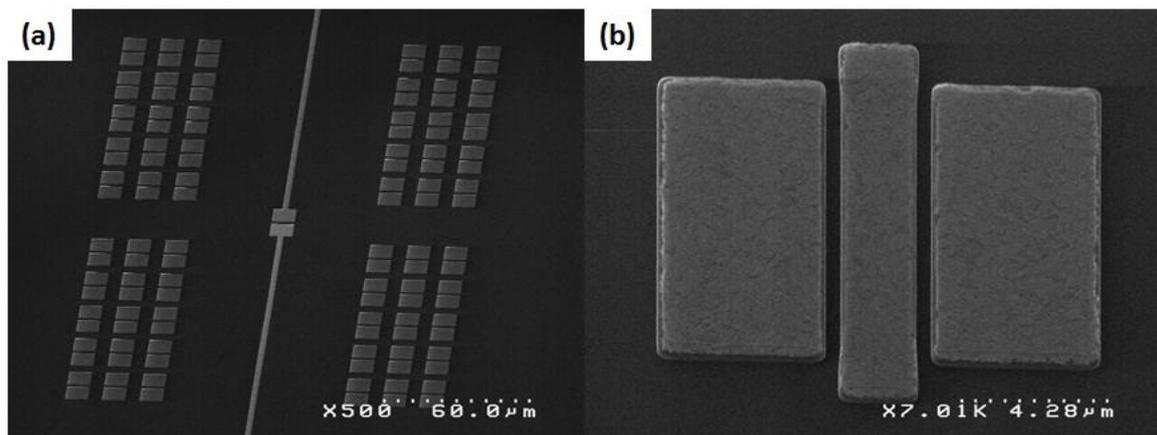


Figure V.19 : Photos MEB des électrodes privilégiant l'actionnement et la détection du : (a) 1^{er} mode de torsion (décrites comme électrodes A dans le Tableau III.1). (b) 1^{er} mode de flexion – mode trampoline (décrites comme électrodes B dans le Tableau III.1).

Finalement, nous avons utilisé la place restante sur les masques afin d'évaluer l'impact de la largeur w_r du bras de torsion sur les performances du dispositif. Ainsi, 9 largeurs de bras w_r ont été dessinées, de 300 nm à 1 μm , avec un pas de 80 nm. Une vue d'ensemble du masque dessiné est présentée sur la Figure V.20.

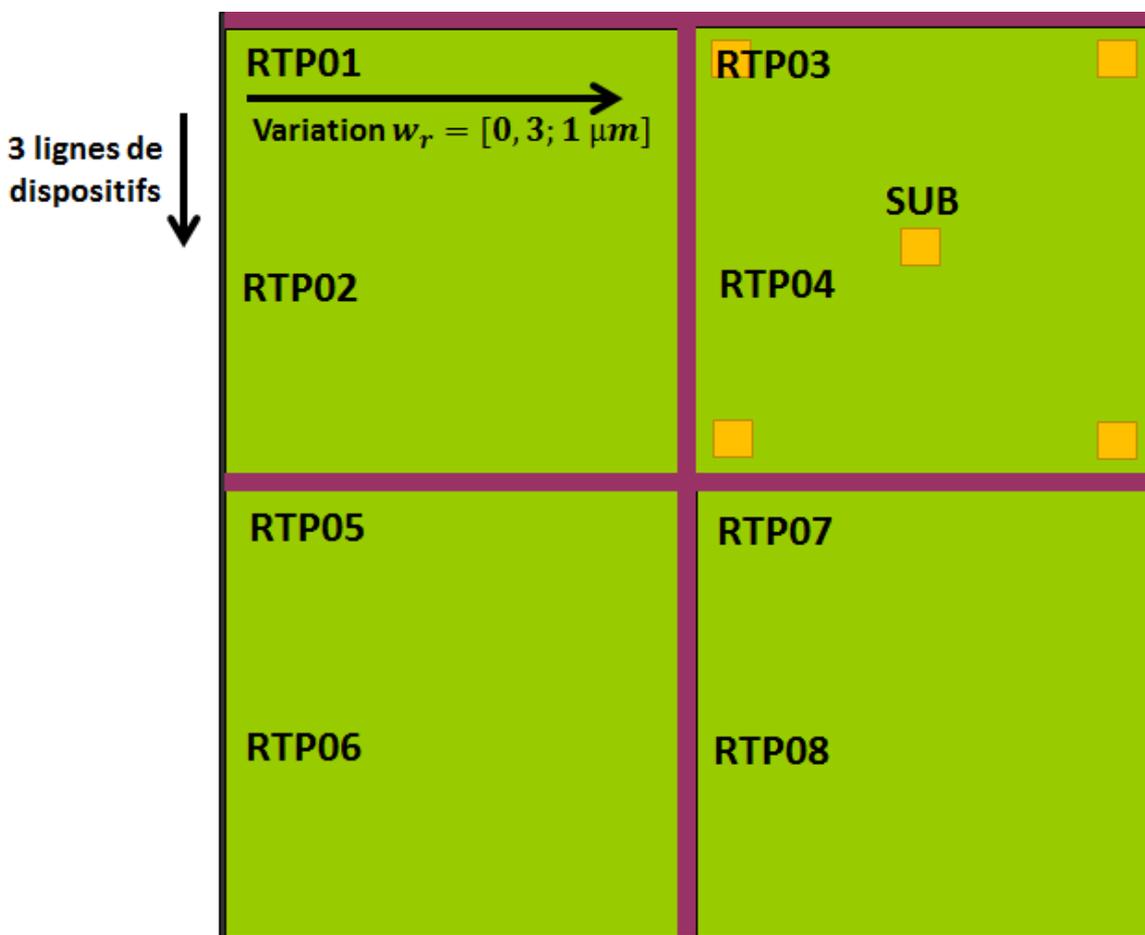


Figure V.20 : Schéma du champ lithographique photorépété sur tranche 200mm. Chaque champ est séparé en 4 puces. Chaque puce possède 2 variantes RTP0X. Pour chaque variante, la largeur du bras de torsion w_r varie selon 9 valeurs, entre 300 nm et 1 μm , par pas de 80 nm, formant une ligne de dispositifs. Chaque ligne est ainsi répétée 3 fois pour chaque variante.

Le test de ces dispositifs sera effectué à l'aide d'un testeur sous pointes. Un module de régulation de température est prévu à cet effet. En revanche, les plots en polyimide ne supportent pas la connexion filaire (ils s'arrachent du substrat) et la caractérisation électro-optique de ces dispositifs n'est donc pas possible sur le banc utilisé dans cette thèse. Les photos MEB de deux pixels libérés sont présentées sur la Figure V.21. Nous apercevons les marches constituées sur les deux dispositifs par le Si- α qui recouvre le VO₂.

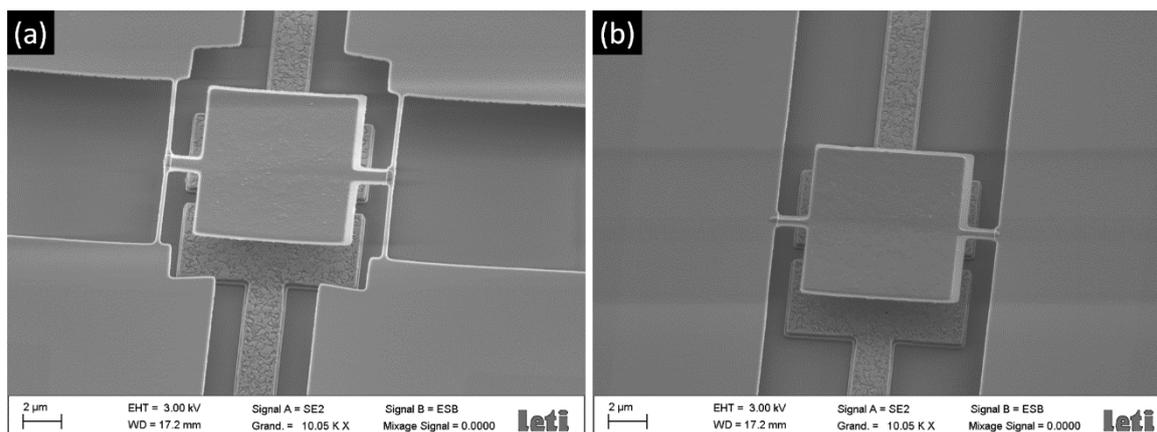


Figure V.21 : Images MEB de pixel libéré : (a) RTP05 (b) RTP06

V.3.e) Conclusion sur l'amélioration du TCF

Nous avons étudié les principales pistes d'améliorations du TCF proposées par la littérature. D'autres approches utilisant aussi des effets électrostatiques [38] ou magnétostrictifs [39] sont proposées dans la littérature mais n'ont pas été étudiées car jugées peu pertinentes aux dimensions de notre pixel.

Nous avons constaté que les contraintes thermiques ne produisent pas d'effet notable sur le mode de torsion de notre dispositif. De plus, l'ajout d'une couche à fort CTE est susceptible de dégrader l'absorption et la réponse thermique du capteur.

Nous n'avons pas pu démontrer l'intérêt d'un mixage des modes sur notre capteur, la transduction électrostatique à détecter le 2nd mode de torsion étant trop peu efficace. Cette méthode complexifie en outre l'électronique de lecture du capteur et notamment la cointégration de cette électronique [29].

Finalement, nous avons exploré la possibilité d'utiliser la transition de phase du VO₂ qui nous semble une piste prometteuse. Nous avons vu que le gain théorique en sensibilité de puissance pouvait être de l'ordre de 200, et pourrait donc largement suffire à atteindre les performances requises au pas de 12 µm. Des travaux récents ont aussi montré que l'utilisation de VO_x sur des cantilevers pouvait mener à des TCF linéaires de l'ordre de 1 % sur une gamme de température de 100 °C [37]. Ces structures sont donc extrêmement prometteuses. Afin d'explorer différentes compositions de matériaux, nous avons donc effectué des variations de la concentration d'Oxygène lors du dépôt de VO_x entre les différentes plaques.

Parmi les désavantages, nous soulignons que la méthode peut nécessiter une régulation de la température de la puce afin d'accéder aux TCF importants rencontrés aux abords de la transition de phase. Néanmoins, nous soulignons que cette dernière peut être ramenée aux alentours de la température ambiante (diminuant le coût énergétique de la régulation de température) en dopant le film de VO₂ par du Bore [40] ou du Tungstène [41].

Les transitions de phase sont de plus connues pour dégrader le signal à bruit des bolomètres résistifs [42]. Des mesures de stabilités fréquentielles doivent donc être effectuées afin de vérifier que la limite de stabilité du résonateur se situe toujours au plateau observé à $\sigma_y = 1,5 \cdot 10^{-7}$.

Finalement, le prototypage et la caractérisation de pixels sont nécessaires afin de valider cette méthode d'amélioration des performances du capteur car la gamme de température sur laquelle s'effectue la transition, la chaleur latente du matériau, et les caractéristiques mécaniques de tels résonateurs en torsion n'ont jamais été étudiées. Le gain en sensibilité énergétique doit donc être vérifié par des caractérisations électro-optiques. Cette validation expérimentale permettrait de confirmer l'intérêt de cette approche pour augmenter la réponse optique \mathfrak{R}_R du capteur résonant.

Supposant un TCF amélioré d'un facteur 10 par cette méthode, nous avons déjà démontré que le résonateur pouvait alors théoriquement atteindre un *NETD* de 20 mK au pas de 12 μm . Dans le prolongement, nous étudions dans la suite de ce chapitre la faisabilité d'un capteur permettant de répondre au besoin du marché au pas de 5 μm ($NETD < 50 \text{ mK}$, $\tau_{th} < 10 \text{ ms}$).

V.4) Pas de 5 μm

Fort des résultats expérimentaux et théoriques présentés dans ce chapitre, nous étudions donc à présent les conditions nécessaires pour qu'un tel capteur atteigne un *NETD* de 50 mK au pas de 5 μm . Afin de limiter la contribution du bruit de phonon, nous rappelons que les structures sont imaginées pour une conductance thermique $G_{th} = 1,6 \text{ nW/K}$ et une capacité thermique $C_{th} = 13 \text{ pJ/K}$.

Dans cette perspective, nous étudions tout d'abord un résonateur M/NEMS en torsion possédant une transduction capacitive. Afin d'améliorer l'efficacité de transduction, nous proposons ensuite une structure intégrant un résonateur optique à modes de galeries. Finalement, nous proposons l'utilisation directe du résonateur optique comme thermomètre, en lieu et place du résonateur mécanique.

V.4.a) Transduction capacitive

Nous avons montré que les performances d'un résonateur à transduction capacitive au pas de 12 μm pouvaient être considérablement améliorées par une cointégration de l'électronique et avec une ENBW $f_{BW} = 700 \text{ Hz}$ (voir Tableau V.3). En revanche, nous avons remarqué que le *SNR* du résonateur était fortement dégradé sous un pas pixel de 9 μm .

En effet, notre modèle non linéaire montre que l'amplitude critique est alors limitée par les non linéarités mécaniques (voir Figure III.13). Ainsi, en s'appuyant notamment sur la Figure III.13, la Figure IV.3 et la Figure IV.6 ainsi que sur l'Eq. (III.38), nous étudions ici plus en détail les performances d'une telle structure, avec, tout d'abord, l'hypothèse d'une résolution de traits limitée à 80 nm. Nous faisons l'hypothèse d'un facteur de qualité $Q = 2500$ dans toute l'analyse.

V.4.a.i) Conception nominale

La Figure V.22.a présente l'amplitude critique, calculée à l'aide de l'Eq. (III.38), d'un résonateur possédant l'empilement classique SiN-TiN-SiN-Si- α au pas de $5 \mu\text{m}$ en fonction de l'épaisseur de Si- α sur le bras de torsion. La largeur du bras de torsion est fixée $w_r = 110 \text{ nm}$. La largeur et la longueur de la membrane sont respectivement fixées à $W_p = 4 \mu\text{m}$ et $L_p = 4,6 \mu\text{m}$. Nous supposons un actionnement direct (pas de détection hétérodyne) de la structure pour le calcul de la contribution du bruit électronique à l'instabilité fréquentielle.

Nous remarquons que la diminution de la capacité d'actionnement avec la surface permet d'augmenter considérablement l'amplitude critique θ_c par rapport aux pixels au pas de $12 \mu\text{m}$. De même, la diminution de la largeur w_r du bras de torsion de 250 nm (pixel $12 \mu\text{m}$) à 110 nm (pixel $5 \mu\text{m}$) permet d'augmenter θ_c . De plus, un maximum autour de $\theta_c = 45$ apparaît pour une épaisseur de Si- α de 50 nm , maximum qui se situe de manière fortuite dans une zone de compensation des non linéarités (là où elle apparaissait autour de 7° au pas de $12 \mu\text{m}$). On peut donc supposer que la diminution de C_0 (et donc, à θ_c constant, du SNR) avec A_p peut-être compensée par l'augmentation de θ_c .

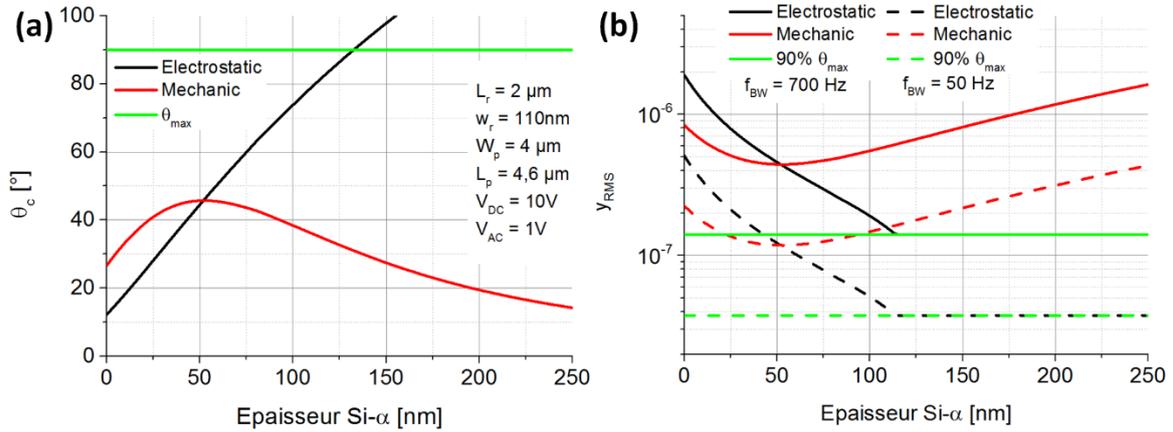


Figure V.22 : (a) Amplitude critique limitée par les effets électrostatiques ou mécaniques en fonction de l'épaisseur de Si- α . L'amplitude géométrique maximale θ_{max} est égale à 90° pour le dispositif considéré. (b) Fluctuations de fréquence y_{rms} dues au circuit électronique limitées par les effets électrostatiques ou mécaniques en fonction de l'épaisseur de Si- α . Les résultats sont donnés pour une ENBW $f_{BW} = 50$ Hz et 700 Hz.

Nous avons donc tracé les fluctuations de fréquences provoquées par le circuit électronique pour ce pixel, en s'appuyant sur l'Eq. (IV.19). La Figure V.22.b présente les résultats pour les amplitudes critiques limitées par les non linéarités électrostatiques et mécaniques. Nous comparons les résultats pour 2 bandes équivalentes de bruits $f_{BW} = 700$ Hz et $f_{BW} = 50$ Hz. Afin de pouvoir effectuer le calcul du signal capacitif, une valeur limite d'amplitude critique égale à 90 % de l'angle maximum géométrique θ_{max} est arbitrairement fixée. Le bruit du circuit électronique est supposé égal à $V_n = 10 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$.

Nous nous plaçons donc dans l'hypothèse d'un résonateur possédant une épaisseur de Si- α de 50 nm sur les bras de torsion. Le Tableau III.2 résume les caractéristiques et les performances du résonateur envisagé au pas de $5 \mu\text{m}$ pour une ENBW $f_{BW} = 50$ Hz.

Nous observons donc une dégradation de la stabilité fréquentielle du résonateur (à un niveau $\sigma_y = 4,5 \cdot 10^{-7}$) pour $f_{BW} = 700$ Hz, causée par la dégradation du SNR avec la diminution de A_p . La lecture de plusieurs pixels pendant le temps trame, qui était satisfaisante au pas de $12 \mu\text{m}$, devient trop pénalisante au pas de $5 \mu\text{m}$.

En revanche, nous remarquons qu'une électronique de lecture intégrée dans le pixel ($f_{BW} = 50$ Hz) permet d'atteindre une contribution de l'électronique au bruit de fréquence inférieure à $\sigma_{y_{elec}} < 1,5 \cdot 10^{-7}$. Le fait d'être situé dans une zone de compensation des non linéarités renforce l'hypothèse d'une stabilité fréquentielle largement limitée par le plateau en $1/f$, soit $\sigma_y = 1,5 \cdot 10^{-7}$.

Tableau V.6 : Résumé des principales grandeurs spécifiques au résonateur envisagé au pas de 5 μm avec une résolution de trait limitée à 80 nm.

