HAL
open science

APPROCHE TEMPORELLE DE LA SIMULATION ET DE LA CARACTÉRISATION DES TRANSDUCTEURS ULTRASONORES CAPACITIFS MICRO-USINÉS

Nicolas Sénégond

To cite this version:

Nicolas Sénégond. APPROCHE TEMPORELLE DE LA SIMULATION ET DE LA CARACTÉRISATION DES TRANSDUCTEURS ULTRASONORES CAPACITIFS MICRO-USINÉS. Acoustique [physics.class-ph]. Université François Rabelais - Tours, 2010. Français. NNT : . tel-00738359

HAL Id: tel-00738359

https://theses.hal.science/tel-00738359v1

Submitted on 4 Oct 2012

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.

UNIVERSITÉ FRANÇOIS RABELAIS DE TOURS

École Doctorale SST

UMR INSERM U930 Equipe 5 CNRS ERL 3106 "De la maturation à la dégénérescence : Exploration par Ultrasons", FRANCE

THÈSE présentée par :

Nicolas SÉNÉGOND

soutenue le : 17 décembre 2010

pour obtenir le grade de : Docteur de l'université François - Rabelais

Discipline/ Spécialité : Sciences de la Vie et de la Santé

APPROCHE TEMPORELLE DE LA SIMULATION ET DE LA CARACTÉRISATION DES TRANSDUCTEURS ULTRASONORES CAPACITIFS MICRO-USINÉS

THÈSE DIRIGÉE PAR :

CERTON	Dominique	Maître de conférence, HDR, Université François Rabelais

RAPPORTEURS :

DUFOUR	Isabelle	Professeur, IMS, Université Bordeaux 1
DURAND	Stéphane	Maître de conférence, HDR, LAUM, Université du Maine

JURY :

DUBUS	Bertrand	Directeur de recherche, IEMN, Université de Lille
DUFOUR	Isabelle	Professeur, IMS, Université Bordeaux 1
DURAND	Stéphane	Maître de conférence, HDR, LAUM, Université du Maine
POLIZZI	Jean-Philippe	Ingénieur de recherche, CEA, LETI Grenoble
PATAT	Frédéric	Professeur, Université François Rabelais - Tours
ALQUIER	Daniel	Professeur, Université François Rabelais - Tours
CERTON	Dominique	Maître de conférence, HDR, Université François Rabelais
TESTON	Franck	Maître de conférence, Université François Rabelais

Résumé

Les transducteurs ultrasonores capacitifs micro-usinés (cMUT : capacitive Micromachined Ultrasound Transducers) sont aujourd'hui une nouvelle alternative à la transduction d'ondes ultrasonores. En comparaison avec la technologie piézoélectrique, ils offrent de nombreuses potentialités en termes de fiabilité, de production, de miniaturisation et d'intégration d'une électronique associée mais aussi en termes de performances acoustiques. Les voies d'application de ces dispositifs, dédiés initialement à l'imagerie médicale, sont aujourd'hui étendues à de nombreux domaines tels que la thérapie, les capteurs biochimiques ou encore l'émission paramétrique d'ondes sonores. Néanmoins, leur mise en œuvre n'en est encore qu'à ses balbutiements et la compréhension de leurs comportements à la fois statique et dynamique nécessite d'être approfondie. C'est dans ce cadre que s'inscrit le présent travail de thèse. Ce mémoire adresse deux aspects majeurs de ces micro-systèmes : leur caractérisation mécanique et l'impact de la non-linéarité des forces électrostatiques sur la réponse temporelle. La caractérisation des micro-systèmes, notamment en termes de contraintes initiales et de modules d'élasticité, est une problématique récurrente de ces dispositifs. Dans le contexte des technologies cMUT, fabriquées par procédé de micro-usinage de surface, nous avons souhaité reposer les bases de cette étape de mesure et proposer des méthodes de caractérisation basées sur l'utilisation de dispositifs fonctionnels plutôt que s'appuyer sur des structures dédiées (micro-poutre, ponts, structures rotatives). L'impact de la non-linéarité sur la dynamique dans le fluide d'une cellule, puis d'un réseau de cellules, est ensuite étudié en s'appuyant à la fois sur des mesures d'interférométrie laser et sur un modèle temporel intégrant les effets du fluide. Nous exposons ici une étude à plusieurs échelles, allant de la cellule unitaire du dispositif à la pression rayonnée par un élément de barrette. Une optimisation de l'excitation dans l'objectif de réduire l'effet de la non-linéarité tout en conservant des niveaux de pressions optimum est proposée. Enfin, à travers l'étude dynamique effectuée, un nouveau régime de fonctionnement des cMUTs est identifié et vérifié. Celui-ci s'appuie sur l'exploitation du régime forcé dans l'air ou dans l'eau de ces dispositifs pour la génération d'ondes ultrasonores basse-fréquence.

Mots clés : micro-système, transducteur ultrasonore capacitif, cMUT, contrainte initiale, plaque multicouche, modélisation temporelle, non-linéarité, interférométrie laser hétérodyne, microscopie holographique digital, collapse et snapback dynamique

Abstract

Capacitive Micromachined Ultrasound Transducers (cMUTs) are today a new alternative for the generation of ultrasonic waves. Compared to the piezoelectric technology, they offer some potentialities in terms of reliability, production, miniaturization and electronic integration but also in term of acoustic performance. Initially dedicated to medical imagery, these devices is now used for numerous applications as therapy, bio/chemical sensors or highly directional loudspeakers. Nevertheless, their implementation is relatively new and the understanding of their static and dynamic behaviors needs to be studied further. This is in this particular context that this PhD is developed. This thesis deals with two major aspects of these microsystems : the characterization of mechanical parameters and the impact of the nonlinearities provided by electrostatic force on temporal response. The MEMs characterization, particularly the extraction of initial stresses and Young's Modulus, is a recurrent issue of these devices. In the context of cMUT technology fabricated by surface micromachined process, we have chosen to remind the basis of this measurement step and have proposed a method of characterization with the use of cMUT unit cells despite of dedicated devices (micro-beam, micro-bridge, micro-rotating structure). The impact of the nonlinearity is studied on the dynamics of a cMUT cell in fluid first, and on a cMUT array later with the help of a temporal model and measurements made by laser interferometry both. A multiscale study is here presented which developed a complete study from unit cell to pressure radiated by a cMUT element. An optimisation of excitation conditions is proposed with the aim of reducing the effect of the non-linearity and conserving highest level of pressure both. Finally, thanks to this dynamic study, a new operation mode of cMUTs is identified and verified. This one is based on the use of forced regime in air and water of these devices to generate low frequencies ultrasonic waves.

Keywords : MEMS, capacitive micromachined ultrasound transducers, cMUT, initial stress, multilayered plate, temporal modeling, nonlinearity, heterodyne laser interferometry, digital holography microscopy, Dynamic collapse and snapback

Table des matières

Introduction **23**

I Généralités **27**

1 Technologie cMUT - Fonctionnement des transducteurs ultrasonores capacitifs micro-usinés **29**

1.1 Introduction 29

1.2 Principe de fonctionnement d'un transducteur capacitif 29

1.2.1 Introduction 29

1.2.2 Analyse phénoménologique d'un transducteur capacitif 30

2 État de l'art des procédés de fabrication utilisés pour les cMUTs **37**

2.1 Introduction - Le cMUT : un microphone miniaturisé 37

2.2 cMUT par micro-usinage de surface 38

2.3 cMUT par collage de wafer (wafer-bonding) 41

2.4 Présentation du procédé mis en œuvre dans nos dispositifs 43

3 Application des cMUTs **45**

3.1 cMUT pour applications aériennes 45

3.1.1 Évolution et optimisation des cMUTs appliqués à l'air 45

3.1.2 Utilisation du cMUT en émission ultrasonore aérienne 47

3.1.3 les cMUTs - capteurs à couplage aérien 50

3.2 cMUT pour applications médicales 52

3.2.1 Généralités 52

3.2.2 Échographie 3-D 54

3.2.3 Échographie haute-fréquence 55

3.2.4 le cMUT pour la thérapie 56

4 Présentation des outils de caractérisation **59**

4.1 Microscopie holographique digitale (DHM) 60
4.1.1 Description du dispositif 60
4.1.2 Etude du profil statique des cellules 61
4.1.3 Analyse de l'inhomogénéité dans une population de cMUTs 62
4.2 Interférométrie Laser hétérodyne 63
4.3 Impédancemétrie 66

5 Conclusion **71**

II Modélisation et analyse des phénomènes intrinsèques à la fabrication **73**

6 Introduction **75**

7 Phénomènes physiques mis en jeu **77**
7.1 Force électrostatique 77
7.2 Mécanique de la membrane 80
7.2.1 Introduction 80
7.2.2 Théorie de Kirchhoff-Love - Le modèle d'une plaque mince 81
7.2.3 Equation de Von Karman - Extension des plaques minces aux grandes déflexions 85
7.2.4 Théorie des plaques épaisses - Théorie de Reissner-Mindlin 87
7.2.5 Extension des plaques minces aux plaques multicouches 89
7.3 Chargement du fluide 91
7.4 Influence de la cavité arrière 94
7.4.1 Description et modélisation du phénomène 94
7.4.2 Exemple d'application et conclusion 96

8 Description et étude du modèle en différences finies **99**
8.1 Introduction - Choix du type de modèle 99
8.2 Équations mises en œuvre dans le modèle 99
8.3 Schéma numérique 101
8.3.1 Mise en place du schéma numérique 102
8.3.2 Conditions aux limites 103
8.4 Comparaison entre le modèle "Eléments Finis" (FEM) et le modèle développé en différences finies (FDM) 105
8.4.1 Présentation du modèle "Eléments Finis" 105
8.4.2 Cas d'une structure mono-couche 106
8.4.3 Cas d'une structure bi-couche 108

8.5 Exploitation du modèle 110
8.5.1 Intégration de l'électrostatique et détermination de la tension de collapse 110
8.5.2 Extension au modèle harmonique linéarisé au premier ordre 112

9 Impact de la contrainte initiale sur le comportement d'une cellule 113
9.1 Origine du phénomène 113
9.2 Implémentation d'une contrainte initiale dans le modèle 114
9.3 Confrontation aux Eléments Finis 116
9.4 Méthode de détermination par problème inverse 117
9.5 Impact de la contrainte initiale dans une cellule cMUT 120
9.5.1 Etude dissociée de la contrainte dans chacune des couches 120
9.5.2 Limitations de la déflexion initiale 122

10 Conclusion 127

III Comportement dynamique d'une cellule - Modèle temporel 129

11 Introduction 131

12 Description du modèle temporel d'une cellule 133
12.1 Algorithme de résolution temporel 133
12.2 Conditions de contact sur le fond de la cavité 135

13 Intégration du chargement du fluide dans le modèle 137
13.1 Réponse impulsionnelle de diffraction 137
13.2 Calcul du champ en 1 point 139
13.3 Chargement de la cellule sur elle-même 139
13.4 Hypothèse simplificatrice d'un transducteur piston 142

14 Validation théorique du Modèle 145
14.1 Validation du modèle temporel dans le vide 145
14.2 Validation du chargement du fluide 147

15 Impact de la non-linéarité sur la réponse temporelle 149
15.1 Protocole d'ajustement du modèle temporel avec des données expérimentales 149
15.2 Réponse de la membrane en régime impulsionnel 152
15.3 Étude du cycle d'hystérésis - Notion de collapse/snapback dynamique 155
15.3.1 Identification du phénomène de collapse en dynamique 156

15.3.2 Impact du collapse sur la réponse impulsionnelle 157
15.3.3 Évolution du cycle d'hystérésis 158
15.3.4 Notion de coefficient de couplage dynamique 162
15.4 Optimisation de l'excitation du cMUT 163
15.4.1 Sens de l'excitation 163
15.4.2 Valeur optimale de tension de polarisation 164
15.4.3 Forme de l'excitation 167

16 Conclusion **169**

IV Modélisation temporelle d'un réseau de cellules : compréhension et exploitation **171**

17 Introduction **173**

18 Comportement dynamique d'un élément de barrette d'imagerie **175**
18.1 Dynamique d'une cellule au sein d'un élément de barrette 175
18.2 Extension du modèle à un problème multicellulaire 180
18.2.1 Modélisation temporelle d'un réseau périodique 2D de cellules 180
18.2.2 Modélisation temporelle d'un élément de barrette 182
18.3 Étude de la pression rayonnée 185
18.3.1 Présentation 185
18.3.2 Impact de l'excitation sur le champ de pression rayonnée 186

19 Exploitation des cMUTs en régime forcé basse fréquence **189**
19.1 Identification et motivation du concept 189
19.2 Critères de design adaptés au régime forcé basse-fréquence 190
19.3 Validation du concept de régime forcé 193
19.3.1 Simulation des pressions rayonnées 193
19.3.2 Validation expérimentale 198

20 Conclusion **201**

Conclusion **203**

Liste des tableaux

8.1 Caractéristiques mécaniques et géométriques de la membrane simulée 106
8.2 Caractéristiques mécaniques et géométriques de la membrane simulée dans le cas du multicouche 108

9.1 Caractéristiques géométriques des membranes simulées pour la résolution par problème inverse 118
9.2 Caractéristiques mécaniques des matériaux utilisé dans la simulation pour la résolution par problème inverse 119
9.3 Caractéristiques mécaniques des matériaux envisageables pour l'électrode supérieure (**source :** WebElement) 122
9.4 Caractéristiques mécaniques des matériaux utilisés dans le modèle 124

13.1 Caractéristiques mécaniques,géométriques et électrostatiques de la membrane simulée pour la comparaison modèle "piston équivalent"/modèle exact 143

15.1 Caractéristiques géométriques de la cellule extraites de la mesure par microscopie holographique 150
15.2 Caractéristiques mécaniques et électrostatiques de la cellule ajustées à partir de la mesure de la déflexion en fonction de la tension de polarisation à l'aide du DHM 151
15.3 Résumé des différentes configurations d'excitation testées et résultats associés168

18.1 Paramètres géométriques et mécaniques de la cellule étudiée 20×20 μm² pour la comparaison entre le modèle d'une cellule et les mesures d'interférométrie d'une cellule dans un élément de barrette 177

19.1 Déplacements moyens et maximaux nécessaires pour des applications de propagation dans l'air et l'eau centrée à 500 kHz, appliqué à un transducteur de surface rayonnante de 20×20 mm² (ici l'atténuation dans l'air de 0.35 dB/cm à 500 kHz est prise en compte) 191

Table des figures

1.1 Schéma de fonctionnement d'un transducteur capacitif en mode émission et réception 30

1.2 Schéma équivalent du 1er ordre d'un transducteur capacitif 30

1.3 Variation des énergies en fonction de la position relative de la membrane par rapport à la hauteur équivalente - ***Bleu :*** *Energie potentielle élastique* - ***Rouge :*** *Energie potentielle electrostatique* - ***Vert :*** *Energie Totale* - ***Noir pointillé :*** *hauteur minimale* h_{mb}/h_{eq} 32

2.1 Coupe transversale du premier transducteur ultrasonore sur wafer de silicium [129] 38

2.2 Exemple des différentes étapes de fabrication en micro-usinage de surface [43] 39

2.3 Coupe transversale (gauche) et photographie (droite) du transducteur flexible curviligne développé par ACULAB [22] 41

2.4 Exemple des différentes étapes de fabrication des cMUTs par wafer-bonding [43] 43

2.5 Etapes du procédé de fabrication utilisé pour les cMUTs [62] 44

3.1 Procédés de fabrication proposé par Buhrdorf [15] pour la génération aérienne d'ultrasons 46

3.2 Admittance réelle (G) et imaginaire (B) d'un cMUT composé de 3 tailles de membranes (127, 141 et 162 μm) d'épaisseur 500 nm [101] 46

3.3 (a) Mesure CND en transmission proposée par Ladabaum [71] (b) Mesure de défauts par onde de Lamb proposée par Hansen [55] 48

3.4 (a) Dispositif expérimental de métrologie de surface proposée par Hutchins [61] (b) exemple d'application de métrologie sur une pièce anglaise de 20 pence 49

3.5 (a) photographie du cMUT adapté à l'émission paramétrique (b) Directivité des ondes primaires (52 et 57 kHz), de l'onde secondaire (5 kHz) du capteur comparée avec la directivité à 5 kHz d'un haut-parleur classique [146] 49

3.6 (a) Diagramme-bloc du microphone à détection radio-fréquence comprenant le circuit de démodulation de phase (b) Photographie par microscope optique du dispositif cMUT-microphone [54] 50

3.7 Image sur les cibles d'un fantôme pour une excitation centrée à 8 MHz - à gauche : sonde cMUT - à droite : sonde piézoélectrique [75] 53
3.8 (a) Schéma de principe du montage capteur/circuit intégré (b) Photographie du dispositif final [148] 54
3.9 Schéma de principe du dispositif expérimental d'opto-acoustique [133] . . . 55
3.10 Photographie de la sonde HIFU composée de 8 éléments concentriques[143] 57

4.1 (a) Schéma de principe du microscope holographique digital - (b) Principe de traitement de l'image holographique 60
4.2 Extraction des données sur la mesure d'une cellule cMUT (ici carrée de 20 μm de côté) 61
4.3 (a) Evolution du profil d'une cellule carrée de 20 μm pour une augmentation de la polarisation - (b) Variation de la déflexion maximale en fonction de la tension de polarisation (bleu : montée, noire : descente) 62
4.4 Evolution de la tension de collapse dans une population de 32 cellules carrées de 20 μm de côté 62
4.5 Estimation du coefficient de couplage électro-mécanique par impédancemétrie de l'élément étudiée 63
4.6 Schéma (a) et photographie (b) du banc d'interférométrie laser hétérodyne . 64
4.7 Etude d'une cellule carrée de 20μm de côté dans l'huile par interférométrie en "grands signaux" - **bleu :** excitation appliquée - **noire :** réponse au centre de la cellule 65
4.8 Etude d'une cellule carrée de 40μm de côté dans l'air par interférométrie couplée avec l'analyseur de réseau - (a) module et phase de la réponse harmonique au centre de la cellule - (b) profil 3D à la résonance - (c) coupe à la résonance 66
4.9 Mesure d'impédance d'un élément de sonde cMUT dans l'air - (a) variation de la partie réelle de l'impédance en fonction de la tension de polarisation (phase ascendante) - (b) variation de la capacité basse fréquence sur un cycle complet montée-descente de la tension de polarisation - (c) variation du k_t sur un cycle complet montée-descente de la tension de polarisation 68
4.10 Mesure d'impédance d'un élément de sonde cMUT dans l'huile - (a) variation de la partie réelle de l'impédance en fonction de la tension de polarisation (phase ascendante) - (b) variation de la capacité basse fréquence sur un cycle complet montée-descente de la tension de polarisation - (c) variation du k_t sur un cycle complet montée-descente de la tension de polarisation 69

6.1 Présentation des différentes étapes de fabrication des cMUTs 75

7.1 Géométrie du condensateur plan idéal 78
7.2 Domaine de validation des différentes théories pour modéliser la membrane du cMUT où a, h et ω sont respectivement la plus petite dimension latérale, l'épaisseur et la déflexion maximale de la membrane 80

7.3 Plaque mince dans le domaine cartésien 82
7.4 Représentation schématique des résultantes en membrane (rouge), résultantes en cisaillement (vert) et des moments de flexions et torsions (bleu) appliqués à la plaque 84
7.5 Représentation schématique de l'hypothèse de Mindlin confrontée à celle de Kirchhoff 87
7.6 Représentation schématique d'un multicouche 90
7.7 Amortissement de la cavité arrière entre 2 plaques parallèles 94
7.8 Impact du "squeeze number" sur la répartition des phénomènes de cavité . . 96
7.9 Réponse en fréquence de la vitesse de la membrane pour différentes configurations 98

8.1 Discrimination des différentes zones d'étude du cMUT pour le modèle mécanique 100
8.2 Schéma numérique de la cellule cMUT modélisée 103
8.3 Schéma numérique de la matrice des raideurs $[K]$ 103
8.4 Condition de symétrie appliquée sur le schéma numérique de l'opérateur $[K]$ 104
8.5 Condition d'encastrement appliquée sur le schéma numérique de l'opérateur $[K]$ 105
8.6 Construction du modèle FEM sous Comsol Multiphysics® 106
8.7 Variation de la fréquence de résonance en fonction de l'épaisseur de la plaque et détermination du domaine de validité du modèle différence finie en plaque mince 107
8.8 Variation de la déflexion en fonction de la pression appliquée sur la plaque et détermination du domaine de validité du modèle différence finie en petite déformation 107
8.9 Variation de la fréquence de résonance en fonction de l'épaisseur de l'électrode pour une structure bi-couche métallisée à 100% 109
8.10 Variation de la déflexion initiale (a) et de la fréquence de résonance (b) en fonction du pourcentage de métallisation de la membrane pour 3 épaisseurs de métallisation différentes (**trait plein :** 200nm - **trait hachuré :** 400 nm et **trait pointillé :** 600 nm) 109
8.11 Variation du profil statique en fonction du nombre d'itérations pour V=100V(a) et V=215V(b) 111

9.1 Variation de la déflexion initiale (a) et de la fréquence de résonance (b) en fonction d'une contrainte initiale globale dans les couches (**noir :** FEM, **bleu :** FDM) 117
9.2 Mesure de déflexion initiale sur des cellules 20x20 μm (a) et 25x25 μm (b) et calcul de la déflexion initiale pour ces cellules (20x20μm(c) et 25x25μm(d)) en fonction de la contrainte résiduelle et du module d'Young du Nitrure de Silicium ($E_{SiN} \in [180 : 300]$ GPa) 118

9.3 Détermination du couple (E_{SiN}/Contrainte résiduelle) par problème inverse (courbes correspondant au problème inverse de la membrane de largeur 20 μm (noire) et 25 μm (bleue) 119