Paramètre	Symbole	Valeur
Largeur du bras de torsion (μm)	w_r	0,11
Longueur du bras de torsion (μm)	L_r	2
Epaisseur de Si- α (nm)	t_{Si}	50
Longueur de la membrane (μm)	L_p	4,6
Largeur de la membrane (μm)	W_p	4
Epaisseur SiN ajustement C_{th} (nm)	$t_{C_{th}}$	400
Longueur du bras d'isolation thermique (μm)	L_s	16
Angle maximal géométrique ($^\circ$)	θ_{max}	90
Moment d'inertie (kg.m^2)	J	$2,85.10^{-26}$
Rigidité en torsion (N.m)	κ_θ	$5,3.10^{-13}$
Fréquence de résonance (MHz)	f_0	0,684
Capacité au repos ($x_1 \ll W_p$) (fF)	C_0	0,04
Facteur de qualité	Q	2500
Amplitude critique théorique ($^\circ$)	θ_c	45
TCF ($\text{ppm}/^\circ\text{C}$)	α_T	-70
Performances pour $f_{BW} = 50 \text{ Hz}$		
Déviations d'Allan	σ_y	$1,5.10^{-7}$
NEP (pW)	NA	5,3
$NETD$ (mK)	NA	325

Dans l'hypothèse de la faisabilité d'un circuit de lecture propre à chaque pixel, nous proposons la structure présentée dans la Figure V.23. La longueur de chaque bras d'isolation thermique nécessaire pour atteindre une isolation thermique $G_{th} = 1,6 \text{ nW/K}$ est alors de $16 \mu\text{m}$, pour une largeur $w_s = 80 \text{ nm}$.

Cette structure permet d'atteindre un facteur de remplissage $\beta = 0,7$. Une couche de SiN de 400 nm doit être ajoutée sur la membrane afin d'atteindre une capacité thermique $C_{th} = 13 \text{ pJ/K}$. Une fréquence de résonance de $f_0 = 684 \text{ kHz}$ est calculée de manière analytique. Des simulations FEM permettraient de compléter ce modèle afin de prendre en compte l'influence des bras d'isolation thermique sur la rigidité de la structure.

Finalement, dans l'hypothèse d'un TCF de $-70 \text{ ppm/}^\circ\text{C}$, un *NETD* de 970 mK est calculé pour une ENBW de 700 Hz et 330 mK pour $f_{BW} = 50 \text{ Hz}$ dans le cas d'une électronique de lecture sous le pixel. Même dans ce dernier cas, nous ne sommes pas en mesure d'atteindre l'objectif de 50 mK .

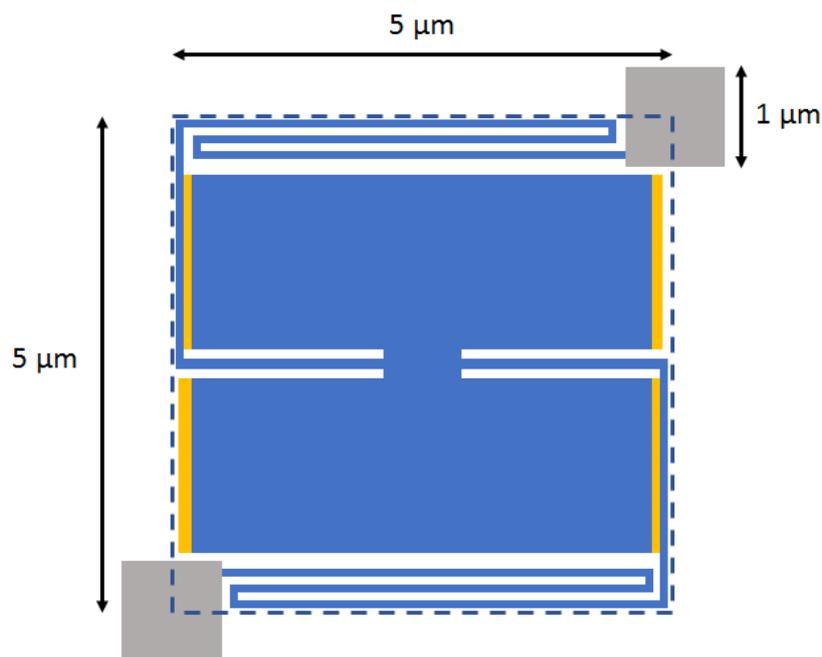


Figure V.23 : Schéma d'un résonateur au pas de $5 \mu\text{m}$, à l'échelle, avec une cote minimale de 80 nm . On devine les électrodes d'actionnement et de détection (en orange) sous la structure.

V.4.a.ii) Conception améliorée et discussions des performances

Afin d'améliorer les performances du pixel au pas de 5 μm , nous proposons donc l'ajout d'une couche de VO_2 dans le bras de torsion afin d'augmenter le TCF d'un facteur 10. Les épaisseurs des matériaux déposés étant sensiblement les mêmes, les autres grandeurs restent similaires au cas précédent. Toute chose étant égale par ailleurs, un *NETD* de **56 mK** est alors obtenu, dont la contribution principale provient du bruit de phonon. Nous pourrions donc considérer que les résonateurs proposés dans cette thèse peuvent potentiellement répondre aux objectifs d'un pixel au pas de 5 μm .

Néanmoins il convient de rester critique vis-à-vis de ces estimations de performances. Tout d'abord, l'intégration des résonateurs M/NEMS avec leur électronique est encore un domaine récent. Ainsi, la littérature fait état d'une surface de 3500 μm^2 pour intégrer une électronique de lecture par mise en auto-oscillation du NEMS (avec une technologie CMOS au pas de 0.35 μm) [43]. Son portage dans l'emprise d'un pixel de 25 μm^2 nécessite donc une rupture par rapport à l'art connu.

Ensuite, l'utilisation de bras d'isolation thermique d'une largeur de 80 nm, sous la forme de méandres d'une longueur déployée de 15 μm , risque de diminuer l'amplitude critique du résonateur. En effet, nous avons souligné dans le Chapitre III l'importance que ces bras d'encastrement peuvent avoir sur la dynamique de fonctionnement linéaire du résonateur. Une modélisation mécanique de ce bras permettrait de mieux appréhender ces effets. De plus, l'utilisation d'un seul plot d'encastrement par bras de torsion ne garantit pas les performances observées sur les résonateurs MDO01 qui disposaient de bras encastrés des deux côtés.

Finalement, des bras de largeur 80 nm suggère d'utiliser des machines de photolithographie très onéreuses qu'il serait économiquement difficile d'amortir au regard des volumes de production modestes du marché de l'IR.

Nous avons donc étudié la faisabilité d'un pixel qui respecterait les règles de dessin usuelles des $\mu\text{bolomètres}$, soit une résolution (ou largeur de trait minimale) de 250 nm. Cette option nécessite toutefois de mettre en œuvre un mode de transduction plus performant que le mode capacitif.

V.4.b) Autres modes de transduction

V.4.b.i) Architecture du pixel résonant

Avec une largeur de trait minimal de 250 nm, il semble délicat d'atteindre une conductance thermique $G_{th} = 1,6 \text{ nW/K}$ en conservant les bras dans le plan du résonateur, sans dégrader fortement le facteur de remplissage β du capteur. Une solution consiste alors à positionner les bras sous la membrane.

Nous suggérons comme le cas précédent de dessiner des bras repliés sur eux-mêmes, sous la forme de méandres. Dans ces conditions, il est possible de placer deux bras d'isolation thermique, chacun d'une longueur $L_s = 20 \mu\text{m}$. Afin d'atteindre la conductance désirée, nous nous voyons contraints de réduire l'épaisseur de Si- α à une épaisseur de 20 nm et de supprimer l'électrode de TiN des bras. La Figure V.24 présente un exemple d'une structure intégrant les bras sous le pixel. Cette configuration permet d'atteindre un facteur de remplissage $\beta = 0,9$.

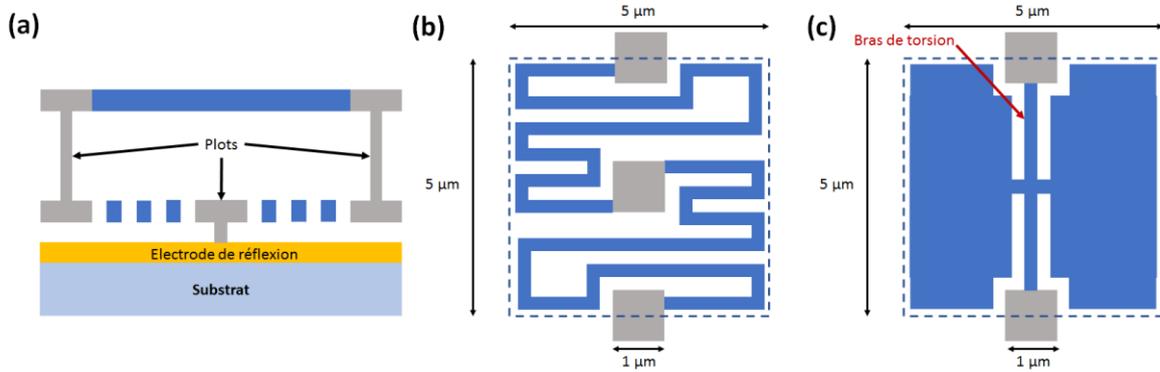


Figure V.24 : (a) Vue en coupe d'un résonateur possédant les bras d'isolation thermique sous le pixel. (b, c) Vues de dessus respectivement des bras d'isolation thermique ($w_s = 250 \text{ nm}$ et $L_s = 20 \mu\text{m}$) et des bras de torsion ($L_r = 2 \mu\text{m}$ et $w_r = 250 \text{ nm}$). Dessins à l'échelle. L'oscillation de la membrane s'effectue hors du plan de ces deux vues de dessus.

La transduction électrostatique paraît mal adaptée à une telle structure, car les bras sont situés entre la membrane et les électrodes. De plus, la polarisation de la membrane par l'intermédiaire d'une longueur de Si- α de $20 \mu\text{m}$ paraît hypothétique, du fait de sa résistance d'accès importante.

Une transduction très bas bruit permettant de résoudre des déplacements typiquement de l'ordre de $10^{-16} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$ serait nécessaire. Nous proposons donc une transduction utilisant le couplage optomécanique d'un résonateur à mode de galeries (*Wave Gallery Mode*) avec le mouvement de la membrane.

V.4.b.ii) Transduction optomécanique.

Ce mode de transduction se base sur une modification de l'indice effectif du matériau ou de la longueur de la cavité optique avec le mouvement du résonateur. Une présentation très complète et didactique de ces méthodes de couplages optomécanique est fournie dans la référence [44]. Un exemple emblématique de ce couplage optomécanique est la cavité de Fabry-Pérot, constituée d'un miroir mobile par rapport à un second.

Une vue d'artiste de ce système est présentée sur la Figure V.25.a. L'impulsion des photons, où l'expansion thermique lié à l'absorption de ces derniers, va alors actionner l'élément mécanique, qui, par son mouvement, va donc modifier la longueur de la cavité, et donc sa fréquence de résonance (mécanisme décrit par la Figure V.25.b). On montre que la variation de la puissance optique ΔP transmise ou réfléchiée avec le mouvement du résonateur $\Delta\delta$ s'exprime par la relation [44] :

$$\frac{\Delta P}{\Delta\delta} = g_x \frac{Q_{opt}}{\nu_c} P_l \quad (V.13)$$

Où g_x correspond à l'efficacité de couplage optomécanique, Q_{opt} au le facteur de qualité du résonateur optique, P_l à la puissance du laser et ν_c à la fréquence propre du résonateur. g_x correspond simplement à la dérivée de la fréquence ν_c avec le déplacement $\Delta\delta$, soit dans le cas d'une cavité Fabry-Pérot simple $g_x = -\nu_c/d$ [44]. Nous remarquons alors que l'efficacité de transduction nécessite une distance d faible, une puissance optique P_l importante, et un facteur de qualité Q_{opt} élevé.

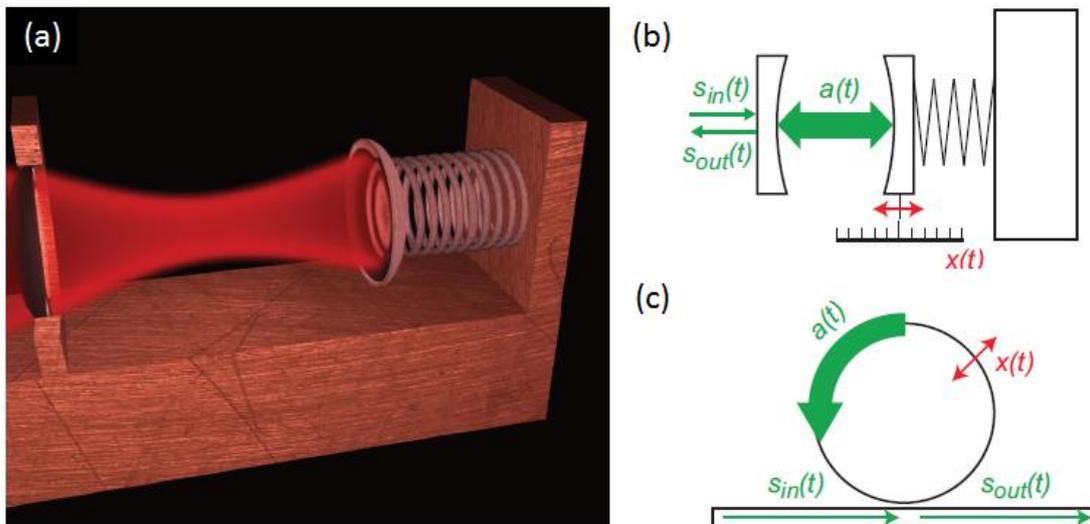


Figure V.25 : (a) Vue d'artiste d'un couplage optomécanique au sein d'une cavité de Fabry-Pérot. (b) Schéma de fonctionnement de deux systèmes optomécaniques : (b) un résonateur de Fabry-Pérot linéaire où l'énergie optique est pompée dans la cavité grâce à un miroir semi-transparent (c) Un résonateur à mode de galeries où le pompage de l'énergie optique est effectué grâce à l'onde évanescente issue du guide d'onde. Adapté de Schliesser et Kippenberg [45].

De nombreux travaux ont été réalisés afin d'optimiser le facteur de qualité des résonateurs optiques. Ces résonateurs peuvent être des guides d'ondes en forme d'anneau ou de tore où la lumière tourne ou encore des cristaux photoniques. Ces résonateurs présentent des réponses optiques analogues à la cavité Fabry-Pérot, mais l'expression de g_m diffère et peut être complexe.

Nous nous intéressons à des résonateurs optiques en forme de tore, dit résonateurs à mode de galeries (WGM). Le facteur de qualité élevé de ces résonateurs WGM ($Q_{opt} > 10^4$) permet une transduction extrêmement efficace du mouvement des NEMS (les sensibilités atteintes vont de 10^{-16} à $10^{-20} \text{ fm}/\sqrt{\text{Hz}}$). Ce type de résonateur optique est illustré sur la Figure V.25.c. Le couplage optique entre le guide d'onde et le résonateur d'effectue par onde évanescente. Dans cet exemple, le résonateur optique est lui-même libéré, de sorte que le mouvement de respiration induit par l'action mécanique de la lumière qui circule à l'intérieur du résonateur va créer le couplage optomécanique. Néanmoins, ces modes de vibration se situent généralement à plusieurs dizaines de GHz.

Nous nous intéressons au contraire ici à un autre type de couplage optomécanique utilisant un résonateur WGM fixe. Le résonateur mécanique est alors placé à proximité du résonateur (typiquement à des distances inférieures à 200 nm [46]) de sorte que l'indice de réfraction effectif du guide d'onde formant le résonateur change en fonction de la distance entre l'élément mécanique et le résonateur optique. La fréquence de résonance optique du dispositif WGM est ainsi modifiée par ce phénomène. Kim *et al* ont, par exemple, démontré la détection du bruit thermomécanique sur un résonateur en torsion, suggérant que ce type de détection est parfaitement adapté à nos résonateurs [47].

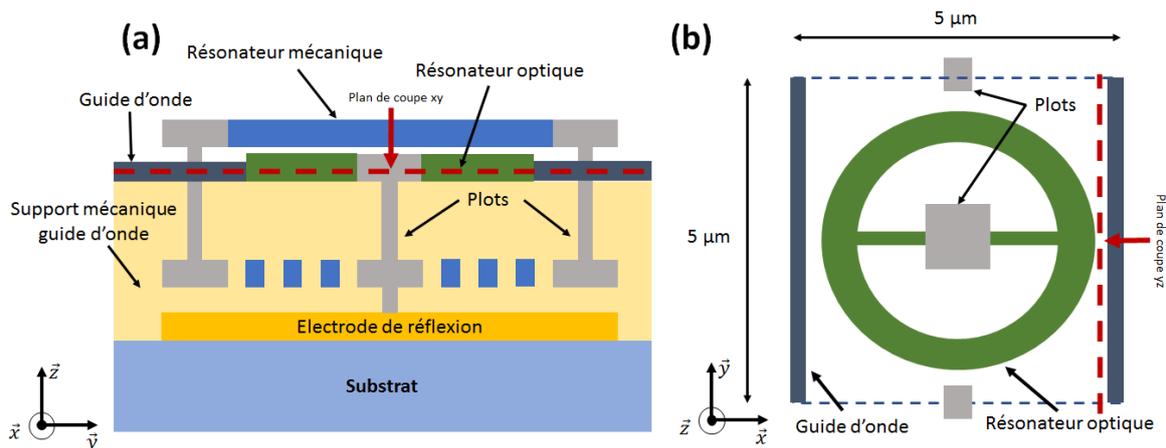


Figure V.26 : (a) Vue en coupe de l'intégration de la transduction optique par modes de galeries du mouvement mécanique du résonateur en torsion. Le guide d'onde est déposé sur une couche de soutien mécanique, comme par exemple du SiO_2 . (b) Vue de dessus du niveau du résonateur optique à modes de galeries.

Par rapport à la structure présentée sur la Figure V.24, nous proposons donc l'intégration d'un niveau intermédiaire supplémentaire, afin de loger le résonateur optique. Le résonateur optique WGM est envisagé sous la forme d'un tore, afin de perturber au minimum la cavité quart d'onde. Un guide d'onde, tangentiel au résonateur optique, permet de guider la lumière jusqu'au résonateur optique. La Figure V.26.a présente une vue en coupe du pixel proposé ici.

Le niveau intégrant le résonateur optique est illustré sur la Figure V.26.b. Le Tableau V.7, quant à lui, résume les principales caractéristiques et performances d'un tel résonateur.

Nous remarquons que, pour un espacement de 200 nm entre les résonateurs optique et mécanique, l'amplitude maximale géométrique θ_{max} est de 6° .

Les dimensions du bras de torsion sont $L_r = 2 \mu m$ et $w_r = 250 nm$. L'amplitude critique θ_c alors calculée, limitée par les effets mécaniques, est de $7,5^\circ$. Nous remarquons donc que $\theta_{max} \sim \theta_c$ et que la dynamique reste donc inchangée par la présence du résonateur optique.

Finalement, nous avons estimé à l'aide de l'Eq. (IV.19) la contribution du bruit thermomécanique aux fluctuations de fréquence, pour une ENBW grande devant la ENBW mécanique ($f_{BW} \gg f_0/Q$). Nous obtenons $\sigma_{y_{thermo}} = 1,8.10^{-7}$ pour un facteur de qualité du résonateur mécanique de 2500. Nous remarquons donc une dégradation de la stabilité fréquentielle liée au bruit thermomécanique, du fait de la faible rigidité du résonateur (épaisseur de Si- α de 20 nm). En conséquence, la stabilité fréquentielle d'un tel résonateur, en tenant compte du bruit de phonon et du bruit en 1/f, est estimée à $\sigma_y = 3,1.10^{-7}$.

Dans l'hypothèse d'un TCF de $700 ppm/^\circ C$, le *NETD* d'une telle structure serait alors de 70 mK, avec des moyens habituels de lithographie pour les μ bolomètres. Cette technologie permet donc théoriquement d'atteindre des performances excellentes au pas de 5 μm , tout en simplifiant la lecture des résonateurs (lecture tout optique).

Néanmoins, ces performances supposent un facteur de qualité préservé ($Q = 2500$) malgré l'utilisation d'une couche de Si- α plus fine que pour les résonateurs MDO01. De plus, nous supposons que le niveau de bruit en 1/f observé expérimentalement sur les résonateurs MDO01, mesuré à $1,5.10^{-7}$ reste inchangé. Or, si cette limite dépend du volume du matériau, comme semble le montrer Sansa *et al* [48], il est possible que la stabilité du résonateur soit dégradée, et donc le *NETD* supérieur à la valeur théorique calculée. Cette structure nécessiterait donc des réalisations expérimentales afin de vérifier les estimations de performances effectuées ci-dessus.

Tableau V.7 : Résumé des principales grandeurs spécifiques au résonateur envisagé au pas de 5 μm avec une résolution de trait limité à 250 nm.

<u>Paramètre</u>	<u>Symbole</u>	<u>Valeur</u>
Largeur du bras de torsion (μm)	w_r	0,25
Longueur du bras de torsion (μm)	L_r	2
Epaisseur de Si- α (nm)	t_{Si}	20
Longueur de la membrane (μm)	L_p	4,75
Largeur de la membrane (μm)	W_p	4,75
Epaisseur SiN ajustement C_{th} (nm)	$t_{C_{th}}$	315
Longueur du bras d'isolation thermique (μm)	L_s	20
Angle maximal géométrique ($^\circ$)	θ_{max}	6
Moment d'inertie (kg.m^2)	J	$3,45.10^{-26}$
Rigidité en torsion (N.m)	κ_θ	$2,7.10^{-13}$
Fréquence de résonance (MHz)	f_0	0,446
Facteur de qualité	Q	2500
Amplitude critique théorique ($^\circ$)	θ_c	7,6
TCF (ppm/ $^\circ\text{C}$)	$ \alpha_T $	700
Performances du détecteur pour $f_{BW} \gg \gg f_0/Q \gg 1/4\tau_{th}$		
Déviations d'Allan	σ_y	$3,1.10^{-7}$
NEP (pW)	NA	1,1
$NETD$ (mK)	NA	70

V.4.b.iii) Lecture en réseau

Outre un gain sur la sensibilité de transduction du mouvement mécanique, la lecture optique est aussi attractive pour la lecture d'un réseau de résonateurs. En effet, le facteur de qualité élevé des résonateurs optiques permet d'effectuer un multiplexage spectral fin du signal issu de chaque pixel (en modifiant légèrement la longueur de chaque résonateur optique) afin de réaliser, par exemple, une lecture en pied de colonne.

Un exemple d'un mode de lecture sur un réseau de résonateurs optiques est présenté sur la Figure V.27. Cette architecture permet de déporter l'électronique d'amplification et de maintien des oscillations en pied de colonne, et donc de relâcher les contraintes sur le nœud technologique des transistors utilisés.

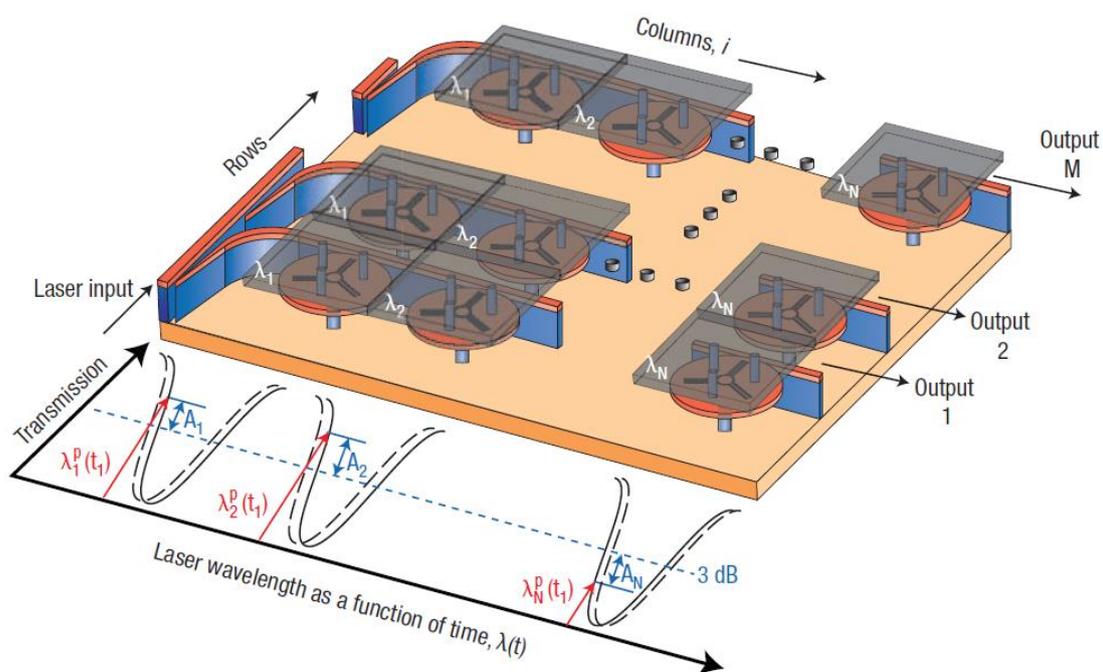


Figure V.27 : Exemple d'architecture permettant de lire un réseau de résonateurs mécaniques par transduction optique. Adapté de Watts et al [49].

Finalement, une évolution possible de cette structure serait d'utiliser le résonateur optique pour détecter directement l'échauffement du bolomètre.

V.4.c) Thermomètre à base de résonateur optique

V.4.c.i) Principe de détection

En effet, les résonateurs WGM font notamment l'objet de réalisations comme oscillateurs ultra-stables (jusqu'à 10^{-12} pour un temps d'intégration de 1 s [50]). En tant qu'oscillateurs, les structures étudiées sont souvent à l'échelle du cm, et sont utilisées afin de permettre, par exemple, la stabilisation de la fréquence d'émission des lasers [51]. La photonique intégrée étant un domaine encore récent, comparé aux MEMS notamment, leur application comme référence de temps pour des circuits électroniques n'est pas encore commune.

Les résonateurs mécaniques présentent un avantage incontestable quant à leur sensibilité pour des applications de mesure de masse, puisque leur fréquence de résonance est largement affectée par l'ajout de masse. En revanche, en tant que thermomètre, les deux types de résonateurs présentent des sensibilités similaires.

Les résonateurs optiques permettent d'obtenir des facteurs de qualité plus élevés que ceux obtenus sur nos résonateurs mécaniques. De plus, ce type de résonateur permet de s'affranchir des contraintes évoquées pour les résonateurs mécaniques sur la rigidité de la structure (et donc sur l'isolation thermique). En effet, les performances du résonateur optique ne sont plus limitées par les non linéarités mécaniques ou électrostatiques présentées dans ce manuscrit.

Finalement, en supposant une stabilité fréquentielle améliorée grâce à l'utilisation de résonateurs WGM, le besoin d'amélioration du TCF de la structure devient moins important. Nous soulignons aussi que la technique de mixage de modes décrite ci-dessus peut aussi être appliquée afin d'améliorer le TCF d'un résonateur optique. En effet, l'excitation optique de différents modes de galeries est bien plus aisée que l'actionnement du 2nd mode de torsion du résonateur mécanique.

C'est le type de détecteur IR envisagé par Watts *et al* [49], [52], [53] ou encore, plus récemment, par Zhu *et al* [54]. Toutefois, leur approche ne mesure pas la fréquence du résonateur, mais l'amplitude du signal optique. Si la conception de l'électronique de lecture est alors plus simple (détection d'amplitude), le bénéfice du facteur de qualité sur le niveau de bruit du signal (Eq (IV.5)) est alors perdu.

V.4.c.ii) Résonateur optique au pas de 5 μm

Ainsi, la structure imaginée pour ce type de bolomètre est proche de la structure précédente, au détail près que le résonateur optique est cette fois connecté thermiquement à la membrane. La Figure V.28 illustre les différents niveaux du bolomètre envisagé. La membrane absorbante est déportée du résonateur optique afin de ne pas dégrader les propriétés de ce dernier [49].

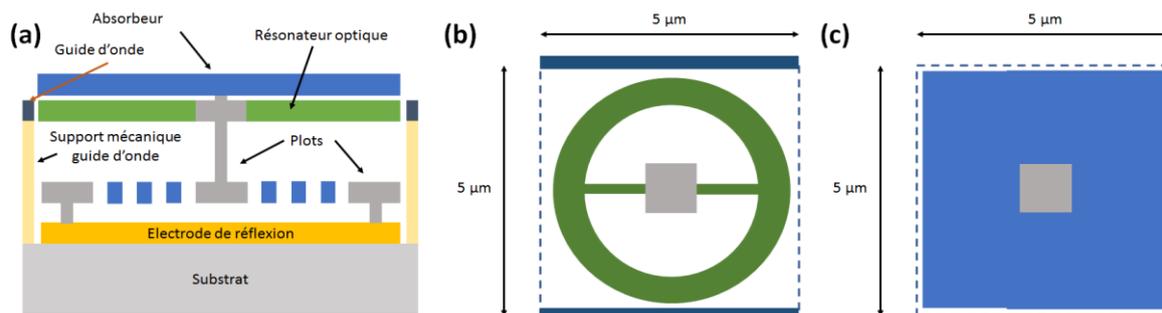


Figure V.28 : (a) Vue en coupe d'une structure intégrant un thermomètre optique résonant à modes de galeries. Les guides d'ondes sont disposés de chaque côté du résonateur optique. (b) vue de dessus du niveau intégrant le résonateur optique. (c) vue de dessus de la membrane intégrant l'absorbeur.

D'après Watts et al, un TCF de $-50 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$ est mesuré sur un résonateur en SiN au pas de $10 \mu\text{m}$ [53]. On trouve, pour des dimensions similaires, des facteurs de qualité optiques de l'ordre de 40000 sur ces structures proches des résonateurs optiques proposés ici [55]. De plus, le bruit de phonon limite souvent la stabilité fréquentielle des résonateurs WGM [51]. Néanmoins, nous n'avons pas trouvé de travaux sur la stabilité fréquentielle d'oscillateurs WGM à l'échelle de quelques micromètres.

Nous notons que des stabilités fréquentielles de l'ordre de 10^{-9} ont été mesurées sur des résonateurs d'une centaine de micromètres [56]. Une étude théorique complète des mécanismes limitant la stabilité fréquentielle des résonateurs WGM a été développée par Matsko et al [50]. Toutefois, nous ne savons pas si des limites de stabilité similaires à celle observées expérimentalement dans nos résonateurs mécaniques apparaîtraient à cette échelle.

D'une manière similaire au résonateur mécanique, une boucle fermée peut être mise en place afin de fabriquer une référence de fréquence. Une étude plus approfondie de la boucle fermée peut être effectuée avec l'aide, par exemple, des travaux de K. Grutter [57].

Néanmoins, nous notons que les fréquences de résonance de ces oscillateurs sont souvent supérieures à la dizaine de GHz. La réalisation d'une électronique pour la lecture et l'amplification du signal à de telles fréquences est alors plus compliquée (et donc plus coûteuse et énergivore) qu'une électronique dédiée aux résonateurs mécaniques qui oscillent à une centaine de kHz. En pratique, des méthodes de détection hétérodyne sont donc mises en place afin de ramener le signal à des fréquences acceptables pour l'électronique [46].

V.5) Bilan de performances

V.5.a) Performances des bolomètres résonants au pas de 12 μm

Les mesures électro-optiques de résonateurs MDO01 présentées dans ce chapitre ont permis de formaliser un travail de caractérisation approfondi que nous avons conduit sur les performances des bolomètres résonants étudiés dans cette thèse. Un *NEP* de 190 pW est obtenu sur le meilleur dispositif pour une ENBW égale à 50 Hz, avec un temps de réponse de l'ordre de 500 μs .

Nous avons comparé la limite de sensibilité de nos résonateurs à la littérature et constaté que nos résultats sont sensiblement plus performants que les résonateurs proposés par le passé. De plus, le résonateur prévoit une méthode de transduction intégrable, contrairement au dispositif proposé précédemment par l'équipe du Pr. Roukes au pas de 5 μm .

Malgré cette avancée, nous constatons encore un écart important avec les performances des bolomètres résistifs. Nous avons identifié 3 axes qui permettraient d'améliorer significativement les performances de nos détecteurs, et rendre notre technologie compétitive au pas de 12 μm avec les bolomètres résistifs :

- L'intégration de l'électronique de lecture est absolument nécessaire afin de diminuer l'instabilité fréquentielle générée par le bruit du circuit électronique. De plus, cette cointégration permettrait de lire plusieurs pixels dans un temps de trame. Nous avons montré que le choix de lire 14 pixels permet de bénéficier d'une stabilité fréquentielle optimale $\sigma_y(1,4 \text{ ms}) = 1,7 \cdot 10^{-7}$.
- L'isolation thermique des membranes doit être améliorée d'un facteur 10. Cette amélioration ne peut être réalisée en diminuant l'épaisseur des bras d'isolation thermique car les non linéarités dégradent alors fortement la dynamique de fonctionnement linéaire du résonateur (et donc sa stabilité fréquentielle). Ainsi, nous proposons de dessiner des bras d'isolation thermique plus longs. Afin d'atteindre les isolations thermiques désirées, les bras ne peuvent plus être encastrés chacun dans deux plots – comme les résonateurs MDO01 – mais dans un seul. La modélisation mécanique du bras d'isolation thermique devient alors critique dans la prédiction des propriétés mécaniques du pixel. Des simulations FEM peuvent, par exemple, permettre de déterminer la raideur effective en torsion de la structure, et donc d'estimer l'amplitude critique grâce au modèle proposé dans ces travaux.
- Finalement, la présence inattendue d'un plateau de stabilité fréquentielle à $1,5 \cdot 10^{-7}$ rend nécessaire l'amélioration du TCF d'un facteur 10. Nous avons présenté plusieurs pistes issues de la littérature. Deux options se détachent compatibles avec un petit pas pixel :

- Le mixage de modes semble prometteur mais complexifie l'électronique de l'oscillateur. De plus, nous n'avons pas réussi à caractériser expérimentalement le 2nd mode de torsion. Cette méthode pourrait être implémentée avec le 1^{er} mode de flexion de la structure. Néanmoins, ce mode possède une dynamique linéaire bien plus faible que le mode de torsion et dégraderait probablement le *SNR* du signal obtenu à basse fréquence.
- L'utilisation d'un matériau à transition de phase. Cette option nécessite cependant une régulation de température autour de la transition de phase du matériau. De plus, la stabilité fréquentielle de la structure peut être dégradée dans ces conditions. Des dispositifs ont été fabriqués en fin de thèse pour évaluer cette option mais les résultats ne sont pas encore disponibles au moment de la rédaction du mémoire.

Nous avons montré que le cumul de ces 3 améliorations permette d'atteindre théoriquement un *NETD* de 20 mK, pour un temps de réponse de 10 ms. Ces estimations montrent donc le potentiel théorique de cette technologie et motivent la poursuite des recherches sur le sujet. Dans une deuxième partie de chapitre, nous avons donc étudié les performances potentielles de pixels résonants au pas de 5 μm .

V.5.b) Performances des bolomètres résonants au pas de 5 μm

Dans un premier temps, nous avons souligné que l'utilisation d'une résolution lithographique de 250 nm nécessite un positionnement des bras d'isolation thermique sous la membrane afin de maintenir un facteur de remplissage élevé. Dans cette configuration, nous avons montré qu'une isolation thermique $G_{th} = 1,6 \cdot 10^{-9} \text{ W/K}$ était atteignable et en retirant le TiN des bras et en utilisant une épaisseur de Si- α de 20 nm sur ces mêmes bras. La détection capacitive n'est plus adaptée à la transduction d'un tel pixel pour 3 raisons :

- Le retrait de la couche de TiN rend difficile la polarisation de la membrane ;
- Les non linéarités électrostatiques seront importantes à cause de la faible épaisseur de Si- α utilisé. La dynamique de fonctionnement linéaire du capteur, et donc le *SNR* sera donc fortement dégradée ;
- Enfin, la présence des bras d'isolation thermique entre l'électrode et la membrane pourrait fortement perturber la transduction du mouvement de la membrane.

Une alternative à la transduction capacitive pourrait alors être la transduction optomécanique. En effet, cette méthode optique ne nécessite pas de connexion électrique à la membrane. Nous avons donc présenté une architecture permettant, théoriquement, l'intégration d'une transduction optomécanique à l'aide d'un résonateur à ondes de galeries. L'influence sur l'absorption de la cavité optique par ces niveaux intermédiaires devra être vérifiée par des simulations FEM.

Nous avons montré qu'un *NETD* théorique de 70 mK était atteignable avec cette structure avec un TCF de 700 ppm/°C. Une preuve expérimentale de ces performances au pas de 5 μm motiverait indéniablement une rupture technologique pour le marché des détecteurs IR non refroidi. En parallèle, une architecture d'adressage du réseau optique doit être développée.

Enfin, nous avons proposé de remplacer le résonateur mécanique par un résonateur optique. En effet, pour des échelles comparables, les facteurs de qualité et les stabilités fréquentielles des résonateurs à modes de galeries semblent meilleures que pour les résonateurs mécaniques, tandis que leur sensibilité thermique est comparable. Cependant, les fréquences de résonances plus élevées de ces structures nécessitent l'utilisation de méthodes de mesures hétérodynes afin de réaliser une boucle fermée.