9.4 Variations de la fréquence de résonance (bleu) et de la déflexion initiale (noire) en fonction de la contrainte dans la membrane σ_{mb} (a) et de la contrainte dans l'électrode σ_{el} (b) 121

9.5 Variation de la fréquence de résonance et de la déflexion initiale en fonction du pourcentage de métallisation (a) et de l'épaisseur de l'électrode (b) avec σ_{mb}=100 MPa et σ_{el}=450MPa 121

9.6 Mesure de déflexion initiale de deux cellules carrés de 22μm - (a) σ_{SiN}= 60 MPa - (b) σ_{SiN}= 150 MPa 123

9.7 Mesure de déflexion initiale sur une cellule carré de 22μm avec recuit et un dépôt supplémentaire 123

9.8 Etapes intégrées dans le modèle pour étudier l'impact du recuit 124

9.9 Evolution du profil statique selon l'étape de fabrication (a) refroidissement de 200 à 20°C, (b) échauffement de 20 à 400°C (c) refroidissement de 400 à 20°C avec ajout du SiO2 125

12.1 Evolution du profil calculé d'une membrane 25×25 μm^2 - (a) déplacement au centre de la membrane (noir) et excitation appliquée à la cellule (gris hachuré) (a) - profil avant (b), en début (c), au milieu (d) et à la fin (e) du collapse 136

13.1 calcul de la SIR d'une source rectangulaire sur un point d'observation $M(0, 0, z_M)$ situé à l'angle de l'ouverture 138

13.2 Présentation des 4 positions possibles de la cible en fonction de la source rectangulaire (en gris) (a) $M(x_M, y_M)$dans l'ouverture de la source - (b) x_M est en dehors de l'ouverture - (c) y_M est en dehors de la source - (d) x_M et y_M sont en dehors de la source - les zones rouges sont les zones à sommer alors que les zones bleues sont celles à soustraire lors du calcul 140

13.3 Calcul de la réponse impulsionnelle de diffraction d'un élément de maillage n sur m en prenant en compte les conditions de symétrie 141

13.4 Comparaison entre le calcul exact (noire) et le calcul avec piston équivalent (rouge) du déplacement moyen d'une membrane 20×20 μm^2 (a) et comparaison des réponses impulsionnelles de diffraction calculées au point central (trait plein) pour l'ensemble des points de la membrane (noire) et le piston équivalent (rouge) (b) 142

14.1 Variation de la réponse fréquentielle de la vitesse d'une membrane 20×20 μm^2 en fonction de la tension de polarisation - courbe rouge : résolution temporelle - cercle noir : résolution fréquentielle 146

14.2 (a) Variation de la fréquence de résonance d'une membrane 20×20 μm^2 en fonction de l'épaisseur de SiN (bleu : résolution temporelle - noir : résolution fréquentielle) (b) Variation de la déviation entre les deux modèles 146

14.3 Variation de la fréquence de résonance en fonction de l'épaisseur (a) et de la largeur (c) de membrane et variation respectives des déviations entre les deux modèles (b) et (d) (bleu : modèle temporel - noir : résolution fréquentielle) 148

15.1 (a) Mesure DHM en intensité de la cellule étudiée - (b) Mesure de la déflexion initiale sur le profil central de la cellule (noir : mesure - rouge : courbe de fit) 150

15.2 Variation de la déflexion en fonction de la tension de polarisation (courbe noire : mesure par microscope holographique, courbe rouge : simulation avec les paramètres ajustés 151

15.3 Spectre du déplacement au centre de la membrane en fonction de la tension de polarisation dans l'air (rouge : mesure - noir : modèle ajusté) 152

15.4 Spectre du déplacement au centre de la membrane plongée dans l'huile en fonction de la tension de polarisation 153

15.5 Réponses temporelles au centre de la membrane pour différentes amplitudes (15% et 35% de $V_{collapse}$) et différentes fréquences centrales d'excitation (a) 1 MHz - (b) 2.5 MHz - (c) 5 MHz - (d) 10 MHz (courbes noires : mesure d'interférométrie, courbes hachurées rouges : simulation, courbes grises : tension d'entrée "grand signal") 154

15.6 Transformées de Fourier des réponses temporelles au centre de la membrane pour différentes amplitudes (15% et 40% de $V_{collapse}$) et différentes fréquences centrales d'excitation (a) 1 MHz - (b) 2.5 MHz - (c) 5 MHz - (d) 10 MHz (courbes noires : mesure d'interférométrie, courbes hachurées rouges : simulation, courbes grises : spectre de la tension d'entrée "grand signal") 155

15.7 (a) Réponse temporelle du centre d'une membrane à une excitation de 3 cycles sinusoïdaux à 200 kHz d'amplitude pic-pic 140% de $V_{collapse}$ et polarisée à 70% de $V_{collapse}$ - (b) courbe correspondante du déplacement en fonction de la tension d'excitation 156

15.8 Réponses temporelles au centre de la membrane pour une amplitude totale supérieure à la tension de collapse (V_{DC} = V_{AC} = 70% $V_{collapse}$ = 77 V) à différentes fréquences centrales d'excitation (a) 1 MHz - (b) 2.5 MHz - (c) 5 MHz - (d) 10 MHz (courbes noires : mesure d'interférométrie, courbes hachurées rouges : simulation) 157

15.9 Transformées de Fourier des réponses temporelles au centre de la membrane pour une amplitude totale supérieure à la tension de collapse (V_{DC} = V_{AC} = 70% $V_{collapse}$ = 77 V) à différentes fréquences centrales d'excitation (a) 1 MHz - (b) 2.5 MHz - (c) 5 MHz - (d) 10 MHz (courbes noires : mesure d'interférométrie, courbes hachurées rouges : simulation) 158

15.10 Comparaison des comportements déplacement/tension d 'excitation en fonction de la fréquence et de l'amplitude d'excitation : (a) 200 KHz, (b) 1 MHz, (c) 2.5 MHz, (d) 5 MHz et (e) 10 MHz (courbe bleue : V_{pp} = 30 V, courbe rouge V_{pp} = 75 V, courbe noire V_{pp} = 150 V) 160

15.11 Evolution du collapse (courbe noire) et du snapback (courbe grise) dynamique (normalisée par rapport à la valeur de $V_{collapse}$ en statique) dans l'eau en fonction de la fréquence d'excitation normalisée par rapport à la fréquence de résonance dans l'eau de la membrane 161

15.12 (a) déplacement au centre d'une membrane 20x20 à 1 MHz (b) évolution du k_t (courbe noire : parcours d'un cycle complet - courbe grise : excitation "petits signaux" 162

15.13 Etude de l'impact du sens de l'excitation sur la réponse d'une membrane (a) Excitations appliquées à la membrane (b) Réponses au centre de la membrane (excitation pulsée positive (courbe noire) et négative (courbe grise)) 164

15.14 (a) Forme de la tension d'excitation (b) Spectre de l'accélération moyenne de la réponse de la membrane (c) Réponse temporelle du déplacement moyen de la membrane - (a), (b) et (c) sont tracées pour 4 différentes tensions d'excitation ayant respectivement une tension de polarisation de 20, 40, 60 et 80% 165

15.15 (a) Evolution du déplacement moyen et de l'amplitude de l'harmonique par rapport à l'amplitude de la fréquence centrale de la bande en fonction de la tension de polarisation (b) Mise en place des critères de sélection K_{dep} (croix) et K_{NL} (cercle) et mise en évidence du point de fonctionnement optimum 166

15.16 Déplacement moyen de la membrane répondant à différentes formes d'excitations de fréquences centrales 5 et 10 MHz : demi-cycle (a) et (d), 1 cycle sinusoïdal (b) et (e), et 3 cycles apodisés (c) et (f) 167

15.17 Spectre de l'accélération moyenne pour les différentes formes d'excitations de fréquences centrales 5 et 10 MHz (noir : demi-cycle, bleu : 1 cycle sinusoïdal, rouge : 3 cycles apodisés) 168

18.1 Image d'une partie d'un élément de la barrette étudiée composée de 4 cellules 20×20 μm^2 en largeur et de plus d'une centaine en hauteur - 2 cellules sont étudiées ici : une cellule centrale et une cellule du bord 176

18.2 (a) Mesure d'impédancemétrie dans l'huile de l'élément étudiée pour une tension de polarisation $V_0 = 35$ V (b) Mesure de la déflexion initiale sur une cellule appartenant à l'élément étudiée 176

18.3 Confrontation modèle mono-cellulaire et mesure sur une cellule d'un élément de barrette - Spectre de la réponse impulsionnelle centrée à 1 MHz pour 2 niveaux d'amplitude (30% et 70% de $V_{collapse}$) (a) Modèle et (b) Mesures d'interférométrie laser - Courbe déplacement-tension en régime continu à 1 MHz pour 2 niveaux d'amplitude (70% et 140% de $V_{collapse}$) (a) Modèle et (b) Mesures laser 177

18.4 Mesures de déplacement pour le régime intermédiaire (3 MHz) - Spectre de la réponse impulsionnelle centrée à 3 MHz pour 2 niveaux d'amplitude (30% et 70% de $V_{collapse}$) (a) Cellule du centre et (b) Cellule du bord (courbes grises hachurées : spectre de l'excitation) - Mesures en régime continu à 3 MHz pour 2 niveaux d'amplitude (70% et 140% de $V_{collapse}$) (c) Mesures temporelles et (d) Cycles déplacement/tension 178

18.5 Mesures de déplacement pour le régime inertiel (10 MHz) - (a) Spectre de la réponse impulsionnelle centrée à 10 MHz pour 2 niveaux d'amplitude (30% et 70% de $V_{collapse}$) (courbe bleue : cellule du bord, courbe noire : cellule du centre, courbe grise : spectre de l'excitation) - (b) Courbes déplacement-tension en régime continu à 10 MHz à 2 niveaux d'amplitude (70% et 140% de $V_{collapse}$) 179

18.6 Schéma de principe du modèle d'un élément de barrette dans un réseau 2-D de cellules 181

18.7 Comparaison entre la réponse d'une cellule seule dans le fluide (courbe bleue hachurée) et sa réponse dans un réseau de 5×5 éléments (courbe noire)- (a) réponses temporelles -(b) spectres de l'accélération 182

18.8 Schéma de principe du modèle d'un élément de barrette avec 4 cellules de largeur 183

18.9 Schématisation des différentes composantes des pressions provenant des différentes colonnes chargeant les cellules modélisées 184

18.10 Réponses temporelles (a) et spectres d'un élément composé de 4 membranes de largeur pour une excitation impulsionnelle centrée à 10 MHz (calcul pour $N_{cellule} = 100$: courbes rouges : membrane du centre, courbes bleues : membrane du bord, calcul pour $N_{cellule} = 30$: croix noires) 184

18.11 Pression rayonnée à 10 mm pour un élément de barrette excitée par 3 cycles sinusoïdaux apodisés centrés à 5 MHz (a) Mesure (b) Simulation (c) Spectre (noir : mesure, bleu : simulation) 186