Bibliographie

- [1] “TWV640 Thermal Camera Core | BAE Systems | International.” [Online]. Available: <http://www.baesystems.com/en/product/twv640-thermal-camera-core>. [Accessed: 24-Feb-2017].
- [2] T. Endoh *et al.*, “Uncooled infrared detector with 12 μ m pixel pitch video graphics array,” presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 2013, vol. 8704.
- [3] D. Antonio and H. Pastoriza, “Nonlinear Dynamics of a Micromechanical Torsional Resonator: Analytical Model and Experiments,” *J. Microelectromechanical Syst.*, vol. 18, no. 6, pp. 1396–1400, Dec. 2009.
- [4] R. L. Filler and J. R. Vig, “Resonators for the microcomputer compensated crystal oscillator,” in *Frequency Control, 1989., Proceedings of the 43rd Annual Symposium on*, 1989, pp. 8–15.
- [5] J. A. Kusters, M. C. Fischer, and J. G. Leach, “Dual Mode Operation of Temperature and Stress Compensated Crystals,” in *32nd Annual Symposium on Frequency Control*, 1978, pp. 389–397.
- [6] E. P. EerNisse and R. B. Wiggins, “Review of thickness-shear mode quartz resonator sensors for temperature and pressure,” *IEEE Sens. J.*, vol. 1, no. 1, pp. 79–87, Jun. 2001.
- [7] J. Erhart, L. Rusin, and L. Seifert, “Resonant frequency temperature coefficients for the piezoelectric resonators working in various vibration modes,” *J. Electroceramics*, vol. 19, no. 4, pp. 403–406, Dec. 2007.
- [8] W.-T. Hsu, J. R. Clark, and C.-C. Nguyen, “Mechanically temperature-compensated flexural-mode micromechanical resonators,” in *Electron Devices Meeting, 2000. IEDM'00. Technical Digest. International*, 2000, pp. 399–402.
- [9] R. G. Azevedo, D. R. Myers, and A. P. Pisano, “Temperature-insensitive silicon carbide resonant micro-extensometers,” in *Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems Conference, 2009. TRANSDUCERS 2009. International*, 2009, pp. 268–271.
- [10] O. Hahtela, P. Sievilä, N. Chekurov, and I. Tittonen, “Atomic layer deposited alumina (Al₂O₃) thin films on a high- Q mechanical silicon oscillator,” *J. Micromechanics Microengineering*, vol. 17, no. 4, p. 737, 2007.

- [11] R. Melamud *et al.*, “Temperature-compensated high-stability silicon resonators,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 90, no. 24, p. 244107, Jun. 2007.
- [12] C. T. c Nguyen, “MEMS technology for timing and frequency control,” *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 54, no. 2, pp. 251–270, Feb. 2007.
- [13] M. H. Lente, A. L. Zanin, J. Vasiljevic, I. A. dos Santos, J. A. Eiras, and D. Garcia, “Temperature coefficient of piezoelectric constants in $\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3$ - PbTiO_3 ceramics,” *Mater. Res.*, vol. 7, no. 2, pp. 369–372, Jun. 2004.
- [14] J. R. Vig, R. L. Filler, and Y. Kim, “Uncooled IR imaging array based on quartz microresonators,” *Microelectromechanical Syst. J. Of*, vol. 5, no. 2, pp. 131–137, 1996.
- [15] C. Bourgeois, E. Steinsland, N. Blanc, and N. F. de Rooij, “Design of resonators for the determination of the temperature coefficients of elastic constants of monocrystalline silicon,” in *Proceedings of International Frequency Control Symposium*, 1997, pp. 791–799.
- [16] M. Koskenvuori, V. Kaajakari, T. Mattila, and I. Tittonen, “Temperature measurement and compensation based on two vibrating modes of a bulk acoustic mode microresonator,” in *IEEE 21st International Conference on Micro Electro Mechanical Systems, 2008. MEMS 2008*, 2008, pp. 78–81.
- [17] J. L. Fu, R. Tabrizian, and F. Ayazi, “Dual-Mode AlN-on-Silicon Micromechanical Resonators for Temperature Sensing,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 61, no. 2, pp. 591–597, Feb. 2014.
- [18] R. Yang, Z. Wang, and P. X.-L. Feng, “Calibrating temperature coefficient of frequency (TCf) and thermal expansion coefficient (α) of MoS₂ nanomechanical resonators,” in *Frequency Control Symposium the European Frequency and Time Forum (FCS), 2015 Joint Conference of the IEEE International*, 2015, pp. 198–201.
- [19] X.-Q. Zheng, J. Lee, and P. X.-L. Feng, “Hexagonal boron nitride (h-BN) nanomechanical resonators with temperature-dependent multimode operations,” in *2015 Transducers - 2015 18th International Conference on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems (TRANSDUCERS)*, 2015, pp. 1393–1396.
- [20] C. Schwarz *et al.*, “Deviation from the normal mode expansion in a coupled graphene-nanomechanical system,” *ArXiv160100154 Cond-Mat Physicsquant-Ph*, Jan. 2016.
- [21] T. Kose, K. Azgin, and T. Akin, “Design and fabrication of a high performance resonant MEMS temperature sensor,” *J. Micromechanics Microengineering*, vol. 26, no. 4, p. 045012, 2016.
- [22] J.-H. Jeong, S. Kumagai, I. Yamashita, Y. Uraoka, and M. Sasaki, “Characterization of vibration-type infrared thermal detector on temperature, light, and thermal infrared,” in

2015 Transducers - 2015 18th International Conference on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems (TRANSDUCERS), 2015, pp. 2061–2064.

- [23] Y. Zhang, Y. Watanabe, S. Hosono, N. Nagai, and K. Hirakawa, “Room temperature, very sensitive thermometer using a doubly clamped microelectromechanical beam resonator for bolometer applications,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 108, no. 16, p. 163503, Apr. 2016.
- [24] R. Mahameed *et al.*, “Fully monolithic MEMS based thermal sensor in 22 nm CMOS technology for SoC thermal management,” in *Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems (TRANSDUCERS & EUROSENSORS XXVII), 2013 Transducers & Eurosensors XXVII: The 17th International Conference on*, 2013, pp. 734–737.
- [25] Z. Djurić, D. Randjelović, P. Krstajić, I. Jokić, and M. Djukić, “Theory of Infrared Detector Based on the Microcantilever Resonant Frequency Temperature Dependence,” *Procedia Eng.*, vol. 25, pp. 383–386, 2011.
- [26] M. Sasaki, S. Yuki, and K. Hane, “Performance of Tense Thin-Film Torsion Bar for Large Rotation and Low-Voltage Driving of Micromirror,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 13, no. 2, pp. 290–296, Mar. 2007.
- [27] S. S. Schodowski, “Resonator self-temperature-sensing using a dual-harmonic-mode crystal oscillator,” in *Proceedings of the 43rd Annual Symposium on Frequency Control*, 1989, pp. 2–7.
- [28] M.-H. Li, C.-Y. Chen, C.-S. Li, C.-H. Chin, and S.-S. Li, “Design and Characterization of a Dual-Mode CMOS-MEMS Resonator for TCF Manipulation,” *J. Microelectromechanical Syst.*, vol. PP, no. 99, pp. 1–1, 2014.
- [29] G. Goulat, M. Sansa, G. Jourdan, P. Villard, G. Sicard, and S. Hentz, “Dual-mode NEMS self-oscillator for mass sensing,” 2015, pp. 222–225.
- [30] J. Cao *et al.*, “Colossal thermal-mechanical actuation via phase transition in single-crystal VO₂ microcantilevers,” *J. Appl. Phys.*, vol. 108, no. 8, p. 083538, Oct. 2010.
- [31] T. Wang, D. Torres, F. E. Fernández, A. J. Green, C. Wang, and N. Sepúlveda, “Increasing Efficiency, Speed, and Responsivity of Vanadium Dioxide Based Photothermally Driven Actuators Using Single-Wall Carbon Nanotube Thin-Films,” *ACS Nano*, vol. 9, no. 4, pp. 4371–4378, Apr. 2015.
- [32] A. Rúa, F. E. Fernández, and N. Sepúlveda, “Bending in VO₂-coated microcantilevers suitable for thermally activated actuators,” *J. Appl. Phys.*, vol. 107, no. 7, p. 074506, Apr. 2010.

- [33] G. Rampelberg *et al.*, “Crystallization and semiconductor-metal switching behavior of thin VO₂ layers grown by atomic layer deposition,” *Thin Solid Films*, vol. 550, pp. 59–64, Jan. 2014.
- [34] N. Sepúlveda, A. Rúa, R. Cabrera, and F. Fernández, “Young’s modulus of VO₂ thin films as a function of temperature including insulator-to-metal transition regime,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 92, no. 19, p. 191913, May 2008.
- [35] A. Rúa, F. E. Fernández, M. A. Hines, and N. Sepúlveda, “Study of the resonant frequencies of silicon microcantilevers coated with vanadium dioxide films during the insulator-to-metal transition,” *J. Appl. Phys.*, vol. 107, no. 5, p. 053528, Mar. 2010.
- [36] N. Sepúlveda, A. Rúa, and F. E. Fernández, “Resonant Frequency Behavior of Silicon Cantilevers Coated With Nanostructured and Microcrystalline VO Films,” *IEEE Trans. Nanotechnol.*, vol. 9, no. 3, pp. 330–334, May 2010.
- [37] N. Inomata, L. Pan, M. Toda, and T. Ono, “Temperature-depended mechanical properties of microfabricated vanadium oxide mechanical resonators for thermal sensing,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 55, no. 3, p. 037201, Mar. 2016.
- [38] W.-T. Hsu, J. R. Clark, and C. T.-C. Nguyen, “A resonant temperature sensor based on electrical spring softening,” *Transducers '01/Eurosensors XV Ger.*, 2001.
- [39] C. Mungle, C. A. Grimes, and W. R. Dreschel, “Magnetic field tuning of the frequency–temperature response of a magnetoelastic sensor,” *Sens. Actuators Phys.*, vol. 101, no. 1–2, pp. 143–149, Sep. 2002.
- [40] J. J. Zhang, H. Y. He, Y. Xie, and B. C. Pan, “Boron-tuning transition temperature of vanadium dioxide from rutile to monoclinic phase,” *J. Chem. Phys.*, vol. 141, no. 19, p. 194707, Nov. 2014.
- [41] P. Jin and S. Tanemura, “Relationship between Transition Temperature and x in V_{1-x}W_xO₂ Films Deposited by Dual-Target Magnetron Sputtering,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 34, no. 5R, p. 2459, May 1995.
- [42] J. Müller, R. Rommel, and T. Sasaki, “Charge-carrier dynamics near the Mott-Anderson transition in molecular conductors,” in *Noise and Fluctuations (ICNF), 2015 International Conference on*, 2015, pp. 1–4.
- [43] J. Philippe *et al.*, “Fully monolithic and ultra-compact NEMS-CMOS self-oscillator based-on single-crystal silicon resonators and low-cost CMOS circuitry,” in *2014 IEEE 27th International Conference on Micro Electro Mechanical Systems (MEMS)*, 2014, pp. 1071–1074.
- [44] L. Duraffourg and J. Arcamone, *Nanosystèmes électromécaniques*, ISTE editions. .

- [45] A. Schliesser and T. J. Kippenberg, "Cavity optomechanics with whispering-gallery mode optical micro-resonators," *Adv. At. Mol. Opt. Phys.*, vol. 58, pp. 207–323, 2010.
- [46] L. Leoncino *et al.*, "Optomechanical nanoresonator readout with optical downmixing," in *2016 IEEE International Frequency Control Symposium (IFCS)*, 2016, pp. 1–2.
- [47] P. H. Kim *et al.*, "Nanoscale torsional optomechanics," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 102, no. 5, p. 053102, Feb. 2013.
- [48] M. Sansa *et al.*, "Frequency fluctuations in silicon nanoresonators," *Nat. Nanotechnol.*, 2016.
- [49] M. R. Watts, M. J. Shaw, and G. N. Nielson, "Optical resonators: Microphotonic thermal imaging," *Nat. Photonics*, vol. 1, no. 11, pp. 632–634, Nov. 2007.
- [50] A. B. Matsko, A. A. Savchenkov, N. Yu, and L. Maleki, "Whispering-gallery-mode resonators as frequency references. I. Fundamental limitations," *JOSA B*, vol. 24, no. 6, pp. 1324–1335, 2007.
- [51] P. Del'Haye, S. Papp, and S. Diddams, "An all-optical resonator stabilization scheme with laser machined SiO₂ microresonators," in *Lasers and Electro-Optics (CLEO), 2012 Conference on*, 2012, pp. 1–2.
- [52] M. R. Watts *et al.*, "Microphotonic thermal detectors and imagers," 2009, p. 71940T–71940T–8.
- [53] M. R. Watts *et al.*, "Thermal Microphotonic Focal Plane Array (TM-FPA) for Uncooled High Sensitivity Thermal Imaging," in *Conference on Lasers and Electro-Optics, 2007. CLEO 2007*, 2007, pp. 1–2.
- [54] J. Zhu, S. K. Ozdemir, and L. Yang, "Infrared light detection using a whispering-gallery-mode optical microcavity," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 104, no. 17, p. 171114, Apr. 2014.
- [55] X. Lu, J. Y. Lee, and Q. Lin, "High-frequency and high-quality silicon carbide optomechanical microresonators," *Sci. Rep.*, vol. 5, p. 17005, Nov. 2015.
- [56] B. Sprenger, "Stabilizing lasers using whispering gallery mode resonators," Erlangen Scientific Press, Friedrich Alexander Univ., 2010.
- [57] K. Grutter, "Optical whispering-gallery mode resonators for applications in optical communication and frequency control," University of California, Berkeley, 2013.

Conclusion générale

Les perspectives de croissance du marché de l'imagerie thermique sont considérables. Pour preuve, 10 nouveaux acteurs sont apparus sur le marché des imageurs IR non refroidi entre 2012 et 2016 [1]. Le nombre d'unités vendues pourrait donc considérablement augmenter, notamment pour l'utilisation de caméras thermiques dans des domaines comme la domotique, les smartphones ou encore l'automobile. Néanmoins, ces perspectives d'évolution du marché supposent des coûts de fabrication des caméras moins élevés qu'à l'heure actuelle, tout en conservant des performances de NETD aux alentours de 100 mK, voire 35mK pour les applications les plus exigeantes. Les acteurs industriels rivalisent pour diminuer le coût de production des imageurs bolométriques. Une solution, efficacement employée jusqu'à présent, afin de réduire ce coût consiste à réduire la taille du pixel afin de fabriquer un plus grand nombre de rétines sur une même surface de silicium. Par ailleurs, cette méthode permet de diminuer le volume et donc le coût de la lentille placée au-dessus de l'imageur. Finalement, la résolution de l'image est accrue de cette manière, sans augmenter le coût de la caméra. Ce dernier avantage permet de répondre aux besoins exprimés notamment par les applications militaires (surveillance, lunettes portatives). Cette réduction du pas pixel est susceptible d'améliorer la résolution de l'image jusqu'au pas de 5 μm , pas pixel sous lequel la diffraction dégrade la qualité de l'image [2].

Dans cette thèse, nous nous sommes tout d'abord attachés à démontrer que les différentes technologies de thermomètre employées dans l'industrie (thermomécanique, thermoélectrique, pyroélectrique et résistive) n'étaient pas a priori à même de répondre aux exigences de performances de l'imagerie IR ($NETD = 50 \text{ mK}$, $\tau_{th} = 8 \text{ ms}$) au pas de 5 μm . En effet, l'analyse théorique menée au Chapitre I a montré que trois de ces technologies de thermomètre ne permettent pas de répondre à ces critères de résolutions. Seuls les microbolomètres semblent pouvoir se rapprocher de ces performances, dans l'hypothèse où on pourrait concevoir un détecteur limité par son bruit de phonon. Le Tableau 1 récapitule cette analyse théorique pour un pixel au pas de 5 μm .

Tableau 1 : Comparaisons des caractéristiques et des performances théoriques au pas de 5 μm des principales solutions connues à l'heure actuelle pour les applications d'imagerie IR non refroidi ($F/1, T_{scène} = 300\text{ K}$).

Technologie	Pas pixel atteint (μm)	NETD 5 μm	Sensibilité thermomètre	Simplicité Fabrication	Points faibles	Points fort
Thermopile	100	5,3 K	-	++	Faible isolation thermique et/ou Sensibilité faible. Perfs en couches minces $\sim 40\text{ \AA}$?	Conso basse, intégration monolithique, Pas besoin de dispositif de compensation
Pyroélectrique	50	1,8 K	+	-	Fabrication couche mince peu mature & difficulté intégration monolithique, Obturateur mécanique, Besoin régulation thermique pour pyro induit	Conso basse, Sensibilité importante (mais diminue pour couches minces)
Bolomètre	12	76 mK	+++	+	Auto-échauffement important,, Conso importante, Bruit $1/f$ et Johnson augmentent quand A_p diminue	Sensibilité importante, intégration monolithique, lecture en pied de colonne
MEMS Bimorphe	35	2,3 K	--	+++	Influences contraintes résiduelles, Intégration lecture optique, Sensibilité faible & diminue avec le pas pixel	Techno simple, pas de contact électrique, conso basse, intégration monolithique

Nous avons montré que les performances des microbolomètres sont a priori limitées par le bruit Johnson de la résistance, et plus précisément par l'auto-échauffement de la membrane. Cet auto-échauffement complique singulièrement la conception des circuits de lecture dédiés aux microbolomètres.

Nous avons donc proposé d'utiliser une technologie de thermomètre permettant d'améliorer théoriquement les performances des microbolomètres, tout en réduisant considérablement l'auto-échauffement du détecteur. En effet, malgré leur faible sensibilité à la température, les excellentes stabilités fréquentielles des résonateurs mécaniques permettent d'envisager des capteurs performants, capables d'atteindre le bruit de phonon. Par ailleurs, la transduction électrostatique du mouvement du pixel permet de limiter l'auto-échauffement du capteur. Finalement, la technologie de fabrication (matériaux et géométrie) est proche des technologies utilisées pour les microbolomètres, ce qui permet d'obtenir des rendements élevés en matrices. La fabrication peut même être simplifiée car un oscillateur mécanique ne requiert pas les interconnexions électriques complexes qui sont nécessaires à un thermistor.

Néanmoins, les dimensions des bras d'isolation thermiques nécessaires au bon fonctionnement d'un détecteur thermique sont telles que la mécanique du résonateur est fortement influencée par les non linéarités du système. C'est pourquoi, malgré les dimensions micrométriques de la membrane, le capteur envisagé nécessite des bras de section nanométrique et peut être qualifié de résonateur M/NEMS. Ainsi, nous avons privilégié dans ces travaux un résonateur fonctionnant sur un mode de torsion afin de maximiser la dynamique de fonctionnement linéaire (et donc le rapport signal à bruit – SNR) du résonateur. Ceci nous a permis de limiter la dégradation de la stabilité fréquentielle σ_y par les bruits d'amplitudes (bruit thermomécanique ou électronique) selon la formule :

$$\sigma_y = \frac{1}{2Q} \frac{1}{SNR}$$

La caractérisation des résonateurs fabriqués nous a permis d'étudier l'influence de la rigidité sur la mécanique du capteur selon différents critères : longueur, épaisseur ou encore encastrement du bras de torsion. En parallèle de la fabrication des résonateurs, un modèle non linéaire a été développé afin d'anticiper les performances des capteurs fabriqués, mais aussi de prédire celles d'autres géométries, non dessinées dans les variantes fabriquées. Ce modèle prend en compte les non linéarités électrostatiques, adoucissantes, du M/NEMS ainsi que les non linéarités géométriques, durcissantes, liés à l'effort de torsion. Nous avons montré qu'une des variantes possédait des dimensions telles qu'une compensation des non linéarités était possible. Nous avons pu vérifier expérimentalement ce comportement en observant des amplitudes critiques de l'ordre de 13° (pour des facteurs de qualité de l'ordre de 2000).

Afin de détecter les variations de capacité liées au mouvement du capteur – de l'ordre d'une dizaine d'attofarads, nous avons été dans l'obligation d'utiliser une méthode de détection hétérodyne. En effet, les capacités parasites importantes et l'utilisation d'une électronique déportée ne nous ont pas permis d'effectuer une détection directe du signal capacitif avec un bon rapport signal à fond (*SBR*). Au contraire, un excellent *SBR*, de 22 dB est obtenu grâce à la détection hétérodyne. Néanmoins, le niveau de signal est divisé par 2 via cette méthode de détection, ce qui dégrade le *SNR* du capteur (et, en conséquence, sa stabilité fréquentielle). De plus, les non linéarités importantes rencontrées sur les résonateurs dont les rigidités en torsion sont les plus faibles nous ont contraints à utiliser des bras de torsion épais afin que les capteurs fonctionnent avec des stabilités fréquentielles optimales. Cette spécificité de notre thermomètre s'est révélée être en conflit avec la nécessité d'une isolation thermique importante.

C'est pourquoi nous avons proposé d'améliorer l'isolation thermique de nos capteurs non pas en diminuant l'épaisseur du matériau du bras d'isolation thermique (bras d'encastrement), mais en augmentant sa longueur. Toutefois, nous avons mis en avant de manière expérimentale le rôle de ces bras d'isolation thermique dans la mécanique linéaire et non linéaire de nos résonateurs. Un modèle mécanique, qui aurait nécessité un travail de recherche en soi, prenant aussi en compte la contribution de ce bras permettrait donc d'anticiper l'effet d'un bras d'isolation thermique plus long sur l'amplitude critique du capteur. Finalement, les mesures de sensibilité thermique de la fréquence de résonance (TCF) sur les différentes variantes (entre 30 et 100 ppm/°C) ont montré que la géométrie du résonateur (matériau sur la membrane et/ou sur les bras ou encore la longueur des bras de torsion) influençait la sensibilité en température du résonateur, mettant en évidence la contribution des contraintes thermiques au TCF.

Le modèle non linéaire développé nous a donc permis d'obtenir une expression analytique de l'amplitude critique du résonateur. Ainsi, nous avons pu calculer analytiquement les contributions des bruits d'amplitudes (bruit thermomécanique et bruit électronique) aux fluctuations de fréquence du résonateur, selon différentes hypothèses de bande passante équivalente de bruit (ENBW). Ce travail constitue notamment une base de réflexion pour des concepts de pixels jusqu'au pas de 5 μm . Au pas de 12 μm , nous montrons que le bruit lié à l'électronique (amplitude estimée à $V_n = 10 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$) limite théoriquement les performances de nos capteurs. Cette contribution peut être diminuée en augmentant le temps d'intégration du signal, dans la limite de la fréquence de rafraîchissement utilisée en imagerie (typiquement 50 Hz, soit des temps d'intégration de 20 ms). Nos caractérisations expérimentales ont confirmé cette analyse théorique, même si nous avons observé un niveau de bruit de l'électronique expérimental (de l'ordre de $40 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$) supérieur à ce que nous anticipions. Cette différence est liée à l'utilisation d'une électronique déportée, certes placée au plus proche du dispositif, mais où subsiste néanmoins des capacités parasites importantes (de l'ordre de 10 pF) entre le résonateur et l'entrée de l'amplificateur. Comme attendu, nous avons pu vérifier que l'augmentation du temps d'intégration du signal permet d'améliorer la stabilité fréquentielle. Néanmoins, au-delà d'un temps d'intégration de 100 ms nous observons l'existence d'un plateau où la stabilité cesse de s'améliorer. La Figure 1 illustre une variance d'Allan typiquement calculée en fonction du temps d'intégration du signal à partir des mesures des fluctuations de fréquence sur un de nos résonateurs possédant des bras épais.

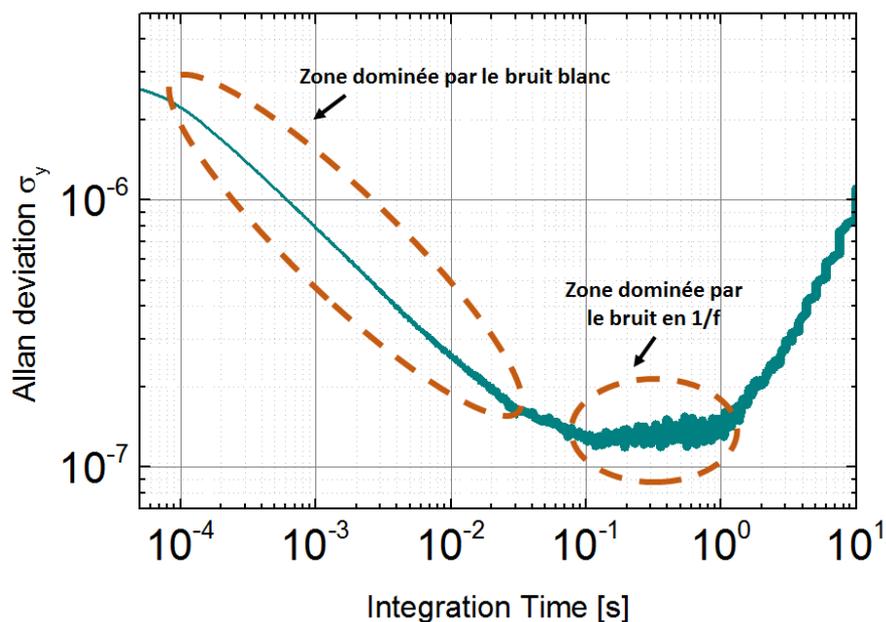


Figure 1 : Déviation d'Allan typique d'un résonateur MDO01 en fonction du temps d'intégration

L'origine du plateau (qui caractérise typiquement un bruit possédant une densité spectrale de bruit en $1/f$) est inconnue, mais des travaux ont récemment montré des contributions similaires au sein de résonateurs NEMS en flexion [3], [4]. Ce plateau plafonne la stabilité fréquentielle à un niveau de $1,5 \cdot 10^{-7}$, un ordre de grandeur au-delà des contributions des bruits thermiques (bruit thermomécanique et bruit de phonon).

Les caractérisations électrooptiques des résonateurs nous ont permis de calculer le NEP et la FOM ($NETD \times \tau_{th} \times A_p$) de nos résonateurs. Nous avons observé, sur le meilleur dispositif testé, un NEP de 190 pW et de 2,4 pW pour des ENBW de 50 Hz et 7 kHz. A l'évidence, un temps d'intégration plus long permettrait d'améliorer les performances du capteur. En termes de figures de mérite, nous observons une FOM de $1890 \cdot 10^3 \text{ mK} \cdot \text{ms} \cdot \mu\text{m}^2$ pour une ENBW de 7 kHz, performance rapportée sur la Figure 2.a et comparée vis-à-vis de la littérature. Nous avons souligné que les performances de nos résonateurs surpassent les travaux précédents sur le sujet. Néanmoins, les performances de nos résonateurs restent encore en retrait vis-à-vis des microbolomètres.

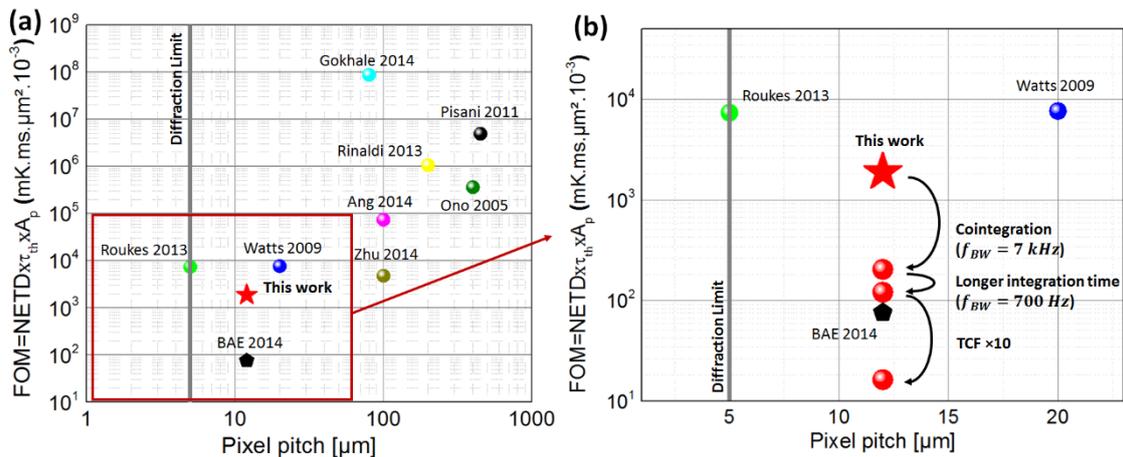


Figure 2: (a) Comparaison des performances de notre capteur avec la littérature en termes de $FOM = NETD \times \tau_{th} \times A_p$. (b) Amélioration de la FOM de notre capteur grâce à 3 axes d'amélioration.

Il a donc été proposé une amélioration de notre capteur selon 3 axes, qui permettrait de le doter d'une meilleure FOM que les microbolomètres actuels, comme l'illustre la Figure 2.b. Nous rappelons ici ces 3 axes :

- Une cointégration de l'électronique et du capteur permettrait de diminuer le bruit du circuit et permettrait d'utiliser une détection directe (pas de détection hétérodyne) ;
- L'utilisation d'une ENBW plus faible ($f_{BW} = 700 \text{ Hz}$) que celle utilisée habituellement au sein des microbolomètres ($f_{BW} = 7 \text{ kHz}$) permettrait d'atteindre une stabilité fréquentielle de $\sigma_y = 1,7 \cdot 10^{-7}$, proche du niveau de bruit observé expérimentalement pour des temps d'intégration supérieurs à 100 ms. Ce mode de lecture suppose une lecture séquentielle de 14 pixels durant le temps trame (soit un temps d'intégration $\tau = 20/14 = 1,4 \text{ ms}$ par pixel), une architecture de lecture rendu possible par le très faible auto-échauffement de nos résonateurs. La FOM du détecteur serait alors proche de celle typiquement observée sur les microbolomètres au pas de $12 \mu\text{m}$;
- Une amélioration du TCF d'un facteur 10 permettrait enfin de proposer un capteur au pas de $12 \mu\text{m}$ possédant une FOM en rupture, voire même d'envisager un résonateur au pas de $5 \mu\text{m}$.

En termes de performances, nous avons montré qu'un capteur conçu selon ces spécifications, et possédant une conductance thermique $G_{th} = 5 \text{ nW/K}$, bénéficierait d'un *NETD* théorique de 20 mK, pour un temps de réponse de 10 ms. Ces performances justifient l'intérêt d'un effort de recherche sur les 3 axes d'améliorations proposés ci-dessus.

Nous avons alors étudié différentes pistes afin d'améliorer le TCF de nos structures. Deux solutions ont été plus particulièrement analysées. La première d'entre elles consiste à utiliser deux modes de vibrations différents, mixés à basse fréquence. Malheureusement, nous n'avons pas réussi à détecter le second mode de torsion du résonateur qui aurait permis de mettre en place cette solution, qui a donc été laissée de côté pour l'heure. La seconde solution consiste à utiliser un matériau à transition de phase. Nous avons conçu et réalisé des prototypes intégrant un matériau VO_2 recristallisé (possédant une transition de phase à 68°C). Les tests sont en cours au moment de la rédaction du mémoire. Les caractérisations expérimentales de la sensibilité en température et de la stabilité fréquentielle des résonateurs fabriqués devraient nous permettre de juger la pertinence d'une telle approche.

Dans une dernière étape de cette thèse nous avons étudié sur un plan théorique, la faisabilité de structures résonantes au pas de $5\mu\text{m}$. Pour cela nous avons tenu pour acquis qu'il était d'une manière ou d'une autre possible d'améliorer le TCF d'un facteur 10. Nous avons alors montré que l'utilisation d'un pas de résolution lithographique de 250 nm implique de positionner les bras d'isolation thermique sous le résonateur, afin d'obtenir la conductance thermique désirée et conserver un facteur de remplissage convenable. Dès lors, la transduction capacitive n'est plus adaptée à de telles structures, et nous proposons l'utilisation d'une transduction optomécanique, basée sur le couplage de la fréquence de résonance d'un résonateur optique à mode de galeries (WGM) avec le mouvement mécanique du résonateur.

Si cette transduction est plus compliquée à intégrer technologiquement, elle permet néanmoins d'améliorer considérablement l'efficacité de transduction du M/NEMS. Ainsi, avec une conductance thermique $G_{th} = 1,6\text{ nW/K}$, nous montrons qu'un NETD de 70 mK est théoriquement atteignable, soit des performances légèrement meilleures que les performances théoriques d'un microbolomètre au pas de $5\mu\text{m}$. De plus, l'utilisation d'un résonateur mécanique permet de limiter largement l'auto-échauffement du bolomètre, et simplifie donc la lecture du capteur. En dernier lieu, nous soulignons l'intérêt que pourrait présenter une structure utilisant directement le résonateur optique comme thermomètre, qui serait susceptible d'atteindre des stabilités fréquentielles limitées par le bruit de phonon, tout en relâchant les contraintes sur la nature de l'encastrement mécanique, et donc sur l'isolation thermique du capteur.

En termes de perspectives, la suite de ces travaux pourrait donc s'orienter vers l'étude des résonateurs optiques WGM au pas de $5\mu\text{m}$, que ce soit pour la transduction du résonateur mécanique ou directement comme thermomètre. Ces structures sont du reste relativement proches. Des simulations FEM permettraient d'étudier l'éventuelle dégradation de l'absorption de l'onde IR du fait de l'introduction du résonateur optique au sein de la cavité Fabry-Pérot utilisée pour coupler le résonateur à l'onde IR. Des réalisations expérimentales doivent être menées en parallèle afin de vérifier la faisabilité technologique d'une telle structure, la qualité de la transduction optomécanique et l'amplitude critique du résonateur mécanique possédant des bras d'isolation thermique longs au pas de $5\mu\text{m}$. Les réalisations expérimentales pourraient aussi sonder les performances du résonateur optique au pas de $5\mu\text{m}$ comme thermomètre. Un lot de fabrication intégrant les 2 types de structures (résonateur optique isolé ou non thermiquement du substrat) permettraient donc d'investiguer concrètement les propositions formulées ici, qui constituent une base pour de futurs travaux sur le sujet.

Bibliographie

- [1] Yole Développement, “Uncooled Infrared Imaging Technology & Market Trends 2016.” 2016.
- [2] R. G. Driggers, R. Vollmerhausen, J. P. Reynolds, J. Fanning, and G. C. Holst, “Infrared detector size: how low should you go?,” *Opt. Eng.*, vol. 51, no. 6, pp. 063202-1, 2012.
- [3] K. Y. Fong, W. H. P. Pernice, and H. X. Tang, “Frequency and phase noise of ultrahigh Q silicon nitride nanomechanical resonators,” *Phys. Rev. B*, vol. 85, no. 16, p. 161410, Apr. 2012.
- [4] M. Sansa *et al.*, “Frequency fluctuations in silicon nanoresonators,” *Nat. Nanotechnol.*, 2016.

Publications

L. Laurent, J. J. Yon, J. S. Moulet, P. Imperinetti, and L. Duraffourg, “Low noise torsional mechanical resonator for 12 μ m microbolometers,” 2016, vol. 9974, p. Proc. SPIE 9974, Infrared Sensors, Devices, and Applications VI, 997407.

L. Laurent, J. J. Yon, J. S. Moulet, P. Imperinetti, and L. Duraffourg, “Torsional nano-resonator: Characterization of a nonlinear hardening behavior and noise analysis,” in *2016 IEEE SENSORS*, 2016, pp. 1–3.

L. Laurent, J. J. Yon, J. S. Moulet, M.L. Roukes, and L. Duraffourg, “12 μ m-pitch electromechanical resonator for thermal sensing” *Nano Lett.*, à paraître.

L. Laurent, J. J. Yon, J. S. Moulet, P. Imperinetti, and L. Duraffourg, “Compensation of nonlinear hardening effect in a nano-torsional resonator,” *Sens. Actuators Phys.*, à paraître.