18.12 Pression rayonnée à 10 mm pour un élément de barrette excitée par 3 cycles sinusoïdaux apodisés centrés à 2,5 MHz (a) Mesure (b) Simulation (c) Spectre (noir : mesure, bleu : simulation) 187

18.13 Impact du sens d'excitation d'un demi-cycle de sinusoïde centrée à 5 MHz sur la pression rayonnée - Mesure : demi-cycle positif (a) et négatif (b) - Simulation : demi-cycle positif (d) et négatif (e) - comparaison des spectres mesurés (c) et simulés (f) 188

19.1 Etude des domaines de validité du régime classique de résonance (domaine **1**) et du régime forcé basse fréquence (domaine **2**) en fonction de la largeur de la cellule unitaire et de l'épaisseur de membrane - (a) dans l'eau (b) dans l'air (lignes de niveaux rouges : fréquence de résonance, lignes de niveaux bleues : déflexion initiale, lignes de niveaux noires : tension de collapse) . . . 192

19.2 Déplacement mesuré au centre des membranes vibrant dans l'air pour 4 fréquences d'excitations : (a) 50 kHz, (b) 100 kHz, (c) 500 kHz, (d) 1 MHz . 194

19.3 Déplacement mesuré au centre des membranes vibrant dans l'eau pour 4 fréquences d'excitations : (a) 100 kHz, (b) 200 kHz, (c) 500 kHz, (d) 1 MHz 194

19.4 Simulation du déplacement mesuré au centre des membranes cMUTs dans l'air : (a) 50 kHz, (b) 100 kHz, (c) 500 kHz, (d) 1 MHz (rouge : mesure au centre, bleu : simulation au centre, noir : simulation du déplacement moyen 195

19.5 Simulation du déplacement mesuré au centre des membranes cMUTs dans l'eau : (a) 100 kHz, (b) 200 kHz, (c) 500 kHz, (d) 1 MHz (rouge : mesure au centre, bleu : simulation au centre, noir : simulation du déplacement moyen 196

19.6 Réponses temporelles de la pression rayonnée dans l'air d'une source de 20×20 mm^2 en champ lointain pour différentes fréquences centrales d'émissions : (a) 50 kHz, (b) 100 kHz, (c) 500 kHz, (d) 1 MHz 197

19.7 Réponses temporelles de la pression rayonnée dans l'eau d'une source de 20×20 mm^2 en champ lointain pour différentes fréquences centrales d'émissions : (a) 100 kHz, (b) 200 kHz, (c) 500 kHz, (d) 1 MHz 197

19.8 Validation expérimentale du régime forcée sur une sonde d'imagerie où 25 éléments sont connectées en parallèle - régime forcée à 500 kHz (a) forme temporelle (b) spectre de la réponse - régime forcée à 1 MHz (c) forme temporelle (d) spectre de la réponse (pour (b) et (d) la courbe grise correspond au spectre de l'émission et la courbe noire au spectre de la pression) 198

Introduction

Les transducteurs ultrasonores capacitifs micro-usinés (cMUT : capacitive Micromachined Ultrasound Transducers) sont une des innovations majeures de ces 20 dernières années dans le domaine de la transduction ultrasonore. Ces dispositifs se présentent aujourd'hui comme une des alternatives les plus prometteuses à la piézoélectricité dans un certain nombre d'applications, où cette dernière peut être mise à défaut. Le niveau de maturité des technologies cMUTs est aujourd'hui suffisant pour affirmer qu'elles présentent en tout point des performances acoustiques comparables, voire supérieures, aux matériaux piézoélectriques notamment en termes de coefficient de couplage électro-mécaniques, de bandes passantes et de niveau de pression. Ces dispositifs appartiennent à la famille des microsystèmes qui, aujourd'hui, bénéficient d'une forte dynamique de la part des industriels et des laboratoires de recherche. Les cMUTs s'appuient sur les mêmes filières de fabrication que les MEMs, à savoir les procédés de micro-usinage du silicium utilisés en micro-électronique, offrant ainsi, pour le secteur des ultrasons, des opportunités et un potentiel d'innovation inespérés jusqu'à aujourd'hui : fiabilité, production de masse, miniaturisation et intégration de l'électronique. La conception, la fabrication et l'exploitation de ces technologies s'inscrivent dans un cadre pluridisciplinaire où de nombreux domaines de la physique se côtoient, l'électronique, la mécanique, l'optique, l'acoustique ou encore la mécanique des fluides, induisant la nécessité de travaux collaboratifs entre les différents spécialistes de ces domaines.

Un transducteur cMUT est formé de centaines voire de milliers de micro-membranes suspendues au-dessus d'une cavité, mises en parallèle et actionnées par des forces électrostatiques. En émission, la mise en mouvement de la membrane dans un fluide produit une onde ultrasonore en face-avant. En réception, c'est l'onde acoustique incidente qui fait déplacer la membrane mais il faudra la polariser pour que cette onde produise des variations de charges que l'on détecte ensuite. A l'ère technologique où on s'oriente de plus en plus vers une numérisation des informations (image et signaux), le transducteur cMUT, en tant que réseau de sources discrètes, est aujourd'hui comparable aux capteurs CCD tant utilisés aujourd'hui en imagerie optique.

Depuis les premiers travaux menés par l'équipe de Stanford [49], dans l'objectif de fabriquer des transducteurs pour l'émission d'ultrasons dans l'air, les domaines d'application des technologies cMUT se sont considérablement développés. Vraisemblablement, contre toute attente, c'est aujourd'hui l'imagerie médicale échographique qui a bénéficiée le plus de ces transducteurs, avec une amélioration croissante des procédés de fabrication mais aussi une diversification des filières. On les retrouve naturellement sur d'autres applications telles que les capteurs chimiques et biochimiques, l'émission paramétrique sonore et

plus récemment, la thérapie ultrasonore. Le contexte des travaux de recherche menés au cours de cette thèse complète ces nouveaux champs d'investigation.

Ces travaux s'inscrivent dans le cadre de deux projets de recherche : le projet CAPI (Capteurs Actifs et Passifs), soutenu par le pôle S2E2, dont l'objectif était la fabrication de transducteurs ultrasonores à couplage aérien et le projet Monither (Monitoring Therapeutic), soutenu par l'Agence Nationale de la Recherche, dont l'objectif était d'utiliser les technologies cMUT pour l'imagerie échographique de contraste. Cette thèse s'appuie sur un partenariat établi entre deux laboratoires et deux industriels localisés sur Tours : les entreprises Vermon S.A., ST Microelectronics et les équipes de recherches du LMP (Laboratoire de Micro-électronique de Puissance) et l'UMR Inserm U930 CNRS ERL3106 Equipe 5. Ces deux projets ont motivé les orientations données aux travaux reportés dans ce mémoire. La première concerne le comportement mécanique des membranes sous l'effet des précontraintes résiduelles et la seconde, concerne l'intégration, dans la simulation temporelle d'une barrette cMUT, des sources de non linéarité. D'un point de vue théorique, les modèles de comportement de ces dispositifs décrivent le cMUT comme un système linéaire qui ne tient compte ni des non-linéarités liées aux forces électrostatiques ni de celles liées à la mécanique. Aujourd'hui, peu d'études ont été proposées pour la simulation temporelle de membranes cMUT. Un tel contexte bibliographique complète la motivation de ces travaux. Par ailleurs, ils se justifient d'autant plus que les modes d'excitation des barrettes en échographie deviennent de plus en plus complexes et nécessitent, pour les technologies cMUTs, de tenir compte de leur non-linéarité pour prédire leur réponse.

Ce mémoire comprend 4 parties. La première introduit de façon générale les technologies cMUTs. Elle décrit le principe de fonctionnement de ces dispositifs en s'appuyant sur un modèle analytique 1D. Une revue des deux grandes familles de procédés de fabrication ainsi que certaines de leurs évolutions est présentée pour finalement introduire le procédé de fabrication utilisé pour l'ensemble des dispositifs considérés. Un état de l'art des principales applications des technologies cMUTs, aujourd'hui publiées, est proposé avec une description des contraintes qu'elles entrainent dans la fabrication des dispositifs. Enfin, nous intégrons dans cette première partie, une description de l'ensemble des outils de caractérisation que nous avons mis en œuvre et utilisés pour ces travaux.

La seconde partie pose les bases de la modélisation élémentaire des cMUTs, notamment mécanique en faisant une revue des différents phénomènes physiques mis en jeu dans la réponse des membranes. Une discussion des différents modèles mécaniques des plaques est menée, montrant en particulier que les dispositifs que nous étudions n'entrent pas dans la catégorie des systèmes mécaniques non linéaires. Le modèle de plaque retenu pour nos dispositifs et sa mise en œuvre numérique sont décrits. Une confrontation aux éléments finis nous permet de discriminer le domaine de validité de notre modèle. Le dernier chapitre de cette seconde partie est focalisé sur les effets de la contrainte initiale (ou résiduelle) sur le comportement d'une cellule. Nous proposons une façon d'incorporer les contraintes résiduelles dans notre modèle de plaque et une méthode expérimentale de détermination de ces contraintes par problème inverse.

La troisième partie est consacrée au développement d'un modèle de comportement temporel d'une cellule chargée par un fluide. Nous menons dans cette même partie de front, une étude théorique et expérimentale des effets de la non-linéarité des cMUTs sur

leur réponse temporelle. Les simulations sont confrontées à des mesures de déplacement réalisées par interférométrie laser.

Nous suivons une démarche analogue dans la quatrième partie, pour un élément complet, où cette fois la charge acoustique introduite dans le modèle tient compte des membranes voisines. La validation qui est proposée est conduite sur un dispositif réalisé dans le cadre du projet Monither. Enfin, nous proposons une exploitation originale des technologies cMUTs pour la réalisation de transducteurs ultrasonores basses fréquences (< 2 MHz).

Première partie

Généralités

Chapitre 1

Technologie cMUT - Fonctionnement des transducteurs ultrasonores capacitifs micro-usinés

1.1 Introduction

Les cMUTs appartiennent à la famille des capteurs à effet capacitif. Ces capteurs se basent sur leur aptitude à faire varier leur capacité électrique intrinsèque en fonction de la variation d'une autre grandeur physique (mécanique, acoustique, thermique, etc.). Pour les transducteurs ultrasonores capacitifs, c'est la pression acoustique en face-avant qui fait varier la capacité du capteur.

Ce premier chapitre a pour objectif de présenter l'origine de la technologie cMUT et les évolutions apportées au cours des deux dernières décennies. La fabrication des cMUTs étant basée sur des technologies issues de la micro-électronique, les principales méthodes de fabrications seront présentées. Les différents domaines d'exploitation des cMUTs seront ensuite présentés ainsi que les spécificités technologiques qu'ils ont entrainés. Finalement, un panorama des outils de caractérisation utilisés au cours de cette thèse sera effectué. Leurs principes de fonctionnement ainsi que leurs exploitations vis-à-vis des cMUTs seront exposés.

En guise d'introduction de cette partie, le principe de fonctionnement d'un transducteur capacitif est tout d'abord exposé.