Liste des symboles

A_C	Amplitude critique de déflexion (m)
A_p	Surface associée au pas pixel d'un détecteur (m)
b	Coefficient de dissipation d'un système stockant de l'énergie.
c	Vitesse de la lumière dans le vide ($3,0.10^8$ m.s ⁻¹)
c_V	Capacité thermique volumique (J.K ⁻¹ .m ⁻³)
C_0	Capacité du MEMS au repos (F)
C_a	Capacité motionnelle d'actionnement du MEMS (F)
C_A	Capacité d'entrée de l'AOP (F)
C_d	Capacité motionnelle de détection du MEMS (F)
C_{elec}	Capacité d'entrée de l'amplificateur (F)
C_{connec}	Capacité(s) parasite(s) entre le MEMS et son électronique (F)
C_{FB}	Capacité de contre-réaction (F)
C_{th}	Capacité thermique de la membrane d'un détecteur thermique (J.K ⁻¹)
C_{py}	Capacité formée par le film pyroélectrique (F)
d	Taille du spot sur le détecteur optique (m)
d_1	Distance entre le détecteur et le filtre utilisé pour les caractérisations électro-optiques (m)
d_2	Distance entre le filtre utilisé pour les caractérisations électro-optiques et la surface émettrice du corps noir (m)
D^*	Délectivité spécifique (cm.Hz ^{-0,5} .W ⁻¹)
D	Déplacement électrique (C.m ⁻²)
E	Champ électrique (V.m ⁻¹)
E_i	Module d'Young du matériau i (Pa)
f_b	Fréquence basse issue du mixage de deux fréquences
f_{BW}	Fréquence de coupure supérieure d'intégration du signal (Hz)
f_{inf}	Fréquence de coupure inférieure d'intégration du signal (Hz)

Liste des symboles

f_c	Fréquence de modulation optique (Hz)
f_0	Fréquence de résonance propre d'un système oscillant (Hz)
f_r	Fréquence de résonance d'un système oscillant (Hz)
f_{tr}	Fréquence trame d'un imageur (Hz)
F	Nombre d'ouverture optique
F_m	Force appliquée à un système (N)
FM_{th}	Facteur de mérite du thermomètre (K^{-1})
FOM	Figure de mérite d'un détecteur thermique ($mK.ms.\mu m^2$)
fom	Figure de mérite d'un résonateur MDO0X ($V.W^{-1}$)
g	Espace espérant les électrodes de la membrane, au repos (m)
g_m	Transconductance d'un transistor MOS (S)
g_x	Couplage optomécanique
G	Enthalpie libre (J)
G_c	Module de cisaillement (Pa)
G_{th}	Conductance thermique d'un détecteur thermique ($W.K^{-1}$)
h	Constante de Planck ($6,6.10^{-34}$ J.s)
H	Enthalpie (J)
H_i	Fonction de transfert liée à un élément i
i_{DS}	Courant circulant entre le drain et la source d'un transistor MOS (A)
I_b	Courant de polarisation d'un bolomètre (A)
I_{G_i}	Moment quadratique en flexion, autour de l'axe i (m^4)
I_n	Bruit en courant en entrée de l'AOP (A)
I_r	Moment quadratique en torsion (m^4)
J	Moment d'inertie ($kg.m^2$)
k	Raideur en flexion ($N.m^{-1}$)
k_B	Constante de Boltzmann ($1,38.10^{-23}$ J.K $^{-1}$)
l_b	Longueur du composé bilame (m)
L	Distance cantilever-détecteur optique (m)

Liste des symboles

L_p	Longueur de la membrane (m)
L_{air}	Longueur d'atmosphère considérée pour la transmission atmosphérique (m)
L^0	Luminance d'un corps noir ($W.m^{-2}.sr^{-1}$)
L_{λ}^0	Luminance spectrale d'un corps noir ($W.m^{-3}.sr^{-1}$)
L_r	Longueur du bras de torsion (m)
L_s	Largeur du bras d'isolation thermique (m)
M^0	Emittance d'un corps noir ($W.m^{-2}$)
M_p	Masse de la membrane (kg)
M_{λ}^0	Emittance spectrale d'un corps noir ($W.m^{-3}$)
m	Masse d'un système (kg)
n	Coefficient de multiplication de fréquence
n_{opt}	Indice de réfraction
p	Coefficient pyroélectrique ($\mu C.m^{-2}.K^{-1}$)
P	Vecteur polarisation ($C.m^{-2}$)
P_{atm}	Pression atmosphérique (Pa)
P_{inc}	Puissance incidente sur la surface totale occupée par le pixel
P_l	Puissance du laser (W)
P_{sat}	Pression de vapeur saturante de l'eau (Pa)
P_w	Teneur en vapeur d'eau (mm)
q	Charge élémentaire ($1,60.10^{-19}$ C)
Q	Facteur de qualité d'un résonateur
Q_s	Charge à la surface d'une électrode (C)
r_{bb}	Rayon de l'ouverture associé à la surface émettrice du corps noir (m)
r_d	Rayon du filtre utilisé pour les caractérisations électro-optiques (m)
R	Résistance de lecture d'un détecteur pyroélectrique (Ω)
R_A	Résistance d'entrée de l'AOP (Ω)
R_b	Résistance du film thermomètre d'un bolomètre (Ω)
R_c	Résistance de conduction du film pyroélectrique (Ω)

Liste des symboles

R_d	Résistance électrique d'un détecteur thermoélectrique (Ω)
R_G	Résistance de lecture d'un détecteur pyroélectrique pour une lecture en tension (Ω)
R_{th}	Résistance thermique ($K.W^{-1}$)
R_L	Résistance associée aux pertes diélectriques (Ω)
\Re_Z	Réponse électro-optique des détecteurs thermiques ($[Z].W^{-1}$)
S	Entropie ($J.K^{-1}$)
S_{bb}	Surface émettrice du corps noir
S_{X_i}	Densité spectrale de bruit d'une source i sur une grandeur X ($[X]^2.Hz^{-1}$)
Si- α	Silicium amorphe
t_i	Épaisseur du matériau i
t_θ	Temps de montée du front du signal optique (s)
T	Température (K)
T_C	Température de Curie (K)
T_e	Moment électrique (N.m)
T_{opt}	Transmission de l'optique
T_{sc}	Température de la scène (K)
V_i	Potentiel électrique de l'électrode i (V)
V_n	Niveau de bruit en amplitude du signal ($V.Hz^{-0,5}$)
V_{out}	Niveau de signal mesuré par le LIA ($V.Hz^{-0,5}$)
w_r	Largeur du bras de torsion (m)
w_s	Largeur du bras d'isolation thermique (m)
W_p	Largeur de la membrane (m)
X	Partie du signal en phase avec le signal d'actionnement (V)
x	Erreur temporelle (s)
x_1	Espace séparant les électrodes d'actionnement et de détection (m)
y	Écart à la fréquence nominale normalisée
Y	Partie du signal en quadrature de phase avec le signal d'actionnement (V)
z_m	Déflexion maximale hors du plan de la barre de torsion (m)

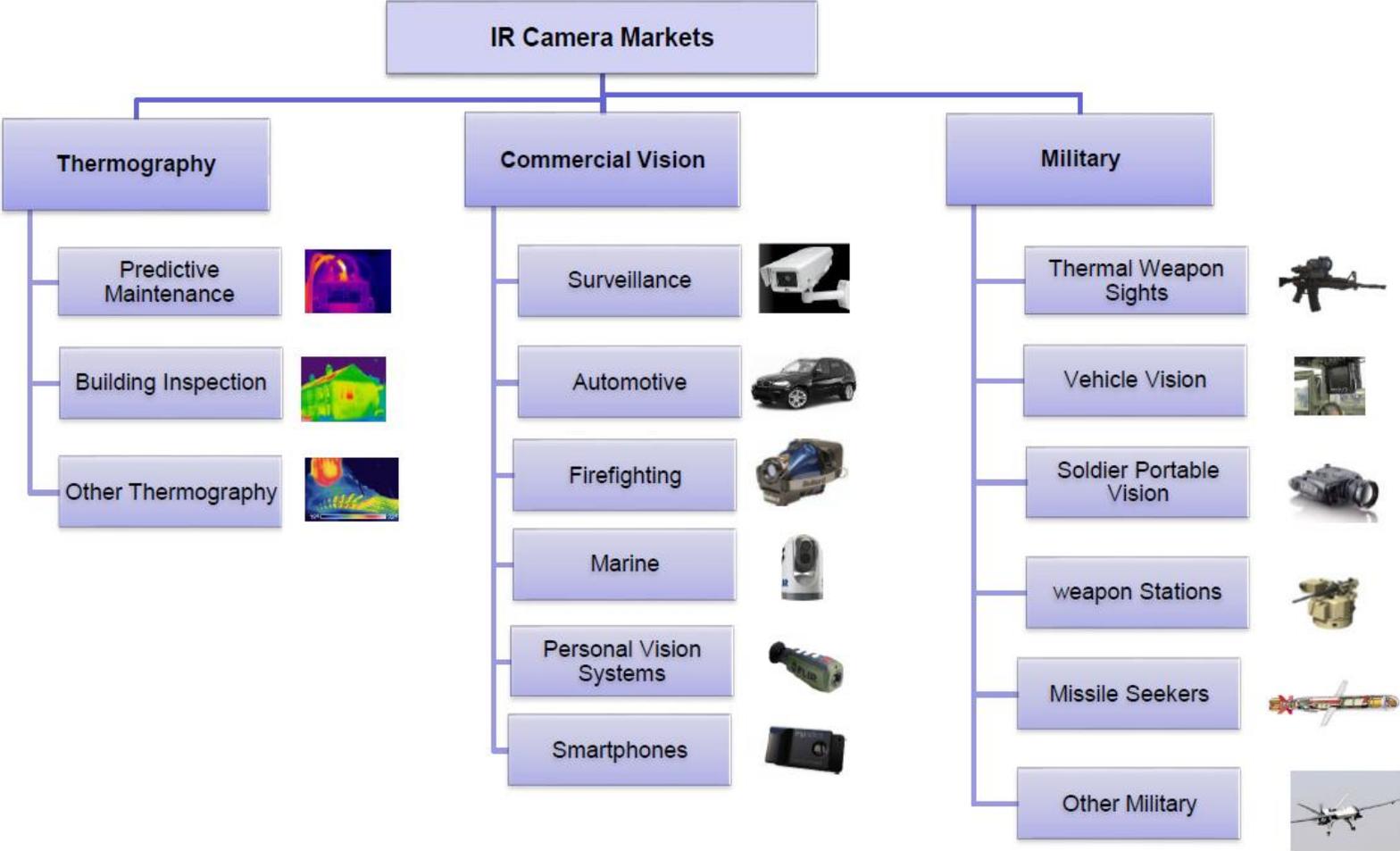
Liste des symboles

Z	Impédance électrique (Ω) ou grandeur sensible à la température pour la détection IR
α	Facteur de dimensionnement d'un détecteur (m)
α_H	Constante de Hooge
α_{Z_i}	Dépendance linéaire relative du paramètre Z avec la température (K^{-1})
α_{C_i}	Coefficient d'expansion thermique du matériau i (K^{-1})
β	Facteur de remplissage du bolomètre
δ	Degré de liberté d'un système physique
δU	Fluctuations d'un paramètre U (fréquence, tension, courant...)
$\tan(\delta)$	Coefficient de pertes diélectriques
Δf	Modification de la fréquence de résonance induit par un phénomène externe ou largeur à mi-hauteur du pic de résonance (Hz)
ε	Emissivité
ε_0	Permittivité du vide ($F.m^{-1}$)
ε_r	Permittivité relative
Φ_λ	Transmission atmosphérique
Λ	Phase du signal (rad)
φ	Paramètre de bruit sur la grandeur X indépendant du volume du matériau ($[X]^2.Hz^{-1}.m^3$)
γ	Efficacité optique des photodétecteurs
η	Rapport entre la puissance incidente sur la surface effective du bolomètre et la puissance absorbée par le détecteur
κ_θ	Raideur en torsion (N.m)
κ_s	Raideur en torsion secondaire, issue de la contrainte résiduelle et des phénomènes non linéaires (N.m)
κ_{SE}	Raideur non linéaire raidissante en torsion (N.m)
κ_{C_0}	Raideur non linéaire adoucissante en torsion (N.m)
λ	Longueur d'onde du rayonnement (m)
Λ	Phase d'un signal alternatif (rad ou °)
θ_c	Amplitude critique du résonateur en torsion (rad ou °)

Liste des symboles

θ_r	Angle de déflexion de la membrane à la résonance (rad ou °)
θ_m	Angle associé à l'angle solide sous lequel le détecteur voit une source (rad ou °)
θ_{max}	Angle géométrique maximal de déflexion de la structure (rad ou °)
ρ	Masse volumique (kg.m^{-3})
σ	Constante de Stefan-Boltzmann ($5,67.10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$)
σ_0	Contrainte résiduelle (Pa)
σ_y	Déviations d'Allan d'un oscillateur
τ	Temps d'intégration d'un signal analogique (s)
τ_e	Temps de réponse électrique d'un pyroélectrique (s)
τ_m	Temps de réponse mécanique d'un résonateur (s)
τ_{th}	Temps de réponse thermique d'un bolomètre (s)
ω	Pulsation caractéristique au rayonnement incident (rad.s^{-1})
ω_0	Pulsation propre d'un système oscillant (rad.s^{-1})

Annexe I : Applications des caméras infrarouges (formats supérieurs à 1000 pixels)¹⁷



¹⁷ Source : *Uncooled Infrared Imaging Technology & Market Trends 2014 – Commercial & Military Applications*, Yole Développement, 2014.

Annexe II : Comparaisons des systèmes de détection de résonances (extrait des travaux de thèse de G. Arndt)

	Open-loop measurement		Close-loop measurement	
	Frequency Sweep	Phase-shift variation	Self-oscillating loop	Frequency locked-loop
Measurement principle	Determination of the maximum gain	Meas. of the MEMS phase-shift variation	The MEMS oscillates at its resonant frequency	Control of the MEMS phase-shift
Complexity	Requires a VCO and Lock-in amplifier	Requires a VCO and phase-comparator	Simple	Requires a VCO and phase-comparator
Area consumption	Large: >10 000 mm ²	Large: >10 000 mm ²	Little: can be smaller than 0.1 mm ²	Large: >10 000 mm ²
Resolution	Low: $\sigma_m = 2m \sqrt{\frac{S_\varphi(MEMS + elec)}{2T_{meas}}}$	High: $\sigma_m = \frac{m}{Q} \sqrt{\frac{S_\varphi(MEMS + elec)}{2T_{meas}}}$	High: $\sigma_m = \frac{m}{Q} \sqrt{\frac{S_\varphi(MEMS + elec)}{2T_{meas}}}$	High: $\sigma_m = \frac{m}{Q} \sqrt{\frac{S_\varphi(MEMS + elec)}{2T_{meas}}}$
Dynamic range	Very large (limited by the MEMS)	Low: ~1%	Large (limited by the MEMS)	Large (limited by the MEMS)
Distortion	Few	Few	Yes (emphasized for non-linear sustaining electronics)	Few
Ease of implementation	Very	Requires calibration	Little	Requires calibration
Sensitivity to feed-through	Low	Low	Varies but can be important	Low

$S_\varphi(MEMS + elec)$ is the power spectral density of the phase-noise introduced by the MEMS and the electronics.

Annexe III : Paramètres physiques des matériaux considérés

Les valeurs de module d'Young E et de coefficient de Poisson ν sont extraites via des mesures effectuées par nanoindentation réalisées au Laboratoire Caractérisation de la Fiabilité des Composants (LCFC) du LETI sur des échantillons de 500 nm d'épaisseur pour le SiN et le Si- α et de 100 nm pour le TiN.

Les valeurs des coefficients de dilatations thermiques α_C et de coefficient de module d'Young en température α_E sont issus des références [1]–[4].

Matériau	Si- α	SiN	TiN	Al	ZrO ₂	VO ₂
E (GPa)	140	120	220	70	150	180
ν	0,37	0,26	0,3	0,35	0,22	0,3
ρ (kg.m⁻³)	2330	3440	5400	2700	5890	4570
α_C (ppm/°C)	2,6	3,3	9,35	24	10,3	-
α_E (ppm/°C)	-70	-48	-18	-18	-	-
c_V (J.K⁻¹.cm⁻³)	1,5	2,5	2,7	-	3,2	2,3
κ_{th} (W.m⁻¹.K⁻¹)	2	1,5	5	237	2,7	-
l_m (J.g⁻¹)	-	-	-	-	-	51

- [1] V. Semiconductor, "General Properties of Si, Ge, SiGe, SiO₂ and Si₃N₄," *Accessed Last Accessed March*, vol. 10, p. 2012, 2012.
- [2] R. J. Bruls, H. T. Hintzen, G. de With, and R. Metselaar, "The temperature dependence of the Young's modulus of MgSiN₂, AlN and Si₃N₄," *J. Eur. Ceram. Soc.*, vol. 21, no. 3, pp. 263–268, Mar. 2001.
- [3] P. Steneteg, O. Hellman, O. Y. Vekilova, N. Shulumba, F. Tasnádi, and I. A. Abrikosov, "Temperature dependence of TiN elastic constants from *ab initio* molecular dynamics simulations," *Phys. Rev. B*, vol. 87, no. 9, Mar. 2013.
- [4] J. L. Tallon and A. Wolfenden, "Temperature dependence of the elastic constants of aluminum," *Solid State Commun.*, vol. 31, no. 4, p. iv, Jul. 1979.

Annexe IV : Méthodes des échelles de temps multiples

Nous considérons le système comme un oscillateur harmonique légèrement nonlinéaire et amorti :

$$\ddot{\theta} + (\omega_0^2 + \varepsilon\beta)\theta = -\varepsilon(\alpha\dot{\theta} + \gamma\theta^2 + \delta\theta^3 - f \cos(\omega t))$$

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{\kappa_\theta}{J}}$$

$$\varepsilon f = \frac{1}{J} \frac{C_0}{2} \frac{1}{2\theta_{max}} \frac{V_{AC}^2}{2}$$

$$\varepsilon\alpha = \frac{\omega_0}{Q}$$

$$\varepsilon\beta = -\frac{1}{J} \left(\frac{C_0}{2} \frac{1}{3\theta_{max}^2} \left(\frac{V_{AC}^2}{2} + 2V_{DC}^2 + \frac{V_{AC}^2}{2} \cos(\omega t) - 2V_{AC}V_{DC} \cos\left(\frac{\omega}{2}t\right) \right) - \frac{1}{L_r} \frac{\sigma_0(w_r^3 t_r + t_r^3 w_r)}{24} \right) \quad (\text{AIV.14})$$

$$\varepsilon\gamma = -\frac{1}{J} \frac{C_0}{2} \frac{3}{4} \frac{1}{\theta_{max}^3} \left(\frac{V_{AC}^2}{2} + \frac{V_{AC}^2}{2} \cos(\omega t) - 2V_{AC}V_{DC} \cos\left(\frac{\omega}{2}t\right) \right)$$

$$\varepsilon\delta = -\frac{1}{J} \left(\frac{C_0}{2} \frac{1}{5\theta_{max}^4} \left(\frac{V_{AC}^2}{2} + 2V_{DC}^2 + \frac{V_{AC}^2}{2} \cos(\omega t) - 2V_{AC}V_{DC} \cos\left(\frac{\omega}{2}t\right) \right) - \frac{E}{16L_r^3} \left(\frac{w_r^5 t_r}{10} + \frac{w_r^3 t_r^3}{9} + \frac{w_r t_r^5}{10} \right) \right)$$

Les méthodes de résolution par perturbation sont largement utilisées afin de trouver des solutions analytiques approchées aux systèmes non linéaires de nombreuses branches de la physique (mécanique, fluide, cosmologie etc...). Les méthodes par perturbations recherchent des solutions sous forme de développement limité $\theta(t, \varepsilon) = \theta_0(t) + \varepsilon\theta_1(t) + \varepsilon^2\theta_2(t) + \dots$. En injectant cette expression dans l'équation non linéaire, on peut isoler des équations différentielles en θ_n selon les ordres de ε , et ainsi résoudre successivement l'expression de $\theta(t, \varepsilon)$. Cependant, dans notre cas, cette méthode fait apparaître des termes dits « séculaires », c'est-à-dire non bornée avec le temps. Remarquant ce défaut, Poincaré présenta une méthode, extraite des travaux de Lindstedt, permettant d'éliminer ces termes séculaires en posant $\tau = \omega t$ et en développant ω en une série de ε . Cette méthode permet de prendre en compte les perturbations de la fréquence du signal avec le temps. Elle est extrêmement efficace mais fait

tout de même apparaître des termes séculaires dans le cas d'un système amorti[16]. Afin de pallier à ceci, nous nous intéressons ici à une méthode dite des échelles multiples[15].

Dans cette approche, on définit des échelles de temps différentes $T_n = \varepsilon^n t$, de sorte que $T_0 = t$ est une échelle de temps « rapide », $T_1 = \varepsilon t$ représente les variations à une échelle de temps plus « lente », etc... On recherche alors une solution sous la forme au lieu de rechercher directement une solution sous la forme $\theta(T_0, T_1) = \theta_0(T_0, T_1) + \varepsilon\theta_1(T_0, T_1) + \varepsilon^2\theta_2(T_0, T_1) + \dots$. Ainsi les dérivées par rapport à T_n et t sont liées de la sorte :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} &= \frac{d}{dT_0} + \varepsilon \frac{d}{dT_1} + \varepsilon^2 \frac{d}{dT_2} + \circ(\varepsilon^3) = D_0 + \varepsilon D_1 + \varepsilon^2 D_2 + \circ(\varepsilon^2) \\ \frac{d^2}{dt^2} &= \frac{d^2}{dT_0^2} + 2\varepsilon \frac{d^2}{dT_0 dT_1} + \varepsilon^2 \left(2 \frac{d^2}{dT_0 dT_2} + \frac{d^2}{dT_1^2} \right) + \circ(\varepsilon^2) \\ &= D_0^2 + 2\varepsilon D_0 D_1 + \varepsilon^2 (2D_0 D_2 + D_1^2) + \circ(\varepsilon^2) \end{aligned} \quad (\text{AIV.15})$$

Le développement qui suit considère seulement un développement au 1^{er} ordre en ε , suffisant pour obtenir une réponse de l'équation (III.24), développée à l'ordre 3. En revanche, la modélisation de comportement mixtes, où on observe 2 sauts dans la réponse fréquentielle de l'oscillateur nécessite des développements jusqu'à l'ordre 5, et donc une considération des ordres supérieurs du développement limité (jusqu'à l'ordre 3). Dans ce cas, la méthode par moyennage est plus adaptée[16]. Nous pouvons donc réécrire l'équation (III.24) comme un système selon les ordres de ε :

$$\begin{cases} D_0^2 \theta_0 + \omega_0^2 \theta_0 = 0 \\ D_0^2 \theta_1 + \omega_0^2 \theta_1 = -(\beta \theta_0 + 2D_0 D_1 \theta_0 + \alpha D_0 \theta_0 + \gamma \theta_0^2 + \delta \theta_0^3) + f \cos(\omega t) \end{cases} \quad (\text{AIV.16})$$

On voit donc que l'on peut résoudre indépendamment la première équation et déduire θ_0 puis obtenir θ_1 , qui pourrait être injectée dans une 3^{ème} équation pour déduire θ_2 etc... θ_0 est donc de la forme $\theta_0 = A(T_1)e^{j\omega_0 T_0} + A^*(T_1)e^{-j\omega_0 T_0}$. Réinjectons cette expression dans la 2nd équation différentielle :

$$\begin{aligned} D_0^2 \theta_1 + \omega_0^2 \theta_1 &= -\left(\beta (A e^{j\omega_0 T_0} + A^* e^{-j\omega_0 T_0}) + 2j\omega_0 (A' e^{j\omega_0 T_0} - A^{*'} e^{-j\omega_0 T_0}) \right. \\ &\quad + \alpha j\omega_0 (A e^{j\omega_0 T_0} - A^* e^{-j\omega_0 T_0}) \\ &\quad + \gamma (A^2 e^{2j\omega_0 T_0} + 2AA^* + A^{*2} e^{-2j\omega_0 T_0}) \\ &\quad + \delta (A^3 e^{3j\omega_0 T_0} + 3A^2 A^* e^{j\omega_0 T_0} + 3AA^{*2} e^{-j\omega_0 T_0} \\ &\quad \left. + A^{*3} e^{-3j\omega_0 T_0}) \right) + f \cos(\omega t) \end{aligned} \quad (\text{AIV.17})$$

Que l'on peut réécrire sous la forme :

$$\begin{aligned}
D_0^2 \theta_1 + \omega_0^2 \theta_1 &= -2AA^* \\
&- (e^{j\omega_0 T_0} (\beta A + 2j\omega_0 A' + \alpha j\omega_0 A + 3\delta A^2 A^*) + \gamma A^2 e^{2j\omega_0 T_0} \\
&+ \delta A^3 e^{3j\omega_0 T_0} + c.c) + \frac{f}{2} (e^{j\omega t} + e^{-j\omega t})
\end{aligned} \tag{AIV.18}$$

On introduit alors $\varepsilon\sigma = \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0}$ valable puisque $\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \ll 1$ ici. On remarque que $\omega T_0 = \omega_0(\varepsilon\sigma + 1)T_0 = \omega_0(\sigma T_1 + T_0)$. Ainsi $f e^{j\omega t} = f e^{j\omega_0 \sigma T_1} e^{j\omega_0 T_0}$. On remarque que l'équation différentielle est celle d'un oscillateur parfait résonant à ω_0 , excité par un terme à la même fréquence. Ainsi, l'élimination des termes séculaires dans (AIV.18), afin de garder une solution bornée, nécessite l'annulation de ce terme :

$$\beta A + 2j\omega_0 A' + \alpha j\omega_0 A + 3\delta A^2 A^* + \frac{f}{2} e^{j\omega_0 \sigma T_1} = 0 \tag{AIV.19}$$

Considérons A sous sa forme polaire $A(T_1) = a(T_1) e^{j\Phi(T_1)}$. L'équation précédente peut alors s'écrire sous la forme d'un système en séparant les parties réelles et imaginaires de l'expression :

$$\begin{cases} \beta a - 2j\omega_0 \Phi' + 3\delta a^3 = \frac{f}{2} \cos(\omega_0 \sigma T_1 - \Phi) \\ \alpha \omega_0 a + 2j\omega_0 a' = \frac{f}{2} \sin(\omega_0 \sigma T_1 - \Phi) \end{cases} \tag{AIV.20}$$

Nous posons alors $\Lambda = \omega_0 \sigma T_1 - \Phi$, de sorte que $\Lambda' = \omega_0 \sigma - \Phi'$:

$$\begin{cases} 2j\omega_0 \Lambda' = 2j\omega_0^2 \sigma - \beta a - 3\delta a^3 + \frac{f}{2} \cos(\Lambda) \\ \alpha \omega_0 a + 2j\omega_0 a' = \frac{f}{2} \sin(\Lambda) \end{cases} \tag{AIV.21}$$

Reprenons l'expression de $\theta_0(T_0, T_1) = 2a * \cos(\omega_0 T_0 + \Phi) = 2a * \cos(\omega_0 T_0 + \omega_0 \sigma T_1 - \Lambda) = 2a * \cos(\omega t - \Lambda)$. Ainsi, rappelant que $\theta = \theta_0 + \varepsilon \theta_1$, on a ici une solution approchée bornée de la solution à l'équation (III.24) :

$$\theta = 2a * \cos(\omega t - \Lambda) + o(\varepsilon) \tag{AIV.22}$$

On peut ensuite remarquer que le régime établi ($\Lambda'(T_1) = 0 = a'(T_1)$) mène à une équation du 3^{ème} degré en a^2 :

$$\left\{ \begin{array}{l} a^6 + \frac{2 \Delta\omega}{3 \varepsilon\delta} a^4 + \frac{\Delta\omega^2 + (\varepsilon\alpha\omega_0)^2}{(3\varepsilon\delta)^2} a^2 = \left(\frac{\varepsilon f}{6\varepsilon\delta}\right)^2 \\ \cotan(\Lambda) = \frac{\Delta\omega + 3\delta a^2}{\alpha\omega_0} \end{array} \right. \quad (\text{AIV.23})$$

Annexe V : Résolution de l'amplitude de la réponse

Une solution de la résolution de l'équation différentielle nonlinéaire **III.17** est donc une **fonction** $\theta = 2a \cos(\omega T_0 - \Lambda)$. Nous avons montré dans l'Annexe 4 que $K = a^3$ est racine d'un polynôme du 3^{ème} en ordre du système :

$$K^3 + \frac{2\Delta\omega}{3\varepsilon\delta}K^2 + \frac{\Delta\omega^2 + (\varepsilon\alpha\omega_0)^2}{(3\varepsilon\delta)^2}K = \left(\frac{\varepsilon f}{6\varepsilon\delta}\right)^2 \quad (\text{AV.24})$$

On réécrit cette équation sous la forme :

$$\left\{ \begin{array}{l} K^3 + c_2K^2 + c_1K + c_0 = 0 \\ c_2 = \frac{2\Delta\omega}{3\varepsilon\delta} \\ c_1 = \frac{\Delta\omega^2 + (\varepsilon\alpha\omega)^2}{(3\varepsilon\delta)^2} \\ c_0 = -\left(\frac{\varepsilon f}{6\varepsilon\delta}\right)^2 \\ p = \frac{c_1}{3} - \frac{c_2^2}{9} \\ q = \frac{c_2^3}{27} - \frac{c_1c_2}{6} + \frac{c_0}{2} \end{array} \right. \quad (\text{AV.25})$$

On pose $K = x + h$:

$$\begin{aligned} (x+h)^3 + c_2(x+h)^2 + c_1(x+h) + c_0 &= 0 \\ \Leftrightarrow x^3 + (3h+c_2)x^2 + (3h^2+2c_2h+c_1)x + h^3 + c_2h^2 + c_1h + c_0 &= 0 \end{aligned} \quad (\text{AV.26})$$

On choisit alors $h = -\frac{c_2}{3}$ afin d'éliminer le terme du 2nd ordre :

$$\left\{ \begin{array}{l} x^3 - 3px + 2q = 0 \\ p = \frac{c_2^2}{9} - \frac{c_1}{3} \\ q = \frac{c_2^3}{27} - \frac{c_1c_2}{6} + \frac{c_0}{2} \end{array} \right. \quad (\text{AV.27})$$

De plus, nous définissons $x = u + v$ with $(u, v) \in \mathbb{C}^2$ de sorte que:

$$\begin{aligned}
x^3 - 3px + 2q &= (u + v)^3 - 3p(u + v) + 2q = 0 \\
&\Leftrightarrow u^3 + v^3 + (u + v)(3uv - 3p) + 2q = 0
\end{aligned} \tag{AV.28}$$

Si l'on pose $uv = p$:

$$(u + v)^3 - 3p(u + v) + 2q = 0 \Leftrightarrow \begin{cases} u^3 + v^3 = -2q \\ (uv)^3 = p^3 \end{cases} \tag{AV.29}$$

On remarque alors que u^3 et v^3 sont les racines du polynôme du 2nd ordre : $P(Z) = Z^2 + 2qZ + p^3$:

$$\begin{aligned}
P(Z) = 0 &\Leftrightarrow (Z + q)^2 = q^2 - p^3 \\
&\Leftrightarrow (Z + q)^2 = -j^2(q^2 - p^3)
\end{aligned} \tag{AV.30}$$

On distingue alors 2 cas, selon le signe de $q^2 - p^3 > 0$. Considérons $q^2 - p^3 > 0$:

$$\begin{aligned}
Z_{1,2} &= -q \pm \sqrt{q^2 - p^3} \\
|Z_1| &= -q + \sqrt{q^2 - p^3} \text{ and } |Z_2| = -q - \sqrt{q^2 - p^3} \\
\arg(Z_{1,2}) &= 0
\end{aligned} \tag{AV.31}$$

Les racines cubiques de Z_1 et Z_2 sont :

$$\begin{aligned}
u_0 &= \sqrt[3]{|Z_1|} \text{ and } v_0 = \sqrt[3]{|Z_2|} \\
u_1 &= \sqrt[3]{|Z_1|} e^{j\frac{2\pi}{3}} \text{ and } v_1 = \sqrt[3]{|Z_2|} e^{j\frac{2\pi}{3}} \\
u_2 &= \sqrt[3]{|Z_1|} e^{-j\frac{2\pi}{3}} \text{ and } v_2 = \sqrt[3]{|Z_2|} e^{-j\frac{2\pi}{3}}
\end{aligned} \tag{AV.32}$$

En se rappelant que $uv = p$, les couples de solutions (u_0, v_0) , (u_1, v_2) et (u_2, v_1) résolvent (AV.28). On remarque que seule la somme $u_0 + v_0$ mène à une solution réelle, les deux autres solutions étant conjuguées complexes :

$$K_0 = \sqrt[3]{-q + \sqrt{q^2 - p^3}} + \frac{p}{\sqrt[3]{-q + \sqrt{q^2 - p^3}}} - \frac{c_2}{3} \quad (\text{AV.33})$$

L'unicité de la solution prouve la linéarité du résonateur dans ce cas.

Si l'on considère maintenant le cas où $q^2 - p^3 < 0$, les solutions sont les conjuguées complexes Z et \bar{Z} avec :

$$\begin{aligned} Z &= -q + j\sqrt{p^3 - q^2} = Z_0 \\ |Z_0| &= p^{\frac{3}{2}} \\ \arg(Z_0) &= \varphi = -\arctan\left(\sqrt{\frac{p^3}{q^2} - 1}\right) \end{aligned} \quad (\text{AV.34})$$

Les racines cubiques de Z et \bar{Z} sont donc:

$$\begin{aligned} u_0 &= -p^{\frac{1}{2}} e^{\frac{j\varphi}{3}} \quad \text{and } \bar{u}_0 \\ u_1 &= -p^{\frac{1}{2}} e^{\frac{j(\varphi+2\pi)}{3}} \quad \text{and } \bar{u}_2 \\ u_2 &= -p^{\frac{1}{2}} e^{\frac{j(\varphi-2\pi)}{3}} \quad \text{and } \bar{u}_1 \end{aligned} \quad (\text{AV.35})$$

Comme précédemment, on rappelle que $uv = p$ et que donc (u_0, \bar{u}_0) , (u_1, \bar{u}_1) et (u_2, \bar{u}_2) sont solutions de (AV.28). Avec $x = u + v$, on obtient donc les solutions de (AV.24):

$$\begin{aligned} K_0 &= -2\sqrt{p} \cos\left(-\frac{1}{3} \arctan\left(\sqrt{\frac{p^3}{q^2} - 1}\right)\right) - \frac{c_2}{3} \\ K_1 &= -2\sqrt{p} \cos\left(-\frac{1}{3} \arctan\left(\sqrt{\frac{p^3}{q^2} - 1}\right) + \frac{2\pi}{3}\right) - \frac{c_2}{3} \end{aligned} \quad (\text{AV.36})$$

$$K_2 = -2\sqrt{p} \cos \left(-\frac{1}{3} \arctan \left(\sqrt{\frac{p^3}{q^2} - 1} \right) - \frac{2\pi}{3} \right) - \frac{c_2}{3}$$

Généralement, ces expressions sont formulées sous une autre forme. En effet, puisque $0 < \sqrt{\frac{q^2}{p^3}} < 1$, il existe un angle $\theta \in [0; \frac{\pi}{2}]$ tel que $\cos(\theta) = \sqrt{\frac{q^2}{p^3}}$. Ainsi, d'après l'équation (AV.34), nous avons $\tan(\varphi) = -\sqrt{\frac{1}{\cos^2(\theta)} - 1} = -\tan(\theta)$. La fonction tangente étant bijective sur $[0; \frac{\pi}{2}]$, on a $\varphi = -\theta$. Les expressions (AV.36) peuvent donc être reformulées :

$$\begin{aligned} K_0 &= -2\sqrt{p} \cos \left(\frac{1}{3} \arccos \left(\frac{q}{p^{\frac{3}{2}}} \right) \right) - \frac{c_2}{3} \\ K_1 &= -2\sqrt{p} \cos \left(\frac{1}{3} \arccos \left(\frac{q}{p^{\frac{3}{2}}} \right) + \frac{2\pi}{3} \right) - \frac{c_2}{3} \\ K_2 &= -2\sqrt{p} \cos \left(\arccos \left(\frac{q}{p^{\frac{3}{2}}} \right) - \frac{2\pi}{3} \right) - \frac{c_2}{3} \end{aligned} \tag{AV.37}$$

Annexe VI : Intégration du bruit thermomécanique

Reprenons l'expression de l'amplitude rms des fluctuations d'amplitude du résonateur causé par le bruit thermomécanique :

$$\langle \theta^2 \rangle = \frac{1}{2\pi} \frac{2k_B T}{Q\kappa} \int_{1-\frac{\Delta\omega}{2\omega_0}}^{1+\frac{\Delta\omega}{2\omega_0}} \frac{dX}{(1-X^2)^2 + \left(\frac{X}{Q}\right)^2} \quad (\text{AVI.38})$$

Cette intégrale peut être résolue via une décomposition en éléments simples. Nous posons alors :

$$I = \int_{1-\frac{\Delta\omega}{2\omega_0}}^{1+\frac{\Delta\omega}{2\omega_0}} \frac{dX}{(1-X^2)^2 + \left(\frac{X}{Q}\right)^2} \quad (\text{AVI.39})$$

$$P[X] = (1-X^2)^2 + \left(\frac{X}{Q}\right)^2$$

Nous cherchons alors les racines de P . Si λ_1 est l'une d'elles, la symétrie de P fait que $-\lambda_1$ est aussi racine de P . De plus P étant à coefficient réels, $\overline{\lambda_1}$ et $-\overline{\lambda_1}$ sont aussi solutions de $P[X] = 0$. Nous posons $u = X^2$:

$$P[\lambda] = 0 \Leftrightarrow u^2 + u \frac{1-2Q^2}{Q^2} + 1 = 0 \quad (\text{AVI.40})$$

$$\Delta = \frac{(1-2Q^2)^2}{Q^4} - 4 = \frac{1-4Q^2}{Q^4} = j^2 \frac{4Q^2-1}{Q^4}$$

Ainsi :

$$u_{1,2} = \frac{1}{2Q^2} \left(2Q^2 - 1 \mp j\sqrt{4Q^2-1} \right) \quad (\text{AVI.41})$$

On remarque que $|u_{1,2}| = 1$. Ainsi, si $\lambda_1 = a + jb$, nous avons :

$$\lambda_1^2 = u_1 \Leftrightarrow \begin{cases} a^2 - b^2 = \frac{1}{2Q^2}(2Q^2 - 1) \\ a^2 + b^2 = 1 \end{cases}$$

$$\Rightarrow \begin{cases} a = \frac{1}{2Q}\sqrt{4Q^2 - 1} \\ b = \frac{1}{2Q} \end{cases} \quad (\text{AVI.42})$$

Nous déduisons donc $\lambda_1 = \frac{1}{2Q}(\sqrt{4Q^2 - 1} + j)$. Nous pouvons donc réécrire $1/P[X]$:

$$\frac{1}{P(X)} = \frac{1}{8j\text{Re}(\lambda_1)\text{Im}(\lambda_1)|\lambda_1|^2} \left(\frac{\bar{\lambda}_1}{X - \lambda_1} - \frac{\lambda_1}{X - \bar{\lambda}_1} - \frac{\bar{\lambda}_1}{X + \lambda_1} + \frac{\lambda_1}{X + \bar{\lambda}_1} \right) \quad (\text{AVI.43})$$

Nous regroupons à présent les termes conjugués de l'expression précédente :

$$\begin{aligned} \frac{1}{P(X)} &= \frac{1}{8\text{Re}(\lambda_1)|\lambda_1|^2} \left(-\frac{2X - 4\text{Re}(\lambda_1)}{X^2 - 2\text{Re}(\lambda_1)X + |\lambda_1|^2} + \frac{2X + 4\text{Re}(\lambda_1)}{X^2 + 2\text{Re}(\lambda_1)X + |\lambda_1|^2} \right) \\ &= \frac{1}{8\text{Re}(\lambda_1)|\lambda_1|^2} \left(-\frac{2X - 2\text{Re}(\lambda_1)}{X^2 - 2\text{Re}(\lambda_1)X + |\lambda_1|^2} + \frac{2X + 2\text{Re}(\lambda_1)}{X^2 + 2\text{Re}(\lambda_1)X + |\lambda_1|^2} \right. \\ &\quad \left. + \frac{2\text{Re}(\lambda_1)}{\text{Im}^2(\lambda_1)} \left(\frac{1}{\left(\frac{X - \text{Re}(\lambda_1)}{\text{Im}(\lambda_1)}\right)^2 + 1} + \frac{1}{\left(\frac{X + \text{Re}(\lambda_1)}{\text{Im}(\lambda_1)}\right)^2 + 1} \right) \right) \quad (\text{AVI.44}) \end{aligned}$$