1.2 Principe de fonctionnement d'un transducteur capacitif

1.2.1 Introduction

Les cMUTs sont un ensemble de micro-membranes pouvant être considérées chacune comme un transducteur capacitif. On les appelle cellule unitaire du cMUT. Une cellule est ainsi composée d'une électrode mobile, une cavité arrière et une électrode inférieure fixe (figure 1.1). En mode émission, une tension alternative est appliquée au borne de la

cellule créant ainsi une force électrostatique (F_{elec}) qui va entrainer un déplacement de la membrane (appelée aussi électrode mobile). Ce déplacement va lui-même engendrer une pression acoustique rayonnée en face-avant de la membrane. En mode réception, c'est la pression de l'onde acoustique appliquée sur la membrane qui provoque son déplacement. Ce déplacement entraine alors une variation de la capacité intrinsèque du dispositif. Il est alors nécessaire de polariser la membrane pour produire des variations de charges.

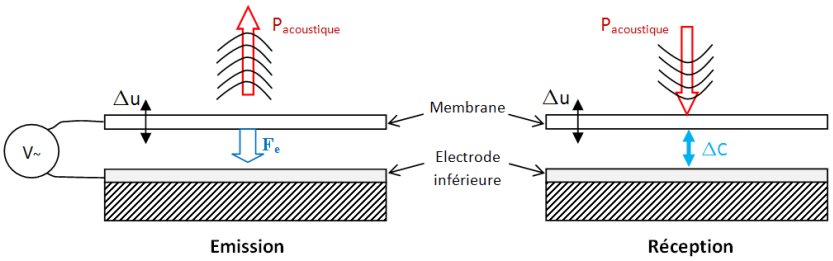

FIGURE 1.1 – Schéma de fonctionnement d'un transducteur capacitif en mode émission et réception

1.2.2 Analyse phénoménologique d'un transducteur capacitif

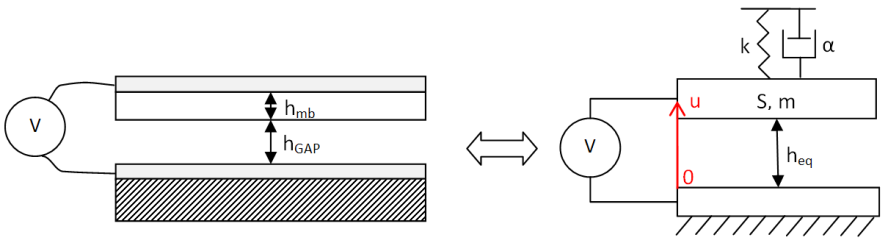

FIGURE 1.2 – Schéma équivalent du 1er ordre d'un transducteur capacitif

Afin d'extraire les différents phénomènes entrant en jeu dans le fonctionnement du transducteur capacitif, une approximation à un degré de liberté est présentée (Figure 1.2). On considère ainsi le transducteur comme un système masse-ressort amorti ayant les caractéristiques électrostatiques d'un condensateur plan à espace inter-électrode variable. Afin d'éviter tout court-circuit dans le transducteur, il est nécessaire que les deux électrodes ne soient pas en contact direct en cas de déflexion totale de la membrane. Pour cela, la partie mobile est composée généralement d'une membrane de permittivité relative ϵ_{mb} sur laquelle l'électrode supérieure est déposée. Ainsi, pour notre étude, la hauteur équivalente du condensateur h_{eq} peut s'écrire :

$$h_{eq} = h_{GAP} + \frac{h_{mb}}{\epsilon_{mb}} \tag{1.1}$$

avec
- h_{GAP} la hauteur de la cavité,
- h_{mb} l'épaisseur de la membrane,
- ϵ_{mb} la permittivité diélectrique de la membrane.

On peut ainsi exprimer, dans une hypothèse de condensateur plan, la capacité du transducteur en fonction de la position u de la membrane mobile :

$$C(u) = \frac{\epsilon_0 S}{u} \tag{1.2}$$

où
- $C(u)$ est la capacité du transducteur,
- u est la position de la membrane,
- S est la surface métallisée du transducteur,
- ϵ_0 est la permittivité diélectrique du vide.

L'énergie électrostatique emmagasinée dans le condensateur ainsi que la force électrostatique appliquée sur la membrane lorsqu'on applique une tension V s'écrivent de la façon suivante :

$$E_{elec} = \frac{1}{2}CV^2 = \frac{\epsilon_0 S}{2u}V^2 \tag{1.3}$$

et

$$F_{elec} = \frac{\epsilon_0 S}{2u^2}V^2 \tag{1.4}$$

Pour exprimer la rigidité en flexion de la membrane, la force de rappel de la membrane est assimilée à un ressort de raideur k qui produit l'énergie potentielle élastique suivante :

$$E_{elast} = \frac{1}{2}k(u - h_{eq})^2 \tag{1.5}$$

et une force de rappel équivalente

$$F_{elast} = -k(u - h_{eq}) \tag{1.6}$$

Dans cette première approche, on suppose que les deux forces précédemment présentées sont les deux seules entrant en jeu dans un comportement statique. En effet, la gravité est ici négligeable au regard des autres forces mises en jeu.

1.2.2.1 Phénomène de collapse

L'un des phénomènes clés dans le fonctionnement des cMUTs est l'effondrement de la membrane mobile sur le fond de la cavité. Il est généralement identifié selon l'anglicisme "collapse". Il correspond en fait à une tension et une position limite à partir desquelles les forces élastiques de la membrane n'arrivent plus à contrebalancer les forces électrostatiques.

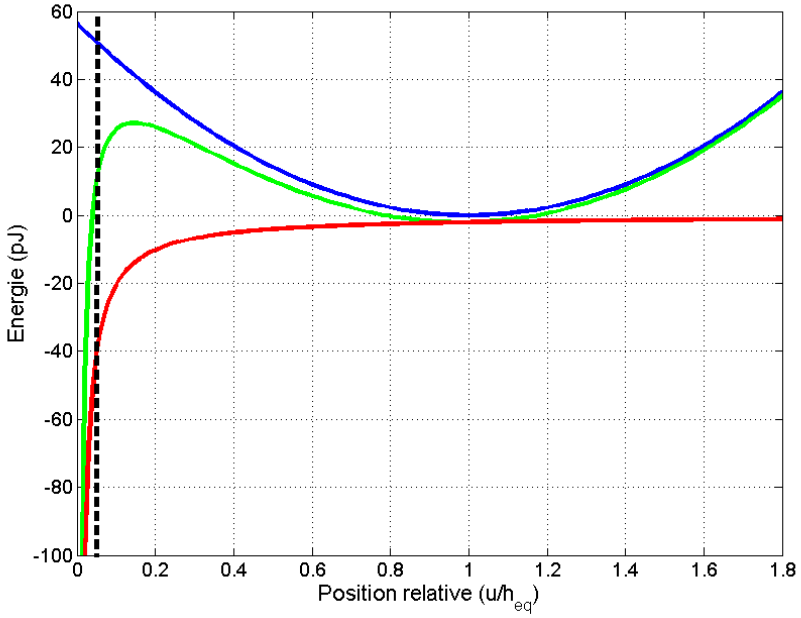

FIGURE 1.3 – Variation des énergies en fonction de la position relative de la membrane par rapport à la hauteur équivalente - ***Bleu :*** *Energie potentielle élastique* - ***Rouge :*** *Energie potentielle electrostatique* - ***Vert :*** *Energie Totale* - ***Noir pointillé :*** *hauteur minimale* h_{mb}/h_{eq}

L'identification de ce phénomène est ainsi nécessaire pour le pilotage du transducteur. En effet, de ce comportement, une tension limite est déterminée correspondant au maximum de polarisation applicable au transducteur.

Ce phénomène se traduit ainsi par un équilibre stable de l'énergie potentielle totale (cf. figure 1.3).

Afin de l'identifier, il est donc nécessaire d'établir le bilan des forces à l'équilibre :

$$\sum F = 0 \Leftrightarrow F_{elec} + F_{elast} = 0 \Leftrightarrow \frac{\epsilon_0 S}{2u^2} V^2 - k(u - h_{eq}) = 0 \tag{1.7}$$

Le fait que l'équilibre du système soit stable entraîne d'un point de vue énergétique un minimum de l'énergie potentielle totale c'est-à-dire :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial u^2} = \frac{\epsilon_0 S}{u^3} V^2 - k > 0 \tag{1.8}$$

Les équations (1.7) et (1.8) permettent donc d'extraire un unique couple $u_{collapse}$ et $V_{collapse}$ tel que :

$$V_{collapse} = \sqrt{\frac{8kh_{eq}^3}{27\epsilon_0 S}} \tag{1.9}$$

$$u_{collapse} = \frac{2}{3}h_{eq} \tag{1.10}$$

D'un point de vue comportemental, la membrane se retrouve ainsi bloquée et ne peut plus vibrer. On remarque que le parcours statique attribué à la membrane est bien inférieur à la hauteur totale de la cavité (la hauteur équivalente étant généralement assez proche de la hauteur de cavité). Dans un fonctionnement optimum, il sera toujours préférable d'avoir une tension globale inférieure à cette tension dite critique. Nous verrons par la suite que cette tension limite correspond à un comportement statique de la membrane et que le fonctionnement en dynamique modifie quelque peu les règles qui régissent ce collapse.

1.2.2.2 Coefficient de couplage électromécanique

Afin d'évaluer la qualité de la transformation de l'énergie électrostatique en énergie mécanique (et inversement), un paramètre appelé coefficient de couplage électromécanique a été introduit tel que

$$k_t^2 = \frac{E_{meca}}{E_{totale}} = \frac{E_{meca}}{E_{meca} + E_{elec}} \tag{1.11}$$

Il traduit la capacité d'un transducteur à transformer l'énergie électrique en énergie mécanique. Il est de plus toujours compris dans l'intervalle [0, 1]. 1 correspond à une conversion totale. Dans le cas d'un condensateur plan à épaisseur variable, ce coefficient a été estimé par Senturia [127] selon l'expression suivante :

$$k_t^2 = \frac{2(h_{eq} - u)}{u} \tag{1.12}$$

On peut remarquer que le rendement maximal du transducteur apparait lorsque $u = u_{collapse} = \frac{2}{3}h_{eq}$ c'est-à-dire lorsque la membrane s'effondre sur l'électrode inférieure. On comprend aisément que pour augmenter l'efficacité du capteur, il faudra l'alimenter avec une tension proche de la tension de collapse en émission et en réception tout en ne la dépassant pas.

1.2.2.3 Comportement dynamique

En premier lieu, une simple analyse de la force électrostatique est faite. On suppose tout d'abord que la tension appliquée est une tension purement alternative (voir équation (1.13)). La force électrostatique qui en résulte est alors purement non-linéaire, excitant la première harmonique de la fréquence d'excitation.

$$V = A\cos\omega t \quad \Rightarrow \quad F_{elec} = \frac{\epsilon_0 S}{2u^2}(A\cos\omega t)^2 \tag{1.13}$$

$$\Rightarrow \quad F_{elec} = \frac{\epsilon_0 S}{2u^2}\left(\frac{A^2}{2} + \frac{A^2\cos(2\omega t)}{2}\right) \tag{1.14}$$

Si,maintenant, on superpose une tension alternative à une tension de polarisation continue en supposant que la tension alternative est très petite devant la tension continue telle que :

$$\begin{aligned} V &= V_{DC} + V_{AC} \\ u &= u_{DC} + u_{AC} \end{aligned} \tag{1.15}$$

Cela entraine donc une nouvelle position d'équilibre u_{DC} et un déplacement variable u_{AC} petit devant la position d'équilibre (cf équations (1.15)). La force électrostatique devient alors :

$$F_{elec} = \frac{\epsilon_0 S}{2\left(u_{DC} + u_{AC}\right)^2}\left(V_{DC} + V_{AC}\right)^2 \tag{1.16}$$

Comme $u_{AC} << u_{DC}$ et $V_{AC} << V_{DC}$, on utilise le développement au 1er ordre de Taylor tel que

$$\left(V_{DC} + V_{AC}\right)^2 \approx V_{DC}^2 + 2V_{DC}V_{AC} \tag{1.17}$$

$$\frac{1}{\left(u_{DC} + u_{AC}\right)^2} \approx \frac{1}{u_{DC}^2}\left(1 - 2\frac{u_{AC}}{u_{DC}}\right) \tag{1.18}$$

La force électrostatique s'écrit alors :

$$F_{elec} = \frac{\epsilon_0 S}{2}\left(\frac{V_{DC}^2}{u_{DC}^2} - 2\frac{u_{AC}}{u_{DC}^3}\left(V_{DC}^2 + 2V_{DC}V_{AC}\right)\right) \tag{1.19}$$

Le fait d'ajouter une tension de polarisation permet d'obtenir une force qui varie linéairement en fonction de l'excitation alternative. Dans un cas général, on considérera toujours qu'à l'émission, il est préférable de polariser le transducteur. En réception, afin de créer un déplacement de charges, il est aussi indispensable d'ajouter une tension de polarisation. La sensibilité en réception est alors proportionnelle à celle-ci. Dans l'étude suivante, on s'attachera à garder les mêmes hypothèses d'excitation.

On écrit tout d'abord l'équation de la dynamique issue du modèle présentée figure 1.2 :

$$m\ddot{u} = \frac{-\epsilon_0 S}{2u^2}V^2 - 2\alpha\dot{u} - k(u - h_{eq})) \tag{1.20}$$

et on injecte la simplification obtenue avec l'équation (1.19) tout en supprimant les termes purement statique. On obtient alors

$$mu\ddot{_{AC}} = \frac{-\epsilon_0 S}{u_{DC}^2}\left(V_{DC}+V_{AC}\right)^2 - 2\alpha u\dot{_{AC}} - \left(k - \frac{\epsilon_0 S V_{DC}^2}{u_{DC}^3}\right) u_{AC} \tag{1.21}$$

On peut alors définir

$$\tilde{k} = k - \frac{\epsilon_0 S V_{DC}^2}{u_{DC}^3} \tag{1.22}$$

Le terme $\frac{\epsilon_0 S V_{DC}^2}{u_{DC}^3}$ de source purement électrostatique est appelé "effet de softening". Il a pour effet de diminuer la fréquence de résonance de la membrane en fonction de la polarisation (cf. équation 1.23).

$$f_{res}(V_{DC}) = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k - \frac{\epsilon_0 S V_{DC}^2}{u_{DC}^3}}{m}} \tag{1.23}$$

Le principe de fonctionnement des cMUTs vient d'être présenté ainsi que les paramètres fondamentaux qui régissent leur comportement. On va désormais s'attacher à voir du point de vue technologique quelles ont été les différentes évolutions apportées et les différents procédés aujourd'hui utilisés.

Chapitre 2

État de l'art des procédés de fabrication utilisés pour les cMUTs

2.1 Introduction - Le cMUT : un microphone miniaturisé

Du premier microphone électrostatique inventé par Wente en 1917 au premier microphone utilisant les technologies de la micro-électronique [57], la structure globale de ce type de dispositif n'a pas beaucoup évolué. Elle est toujours composée d'une électrode inférieure, d'une cavité et d'une membrane mobile conductrice. Évidemment, au fur et à mesure des années, la compréhension des phénomènes intervenant dans ce genre de dispositifs a suscité de nombreuses améliorations technologiques.

D'un autre côté, les technologies de la micro-électronique ont bénéficié d'une forte dynamique grâce à l'avènement des circuits intégrés dans les années 60 et 70. En 1982, Petersen [113] est le premier à proposer l'utilisation des propriétés mécaniques de cette technologie. Cela a ainsi entrainé l'émergence d'une nouvelle catégorie de dispositifs : les micro-systèmes ou MEMs (Micro Electro-Mechanical Systems). Les microphones [123], tout comme les capteurs de pression [37] ont ainsi profité de la dynamique créée autour de cette nouvelle technologie. En effet, celle-ci offre de nombreux avantages en termes de fiabilité, de répétabilité et d'intégration d'une électronique dédiée.

Les premiers microphones électrostatiques micro-usinés étaient tout d'abord faits en deux parties : la partie inférieure (cavité et électrode inférieure) était usinée sur wafer alors qu'un film diélectrique collée par dessus composait l'électrode mobile. On peut citer les premiers travaux de Sprenkels en 1988 [128] qui fait le choix d'une membrane en Mylar ou ceux de Murphy et al. [94] qui proposent une membrane en polyester.

La même année, le premier transducteur à technologie silicium dans le domaine ultrasonore est fabriquée [129]. Ce capteur, centré à 150 kHz, est destiné à la transduction aérienne et plus particulièrement dédié à une application de détection de proximité. Comme les premiers microphones, seule la partie arrière est fabriquée sur un wafer de silicium alors que la membrane est en polyester (figure 2.1). La taille des cavités est de l'ordre de 10 à 40 μm de côté et leur forme est de type pyramidale, plus couramment appelée "sillons en V" (ou "V-grooved" en anglais). Cette forme est due à la gravure anisotrope du silicium

d'une profondeur proportionnelle de $1/\sqrt{2}$ par rapport à l'ouverture.

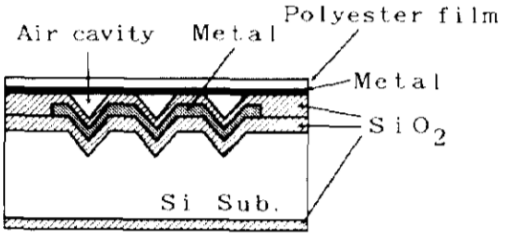

FIGURE 2.1 – Coupe transversale du premier transducteur ultrasonore sur wafer de silicium [129]

Tous ces dispositifs ont été fabriqués à partir du micro-usinage de volume. Le but est de rendre le substrat de silicium "rugueux", ces rugosités servant de cavités mais ce procédé entraine de fortes inhomogénéités aux niveaux de celles-ci. La technologie "V-grooved" offrent par contre une meilleure uniformité des cavités mais leur forme ne permet pas d'obtenir des performances optimales.

En 1993, Haller et al. [49, 72] proposent un premier dispositif dans le domaine des ultrasons entièrement fabriqué dans une technologie de la micro-électronique. Celui-ci est dédié à des applications aériennes avec une fréquence centrale à 1.8 MHz. Le terme de cMUT apparait un an plus tard et une forte dynamique s'engage alors autour de l'amélioration des procédés de fabrication suivant les domaines d'utilisation envisagés. Les avantages offerts par ces dispositifs sont nombreux par rapport aux précédentes technologies de fabrication. En effet, le procédé proposé pour ces dispositifs est finalement simple, maîtrisé et donc industrialisable. Il est basé sur le micro-usinage de surface. Ce procédé, également dénommé selon l'anglicisme "surface micro-machining", consiste à se servir du substrat de silicium comme simple support mécanique. Ainsi, une combinaison successive de dépôts de couches dites "minces" (de l'ordre de quelques centaines de nanomètres à quelques microns) et de photogravures de ces dites couches permet l'élaboration des micro-systèmes. De plus, certaines de ces couches appelées couches sacrificielles (par opposition, les autres couches sont dites "couches structurelles") subissent des attaques chimiques ou physiques pour libérer les parties mobiles des micro-systèmes. Cette technologie s'est alors révélée comme étant la plus adaptée pour fabriquer les cMUTs. Néanmoins, depuis 2002, une technologie, combinant l'usinage de volume avec le collage de deux substrats ("Wafer-Bonding"), se présente comme une nouvelle alternative de fabrication des cMUTs. Cette partie consiste ainsi à exposer ces deux techniques de fabrication ainsi que certaines des évolutions qu'elles ont connues.

2.2 cMUT par micro-usinage de surface

Le micro-usinage de surface a été pendant longtemps la seule technique de fabrication des cMUTs. On peut distinguer deux catégories dans ce type de procédé : celle de haute-température et celle de basse-température (<400°C) dit "compatible CMOS" (CMOS : Complementary Metal Oxide Semiconductor) permettant ainsi l'intégration de l'électro-

nique de façon monolithique (sur le même wafer).

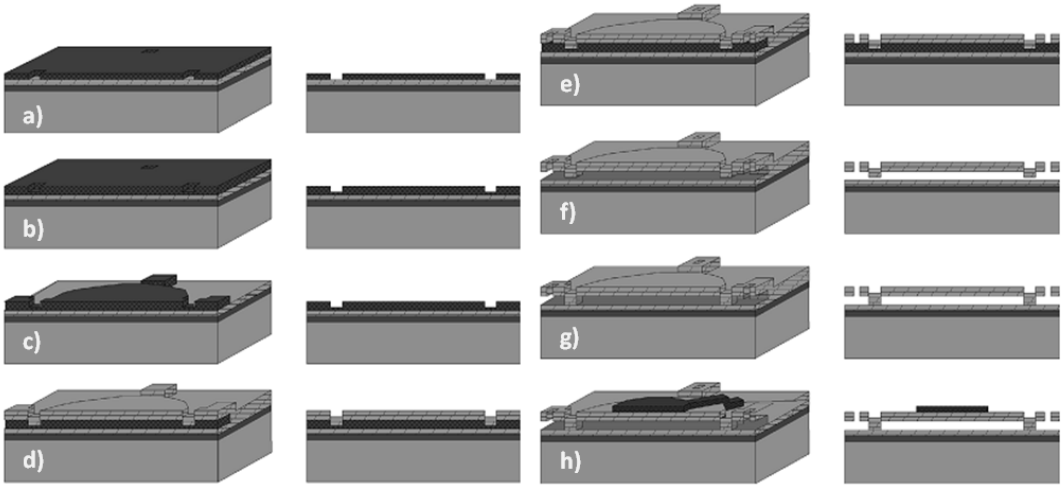

FIGURE 2.2 – Exemple des différentes étapes de fabrication en micro-usinage de surface [43]