Nous prenons alors l'intégrale de cette fonction entre $\left[1 - \frac{\Delta\omega}{2\omega_0}; 1 + \frac{\Delta\omega}{2\omega_0}\right]$:

$$\begin{aligned}
I = \frac{1}{8\text{Re}(\lambda_1)|\lambda_1|^2} & \left(\left[\ln \left(\frac{X^2 + 2\text{Re}(\lambda_1)X + |\lambda_1|^2}{X^2 - 2\text{Re}(\lambda_1)X + |\lambda_1|^2} \right) \right]_{1-\frac{\Delta\omega}{2\omega_0}}^{1+\frac{\Delta\omega}{2\omega_0}} \right. \\
& + \frac{2\text{Re}(\lambda_1)}{\text{Im}(\lambda_1)} \left(\left[\arctan \left(\frac{X + 2\text{Re}(\lambda_1)}{\text{Im}(\lambda_1)} \right) \right]_{1-\frac{\Delta\omega}{2\omega_0}}^{1+\frac{\Delta\omega}{2\omega_0}} \right. \\
& \left. \left. + \left[\arctan \left(\frac{X - 2\text{Re}(\lambda_1)}{\text{Im}(\lambda_1)} \right) \right]_{1-\frac{\Delta\omega}{2\omega_0}}^{1+\frac{\Delta\omega}{2\omega_0}} \right) \right)
\end{aligned} \tag{AVI.45}$$

Reprenant l'expression de λ_1 dans l'expression précédente, nous réécrivons cette expression sous la forme :

$$\begin{aligned}
I = \frac{2Q}{8\sqrt{4Q^2 - 1}} & \left(\left[\ln \left(\frac{X^2 + \frac{1}{Q}\sqrt{4Q^2 - 1}X + 1}{X^2 - \frac{1}{Q}\sqrt{4Q^2 - 1}X + 1} \right) \right]_{1-\frac{\Delta\omega}{2\omega_0}}^{1+\frac{\Delta\omega}{2\omega_0}} \right. \\
& + 2\sqrt{4Q^2 - 1} \left[\arctan \left(2QX + 2\sqrt{4Q^2 - 1} \right) \right. \\
& \left. \left. + \arctan \left(2QX - 2\sqrt{4Q^2 - 1} \right) \right]_{1-\frac{\Delta\omega}{2\omega_0}}^{1+\frac{\Delta\omega}{2\omega_0}} \right)
\end{aligned} \tag{AVI.46}$$

Nous pouvons simplifier cette expression du fait du facteur de qualité élevé de nos résonateurs ($4Q^2 \gg 1$) :

$$\begin{aligned}
I = \frac{1}{8} & \left(\left[\ln \left(\frac{X^2 + 2X + 1}{X^2 - 2X + 1} \right) \right]_{1-\frac{\Delta\omega}{2\omega_0}}^{1+\frac{\Delta\omega}{2\omega_0}} \right. \\
& \left. + 4Q \left[\arctan(2Q(X + 2)) + \arctan(2Q(X - 2)) \right]_{1-\frac{\Delta\omega}{2\omega_0}}^{1+\frac{\Delta\omega}{2\omega_0}} \right)
\end{aligned} \tag{AVI.47}$$

Nous étudions à présent le comportement de cette expression lorsque $\Delta\omega \rightarrow \infty$:

$$\begin{aligned}
\lim_{\Delta\omega \rightarrow \infty} \left[\ln \left(\frac{X^2 + \frac{1}{Q} \sqrt{4Q^2 - 1} X + 1}{X^2 - \frac{1}{Q} \sqrt{4Q^2 - 1} X + 1} \right) \right]_{1 - \frac{\Delta\omega}{2\omega_0}}^{1 + \frac{\Delta\omega}{2\omega_0}} &= \lim_{\Delta\omega \rightarrow \infty} \ln(1) = 0 \\
\lim_{\Delta\omega \rightarrow \infty} \left(4Q [\arctan(2Q(X + 2)) + \arctan(2Q(X - 2))] \right)_{1 - \frac{\Delta\omega}{2\omega_0}}^{1 + \frac{\Delta\omega}{2\omega_0}} & \quad (\text{AVI.48}) \\
&= 4Q \left(\frac{\pi}{2} - \left(-\frac{\pi}{2}\right) + \frac{\pi}{2} - \left(-\frac{\pi}{2}\right) \right) = 8\pi Q
\end{aligned}$$

Et ainsi, reprenant l'expression (AVI.38), nous retrouvons l'expression donnée par le théorème de l'équipartition de l'énergie :

$$\lim_{\Delta\omega \rightarrow \infty} \langle \theta^2 \rangle = \frac{1}{2\pi} \frac{2k_B T}{Q\kappa} \lim_{\Delta\omega \rightarrow \infty} I = k_B T / \kappa \quad (\text{AVI.49})$$

Annexe VII : Fluctuations d'énergie

Soit $\beta = 1/k_B T$. Nous considérons ici un système en équilibre thermodynamique avec son environnement, dont le volume et le nombre de particules est constant. La probabilité P_j de l'occupation d'un micro-état E_j du système par une particule s'exprime par (fonction de Boltzmann)¹⁸ :

$$P_j = \frac{1}{Z} e^{-\beta E_j} \quad (\text{AVII.50})$$

Afin que $\sum_j P_j = 1$, on définit la fonction de partition canonique d'une particule :

$$Z = \sum_j e^{-\beta E_j} \quad (\text{AVII.51})$$

L'énergie totale du système est alors donnée par la somme des énergies des états occupés, soit :

$$\langle E \rangle = \sum_j E_j P_j = \frac{1}{Z} \sum_j E_j e^{-\beta E_j} \quad (\text{AVII.52})$$

Nous remarquons l'expression de la dérivée première de la fonction $Z(\beta)$. Ainsi :

$$\langle E \rangle = -\frac{1}{Z} \frac{\partial Z}{\partial \beta} = -\frac{\partial \ln(Z)}{\partial \beta} \quad (\text{AVII.53})$$

Nous pouvons exprimer les fluctuations d'énergie $\langle \Delta E^2 \rangle = \text{Var}(E) = \langle (E - \langle E \rangle)^2 \rangle$ par [2] :

$$\langle \Delta E^2 \rangle = \frac{\partial^2 \ln(Z)}{\partial \beta^2} = \frac{1}{\partial \beta} \left(\frac{\partial \ln(Z)}{\partial \beta} \right) \quad (\text{AVII.54})$$

Or nous remarquons que $\partial \beta / \partial T = -1/k_B T^2$. Ainsi, l'expression précédente se reformule sous la forme :

¹⁸ Expression que l'on peut déduire du postulat de base de la physique statistique $S = k_B \ln(\Omega(E))$, où $\Omega(E)$ est le nombre d'états accessibles et S l'entropie du système[1]

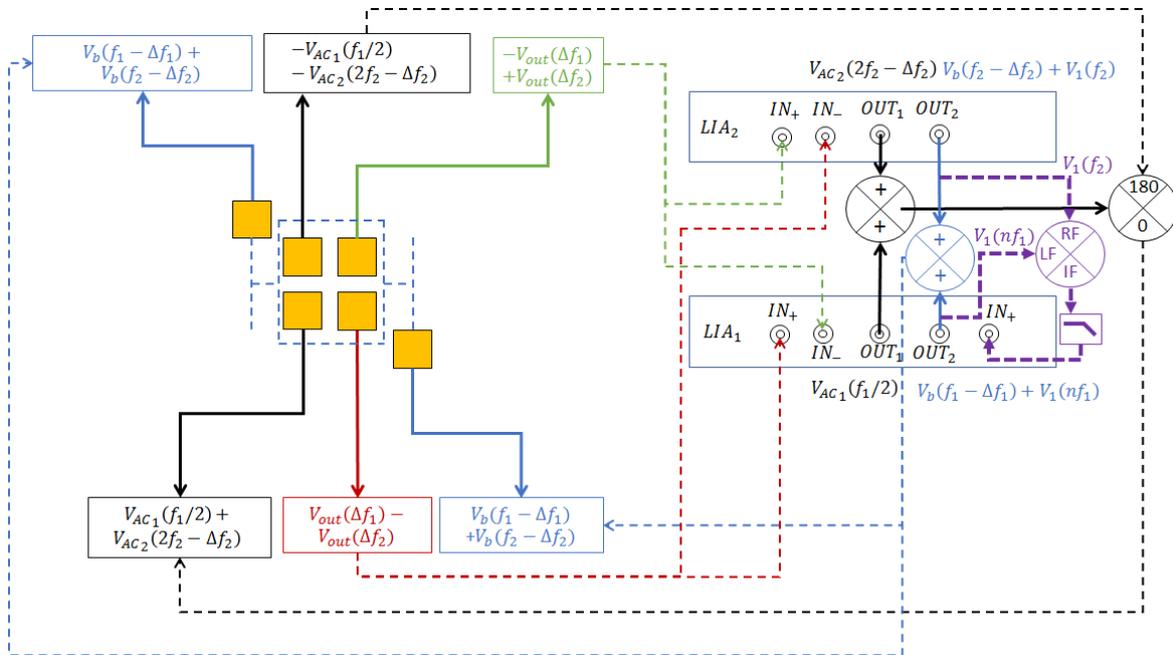
$$\langle \Delta E^2 \rangle = k_B T^2 \frac{\partial \langle E \rangle}{\partial T} \quad (\text{AVII.55})$$

Nous retrouvons ainsi la définition de la capacité thermique du système, comme la variation d'énergie avec la température, à volume et nombre de particules constants. Ainsi, les fluctuations d'énergies du système s'expriment par :

$$\langle \Delta E^2 \rangle = k_B T^2 C_V \quad (\text{AVII.56})$$

- [1] C. Texier, "Physique Statistique : des processus élémentaires aux phénomènes collectifs." Licence 3 et Magistère de physique, 2016.
- [2] C. Texier, "Physique statistique des systèmes faiblement hors équilibre : formalisme de la réponse linéaire. Dissipation quantique. Transport électronique." Universités Paris 6, Paris 7 & Paris-Sud, _Ecole Normale Supérieure, Ecole Polytechnique., 2016.

Annexe VIII : Méthode de mesure des 2 modes de torsion simultanés



Méthode proposée afin de mesurer simultanément les deux fréquences de résonance du système sur un résonateur MDO02. Deux HF2LIA (soit, au total, 4 LIA disponibles – un HF2LIA possédant 2 LIA) sont nécessaires. En effet, l'utilisation d'une détection hétérodyne nécessite l'utilisation de 2 entrées de LIA. La détection de la fréquence f_b nécessite donc une 3^{ème} entrée de LIA.

Le LIA₁ génère les signaux de d'actionnement (noir) et de détection (bleu) et détecte les signaux en antiphase issu du mode fondamental de torsion f_1 grâce à son entrée différentielle. Le LIA₂ fait de même pour le 2nd mode de torsion à f_2 . Les PLL de chaque lock-in sont ensuite utilisées pour effectuer une boucle fermée sur chacun des 2 modes.

Le signal à la fréquence nf_1 est généré grâce au LIA₁. En effet le HF2LIA offre la possibilité de générer des signaux aux harmoniques de la fréquence d'un démodulateur. La fréquence $f_b = 500 \text{ kHz}$ est ensuite générée par un mélangeur externe. Finalement, la détection de f_b s'effectue, par exemple, grâce à la PLL d'un des lock-in libre d'un des deux HF2LIA.

Les progrès de la microélectronique, axés en premier lieu sur l'amélioration des performances et la réduction des coûts des processeurs et des mémoires, ont aussi bénéficié depuis de nombreuses années aux capteurs, à l'éclairage, aux actionneurs et autres technologies dites *More than Moore*. La détection infrarouge à l'aide de détecteurs thermiques fait partie de ces bénéficiaires. Les détecteurs thermiques actuels utilisent principalement une fine couche résistive (typiquement du dioxyde de vanadium ou du silicium amorphe) déposée sur une membrane suspendue comme thermomètre : ce sont les microbolomètres. Cette technique a permis de produire des caméras thermiques dont le coût de fabrication a drastiquement chuté avec des performances qui se rapprochent des détecteurs photoniques onéreux, fonctionnant à des températures cryogéniques. Néanmoins, le coût de ces imageurs reste encore excessif pour des applications grand public (conduite nocturne, smartphones, domotique) tandis que les applications militaires (surveillance, lunettes portatives) demandent des performances accrues dans un budget maîtrisé. Un des objectifs des industriels du domaine est donc de réduire la surface des détecteurs, le pas pixel, afin d'augmenter le nombre de rétines fabriquées sur une plaque de silicium. Néanmoins, la réduction de cette surface diminue *de facto* le flux infrarouge incident sur le pixel, et donc le signal. Il faut donc améliorer la sensibilité des détecteurs à chaque nouveau pas pixel. La technologie résistive, largement employée par l'industrie jusqu'à maintenant, se prêtait volontiers à cet exercice jusqu'au pas de 17 μm , permettant de densifier d'un facteur 4 le nombre de détecteurs tous les 5 ans. L'auto-échauffement lié à la lecture résistive et le bruit en $1/f$ sont les principales causes du ralentissement observé dans cette réduction des échelles ces dernières années. Nos travaux se sont focalisés sur un nouveau principe de détection au pas de 12 μm , fonctionnant avec un auto-échauffement minime. Dans cette approche, une planche suspendue est mise en résonance mécanique autour de deux bras ancrés subissant une torsion. L'actionnement et la détection électrostatique du mouvement de la membrane sont réalisés avec deux électrodes situés 2 μm sous la planche. La modification du module d'Young avec la température et les contraintes thermiques vont modifier la fréquence de résonance. Les résonateurs mécaniques étant peu bruités, le suivi cette fréquence de résonance doit permettre de réaliser des détecteurs thermiques performants.

Le travail de thèse a consisté à concevoir, fabriquer et caractériser de tels pixels et à comparer cette technique aux détecteurs résistifs. Différents modèles (linéaire et nonlinéaire) du mouvement de la structure sont présentés et comparés aux caractérisations expérimentales de résonateurs fabriqués en réseaux denses, selon différentes variantes. Nous avons mesuré le bruit fréquentiel de nos détecteurs puis leur sensibilité à un flux infrarouge. Les meilleurs dispositifs montrent une limite de sensibilité de $30 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$. Une résolution sur la scène (NETD) de 2 K est obtenue pour un temps d'intégration adapté au temps image. Ces performances sont inégalées pour un résonateur non refroidi à ces dimensions. Nous montrons qu'un NETD de 20 mK est atteignable au pas de 12 μm (pour un temps de réponse de 10 ms) en se focalisant sur 3 axes de recherche : une co-intégration des résonateurs avec leur électronique de lecture, une acquisition plus précise du signal par un temps d'intégration adapté au temps image et l'amélioration de la sensibilité thermique (TCF) du résonateur d'un facteur 10. Pour ce dernier point, nous présentons des méthodes afin d'améliorer le TCF. Finalement, nous étudions des architectures de pixels au pas de 5 μm présentant des performances théoriques proches de celles requises par l'imagerie infrarouge ($\text{NETD} = 70 \text{ mK}$ et $\tau_{th} = 8 \text{ ms}$). Des perspectives de transductions tout optiques sont finalement évoquées.

Mot clés

Imagerie infrarouge non refroidi, microbolomètres, NEP, NETD, résonateur mécanique, stabilité fréquentielle, NEMS, transduction capacitive, résonateur en torsion non linéaire, amplitude critique, compensation non linéarité durcissante, TCF, matériau à transition de phase.

Progress in microelectronics has been mainly driven by informatics needs for addressing both increased performances and lower costs for processors and memories, according to the well-known *Moore's Law*. For many years, these tremendous progresses in silicon fabrication and integration have also contributed to the emergence of new type of devices, such as sensors, actuators, filters, clocks or imagers, forming a new class of devices called *More than Moore*. Uncooled infrared imaging, which uses thermal sensors belongs to this new class of devices. Today thermal sensors principally use a thin resistive layer (mainly vanadium dioxide or amorphous silicon) on a suspended membrane as a thermometer and are called microbolometers. The fabrication cost of thermal cameras has dramatically dropped over the last 20 years, while attaining performances close to the expensive cooled cameras. Nevertheless, the cost of these imagers still remains too high for consumer market (night driving, smartphones, home automation) whereas military applications (surveillance, personal goggles) need improved resolutions – in an affordable camera. Therefore, one objective of the microbolometers industry roadmap is to scale down the sensor surface – the pixel pitch – in order to increase the number of imagers fabricated on a silicon wafer. Yet, the pixel pitch reduction goes necessarily with a reduction of the captured infrared power leading to a reduction of the sensor signal. As a consequence, the sensor sensitivity needs to be improved as the pixel pitch scales down. The resistive technology has managed this scaling so far, down to 17 μm pixel pitch, allowing a densification of the sensors by a factor 4 every 5 years. Despite this success, the scaling has been recently slowed down, mostly because of microbolometers self-heating issue and 1/f noise which are inherent to the resistive transduction. Our work has focused on a new type of sensor at 12 μm pixel pitch, which theoretically gets rid of self-heating and 1/f noise. In our approach, an absorbing plate is excited at its mechanical resonance through two tiny torsion arms using an actuation electrode placed 2 μm underneath. Pixel motion is also transduced electrostatically. Since micromechanical resonators feature very low frequency noise, we believe that an uncooled infrared sensor based on the monitoring of its resonance frequency (which changes with temperature through the TCF) should be extremely sensitive.

In our work, we present different models (linear and nonlinear) for the pixel mechanical behavior and compare them to experimental characterization of resonators which were fabricated in dense arrays, according to several designs. We measure the frequency stability of our sensors along with their sensitivity to infrared flux. The best devices show a resolution of $30\text{pW}/\sqrt{\text{Hz}}$, with a response time lower than one millisecond. The scene resolution (NETD) is 2K for an integration time compatible with imaging frame rate. These performances overtake results previously published on this topic with such reduced pixel pitch. We show that a NETD of 20mK is reachable at 12 μm pixel pitch (with a response time of 10ms) if we can address the following 3 challenges: a cointegration of the resonators with their electronics, a shared readout of several pixels in the imaging frame rate and an improved TCF by a factor 10. Therefore, we provide different methods in order to improve the TCF. Finally, we present different pixel designs at 5 μm pixel pitch which show theoretical performances close to uncooled infrared imaging requirements ($\text{NETD} = 70\text{mK}$ and $\tau_{th} = 8\text{ms}$). An optical transduction may also be a new route toward even better signal to noise ratio at low pitch.

Keywords

Uncooled Infrared Imaging, microbolometers, NEP, NETD, mechanical resonator, frequency stability, NEMS, capacitive transduction, nonlinear torsional resonator, critical amplitude, hardening behavior compensation, TCF, transition phase material.