Afin d'illustrer les différentes étapes de cette technique, le dernier procédé de micro-usinage de surface proposé par l'université de Stanford en 2005 est présenté figure 2.2 [43]. Celui-ci utilise des dépôts LPCVD (Low Pressure Chemical Vaporised Deposition) de nitrure de silicium à 785°C donc à haute-température. La première étape de ce procédé (figure 2.2-(a)) consiste tout d'abord à doper le substrat de silicium qui aura ainsi la fonction d'électrode inférieure. Ensuite, une couche de 100 nm de nitrure de silicium est déposée. Cette couche, qui sert d'arrêt à l'attaque de la couche sacrificielle, doit être particulièrement fine pour éviter une capacité parasite supplémentaire au cMUT. En effet, elle se retrouve directement en série avec la capacité "utile" (car variable) de la cavité. La couche sacrificielle de polysilicium est ensuite déposée par LPCVD et structurée par photolithographie pour définir les chemins d'excavation. Les étapes suivantes (2.2-(b) et (c)) répètent cette succession dépôt-structuration du polysilicium afin de dessiner la géométrie des membranes et des cavités. L'étape suivante (2.2-(d)) consiste au dépôt de l'élément structurel du cMUT, la membrane. Celle-ci est composée d'un nitrure de silicium faiblement contraint ($<$ 100 MPa). Il faut alors "ouvrir" les canaux en perforant la couche structurelle (2.2-(e)) afin de pouvoir attaquer le polysilicium sacrificiel (2.2-(f)). Cette attaque chimique se fait avec l'aide d'hydroxyde de potassium (KOH). Il est alors nécessaire de fermer les canaux par un dépôt LPCVD de nitrure de silicium sous les mêmes conditions de pression et de température. Il est à remarquer que cette étape est cruciale pour la fabrication des cMUTs appliqués à l'immersion qui nécessite l'isolation des cavités vis-à-vis de l'extérieur. La dernière étape consiste à la mise en place des contacts électriques en face-avant qui se traduit par le dépôt d'une couche de métal par pulvérisation puis sa structuration en piste et électrode par photolithographie.

Ce procédé de fabrication illustre bien les différentes étapes clés de la fabrication des cMUTs. Tout l'enjeu de ce procédé consiste à contrôler d'une part la fabrication de la membrane mais aussi sa libération par attaque de la couche sacrificielle. Ainsi, les conditions mécaniques de la membrane c'est-à-dire à la fois ses paramètres mécaniques (module d'Young E, coefficient de poisson ν) et ses contraintes résiduelles sont maîtrisés par le choix du matériau utilisé (nitrure de silicium, Si_xN_y, silicium polycristallin, etc.), sa stœchiométrie ainsi que le type de dépôt utilisé. De même, le choix du matériau de la couche sacrificielle est primordial en termes de contraintes résiduelles et de sélectivité avec les couches structurelles, suivant le type d'attaque utilisée. Il est à remarquer que l'étape de libération de la membrane peut entrainer souvent un collage de la membrane sur le fond de la cavité. Ce phénomène est dû à l'apparition de force de capillarité lors de la phase de séchage après suppression de la couche sacrificielle. Ainsi, différentes techniques ont été mises au point pour éviter ce phénomène : on peut citer le séchage super-critique [93], la lyophilisation [48] ou encore la gravure sèche [74].

Le nombre d'équipes étudiant ou ayant étudié les cMUTs étant relativement important (on peut dénombrer presque une vingtaine de laboratoires, souvent soutenus par des multinationales des domaines de la micro-électronique ou de l'imagerie médicale), de nombreux travaux d'amélioration des procédés de fabrication ont été entrepris.

On peut citer les travaux de l'équipe allemande de Siemens [40, 38] qui a fait le choix d'utiliser le silicium polycristallin (plus couramment appelé polysilicium) comme couche structurelle déposée par LPCVD. En effet, le polysilicium offre un meilleur contrôle des contraintes résiduelles et une forte sélectivité à l'attaque par rapport à l'oxyde. De plus, il est beaucoup plus robuste en terme de température et d'hygrométrie ce qui, dans des conditions d'utilisations extrêmes, en fait alors un meilleur candidat que le nitrure de silicium. Les derniers travaux recensés sur le dépôt de polysilicium utilise le procédé commercial polyMUMPs [80, 99] (MUMPS = Multi-User MEMS Processes). Ce procédé offre en théorie une meilleure rentabilité mais semble néanmoins manquer de souplesse pour la conception des cMUTs : l'isolation entre électrodes n'est pas faite ce qui provoque un court-circuit dès que la membrane collapse et les puits d'excavations ne peuvent pas être scellés empêchant ainsi l'utilisation en immersion.

Afin d'intégrer l'électronique sur le même wafer, deux laboratoires (l'équipe italienne d'ACULAB [33, 32, 89] et l'équipe de Levent Degertekin à Atlanta [67]) ont utilisé un procédé basse-température PECVD (Plasma Enhanced Chemical Deposition) de dépôt de nitrure de silicium. Ce type de dépôt permet en effet d'être compatible avec les technologies CMOS mais présente d'un point de vue mécanique de nombreux désavantages : le nitrure de silicium obtenu étant moins dense, il devient beaucoup moins sélectif avec les oxydes lors de la phase de libération. L'équipe italienne, avec leur procédé dit "inversé", a donc utilisé un polymère comme couche sacrificielle afin de pallier ce problème. De plus, ils ont adapté leur procédé [22] en ajoutant une couche de silicone sur la face-avant et un polymère epoxy pour permettre d'"assouplir" leurs dispositifs et les rendre ainsi curvilignes (voir figure 2.3). Dans une démarche similaire d'assouplissement du capteur, une équipe taiwanaise [29] propose de fabriquer à partir d'une membrane polymère des capteurs entièrement flexible. La composition à la fois de la membrane et du substrat est en polymère bien que les différents dépôts se fassent sur wafer de silicium. Le capteur est ensuite "décollé" du

wafer pour ne garder que la partie flexible. Évidemment, afin d'atteindre des fréquences assez élevées, les épaisseurs de membrane sont ici plus épaisses (autour de $5\mu m$).

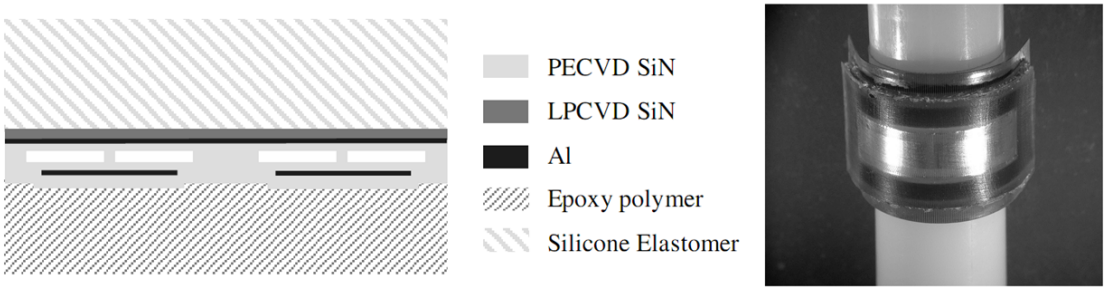

FIGURE 2.3 – Coupe transversale (gauche) et photographie (droite) du transducteur flexible curviligne développé par ACULAB [22]

Finalement, une équipe hongkongaise [30] a récemment proposé un procédé assez proche du procédé inversé d'ACULAB mais en ajoutant une optimisation de la forme de la cavité. En effet, ils imposent à l'aide d'un reflux thermique sur leur couche sacrificielle une forme concave à la cavité et optimisent ainsi le rendement de la cellule. Ici, une métallisation totale de la membrane est donc envisagée.

D'autres équipes ont consacré leurs travaux à l'étude de la nature de la couche sacrificielle et de son attaque. Une équipe de l'université de Taïwan [79] a fait le choix d'utiliser le silicium amorphe qui présente une plus grande vitesse et une plus forte sélectivité lors de la gravure. Une équipe espagnole [16] a, quant à elle, proposé une structure tri-couche oxyde-polysilicium cristallin dopé P comme couche sacrificielle. Cette astuce permet d'équilibrer les contraintes : le nitrure de silicium formant la membrane étant contraint en tension autour de 200 MPa, la contrainte du polysilicium de nature compressive (autour de -400 à -500 MPa) permet d'équilibrer les contraintes globales du système. En effet, pour les grandes membranes ($>$100 μm), le risque de fissures lors de la libération est élevé dû à la libération des contraintes du nitrure et l'intégration de ces couches "tampons" permet de réduire cet effet.

Bien qu'ayant fait l'œuvre de nombreuses études d'optimisation, le micro-usinage de surface peut présenter certaines difficultés notamment au niveau de sa mise en œuvre et au niveau de l'uniformité sur le wafer. C'est pourquoi, depuis un peu moins d'une dizaine d'années, les techniques dites de "wafer-bonding" alliant de l'usinage de volume avec du scellement de wafer ont fait leur apparition.

2.3 cMUT par collage de wafer (wafer-bonding)

Ce procédé, déjà répandu pour beaucoup de fabrications de MEMS, a été initié pour les cMUTS par l'équipe de Khuri-Yakub en 2002 [45]. Cette technologie, basée sur le collage de deux wafers, l'un consacré à la partie immobile du cMUT (électrode inférieure et structure de la cavité) et l'autre à la partie mobile (membrane + électrode supérieure)

rappelle la fabrication des premiers microphones micro-usinés présentée précédemment. Ce procédé se base sur le collage permanent de deux wafers qui peut être de trois types : le collage par fusion, le collage anodique ou collage adhésif, ces trois procédés permettant des collages permanents des deux wafers. Le wafer-bonding a notamment profité de l'évolution des procédés de micro-usinage de surface. En effet, il se base la plupart du temps sur l'utilisation de wafer SOI (Silicon On Insulator) qui sont des wafers de silicium sur lesquels différentes couches ont été déposées. Ces couches servent dans le procédé wafer-bonding de couches d'arrêt à la gravure de volume, qui est généralement un procédé DRIE (Deep Reactive-Ion Etching).

Pour illustrer la fabrication par collage de wafer, le premier procédé de wafer-bonding de l'équipe de Stanford est présenté figure 2.4. Tout d'abord, sur un wafer de silicium standard, une première oxydation associée à une photolithographie sont faites afin de définir les cavités (2.4(a)). Celles-ci sont suivies par une seconde oxydation permettant de créer une couche d'isolation. En effet, le silicium est un mauvais isolant et pour éviter tout court-circuit, il est nécessaire d'ajouter cette couche. L'étape suivante consiste au collage des deux wafers par fusion (figure 2.4(c)). Le wafer SOI est ensuite gravé pour obtenir l'épaisseur voulue de la membrane (figure 2.4(d)). Cette gravure se fait en deux étapes : une gravure de type DRIE pour le silicium puis une gravure humide pour supprimer la couche d'oxyde. Les deux étapes suivantes rappellent le procédé de micro-usinage de surface : elles consistent en la reprise de contact des électrodes inférieures et au dépôt/structuration des électrodes supérieures (figure 2.4(e)). Finalement, une dernière opération consiste à isoler électriquement chacun des éléments du cMUT par une attaque du silicium (figure 2.4-(f)).

Plusieurs équipes se sont ensuite engagées dans la fabrication de cMUT par wafer-bonding [121, 84, 82, 102]. Les procédés proposés sont alors quelque peu modifiés par rapport au procédé original. L'équipe norvégienne NTNU [121] et une équipe canadienne [84, 82] proposent de s'affranchir du wafer SOI et d'utiliser une membrane en nitrure de silicium. Leur choix est motivé par le coût élevé de ce type de wafer et afin d'avoir une plus grande souplesse sur le choix des épaisseurs. D'un autre côté, l'équipe de Stanford a proposé plusieurs évolutions de leur procédé. Leur principale motivation est la diminution de la capacité parasite créée par la couche d'isolation déposée sur la masse. Pour cela, Huang [60] propose de remplacer cette couche par un plot central de SiO_2 au fond de la cavité. En plus de la diminution de la capacité parasite, il remarque alors que lorsque la membrane est "posée" sur le plot, la bande passante augmente considérablement. Park [109] propose d'associer un procédé LOCOS ("LOCal Oxydation of Silicon") afin de contrôler l'épaisseur des plots inter-membranes par rapport à la couche d'isolation de la cavité. En effet, il dépose une couche de nitrure sur le fond de la cavité et, grâce à ce procédé, ne fait croître que les plots inter-membranes. Ainsi, la couche d'isolation est de faible épaisseur et la capacité parasite atténuée.

Une dernière proposition orginale sur le procédé wafer-bonding est celle de Zhuang et al. [156]. Ils proposent d'intégrer des tranchées entre les membranes pour pouvoir couler du PDMS. Cela permettrait ainsi d'assouplir le dispositif, toujours dans une démarche de transducteurs curvilignes. Le principe a été testé et validé sur un substrat neutre mais n'a, à ce jour, jamais été présenté dans le cas d'un cMUT.

Ces procédés présentent ainsi certains avantages par rapport au micro-usinage de sur-

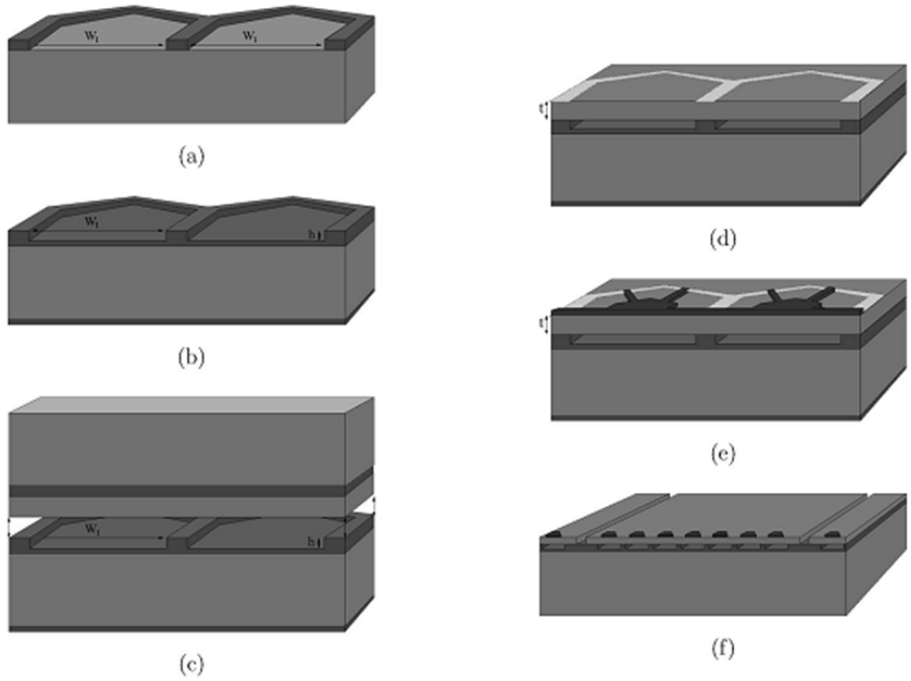

FIGURE 2.4 – Exemple des différentes étapes de fabrication des cMUTs par wafer-bonding [43]

face : le nombre d'étapes et de masques de gravure est réduit (4 au lieu de 6 minimum pour le premier procédé), l'uniformité des couches est garantie et surtout, la membrane est ici en silicium amorphe, matériau connu et maîtrisé d'un point de vue mécanique depuis de nombreuses années [113]. Les gros désavantages par rapport au micro-usinage de surface sont d'une part le coût de la technologie et d'autre part les fortes capacités parasites créées par la couche d'isolation.

2.4 Présentation du procédé mis en œuvre dans nos dispositifs

On s'attarde ici à présenter le procédé utilisé pour tous les dispositifs qui seront caractérisés dans toute la suite du document. Celui-ci est basé sur du micro-usinage de surface. Il a été développé lors de la thèse d'Edgard Jeanne [62]. Il s'inscrit dans une démarche d'industrialisation des cMUTs ce qui sous-entends un procédé fiable, à faible coût et produisant des cMUTs robustes en vue d'utilisations industrielles. Pour cela, un procédé à 5 niveaux de masques de photolithographie est utilisé (figure 2.5). Le matériau utilisé pour la membrane est un nitrure de silicium faiblement contraint déposé par LPCVD. L'électrode inférieure est en polysilicium dopé et la supérieure en aluminium. Enfin, le choix de la couche sacrificielle s'est quant-à-lui porté sur le PSG qui permet une forte sélectivité avec le nitrure pour une solution de [NH4F-HF].

Isolation du Substrat Matériau: oxyde Réalisation: oxydation humide du silicium	
Electrode inférieure Matériau: polysilicium dopé n Réalisation : LPCVD + Doping: POCl3	
Couche Sacrificielle Matériau: Phosphorous Silicate Glass @ 5% (PSG) Réalisation: Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition (PECVD)	
Structuration de la membrane *1er niveau de photolithographie* Réalisation : photolithographie 1X et gravure sèche	
Structuration de l'électrode inférieure *2nd niveau de photolithographie* Réalisation : photolithographie 1X et gravure sèche	
Membrane Matériau : Nitrure de Silicium faiblement contraint Réalisation : LPCVD	
Ouvertures Nitrure de Silicium But: excavation de l'oxyde sacrificiel *3ème niveau de photolithographie* Réalisation : photolithographie 1X et gravure sèche Conditions : oxyde comme couche d'arrêt de gravure sous les ouvertures	
Excavation Objectif: création des cavités Réalisation: Gravure humide: Buffered Oxide Etching 10:1 (NH4F:HF) @ 30°C	
Scellements des cavités Matériau : Undoped Phosphorous Silicate glass (USG) Réalisation : PECVD	
Structuration des puits de scellements *4ème niveau de photolithographie* Réalisation: photolithographie 1X et gravure sèche	
Electrodes supérieures Matériau: aluminium Réalisation: sputtering	
Structuration des électrodes supérieures *5ème niveau de photolithographie* Réalisation: photolithographie 1X et gravure sèche	

FIGURE 2.5 – Etapes du procédé de fabrication utilisé pour les cMUTs [62]

Chapitre 3

Application des cMUTs

Ce chapitre est dédiée à un état de l'art des différentes applications mettant en jeu des dispositifs cMUTs. Comme tous les capteurs, le design des cMUTs est régi par la combinaison des limitations technologiques de fabrication avec le cahier des charges nécessaire à l'application visée. C'est pourquoi, suivant l'application, des designs spécifiques ont été élaborés.

Ce chapitre se divise en deux parties : la première présente les différentes applications aériennes, qui ont été historiquement les applications moteurs pour l'utilisation du cMUT du fait des grandes difficultés que l'on rencontrait avec les transducteurs piézoélectriques (grandes différences d'impédances acoustiques et faibles bandes passantes). La seconde partie détaille les applications médicales qui, aujourd'hui, sont devenues l'application majeure de ces technologies. En effet, la technologie cMUT permet des bandes passantes élevées, une intégration facilitée de l'électronique mais aussi potentiellement un coût réduit par rapport aux transducteurs piézoélectriques.

3.1 cMUT pour applications aériennes

3.1.1 Évolution et optimisation des cMUTs appliqués à l'air

Les cMUTs sont très rapidement apparus comme une solution intéressante pour la génération d'ondes ultrasonores dans l'air, notamment grâce à leur faible impédance mécanique comparativement aux transducteurs piézoélectriques. Haller et al. [50], de l'université de Stanford, s'engagent dès 1996 dans la fabrication de capteurs dédiés à un fonctionnement dans l'air pour des fréquences comprises entre 1 et 10 MHz. Les cMUTs produits offrent alors une fréquence centrale de 1.8 MHz et une bande passante à -3 dB de 20% de la fréquence centrale. Ces mêmes dispositifs sont ensuite utilisés par Hansen [51] pour la détection de défauts dans les matériaux avec couplage dans l'air, notamment grâce à une dynamique de 100 dB. En 1997, Eccardt [38] propose des dispositifs circulaires de 50 et 70 μm de diamètre et de 2 μm d'épaisseur en oxyde de silicium. Là encore, il n'y a pas réellement d'application visée et la fréquence de résonance est autour de 10 MHz, avec un arrangement multi-cellulaire disposant entre 19 et 900 cellules en parallèle. Noble [97] propose en 1998 un capteur de fréquence centrale inférieure à 1 MHz (650 kHz et 850 kHz),

donc plus proche des fréquences requises pour la génération d'ondes dans l'air que les précédents designs. Les dimensions sont par contre importantes : on a ici une seule cellule d'épaisseur 1 ou 2 μm et de largeur 1 mm.

En 2000, Buhrdorf [15], du laboratoire allemand IMSAS, propose deux procédés dédiés à la génération d'ultrasons dans l'air (voir figure 3.1) : il s'inspire alors du design des microphones électrostatiques en proposant une électrode inférieure percée afin de réduire l'effet d'amortissement de l'air dans la cavité (voir chapitre 7.4). Ainsi, il obtient une meilleure sensibilité du cMUT. Les membranes varient entre 300 et 800 μm de côté avec 1 μm d'épaisseur en polysilicium et les fréquences sont alors comprises entre 129 et 345 kHz. De plus, il propose une organisation en 9 éléments chacun composé de 4 membranes.

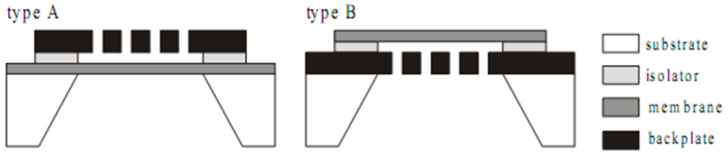

FIGURE 3.1 – Procédés de fabrication proposé par Buhrdorf [15] pour la génération aérienne d'ultrasons

Depuis 2005, l'équipe turque de l'université de Bilkent propose plusieurs études afin d'optimiser les cMUTs pour des applications aériennes. Il propose tout d'abord dans l'eau [11], puis dans l'air [101], l'organisation sur un même capteur de membranes de tailles différentes pour augmenter sa bande passante (voir figure 3.2).

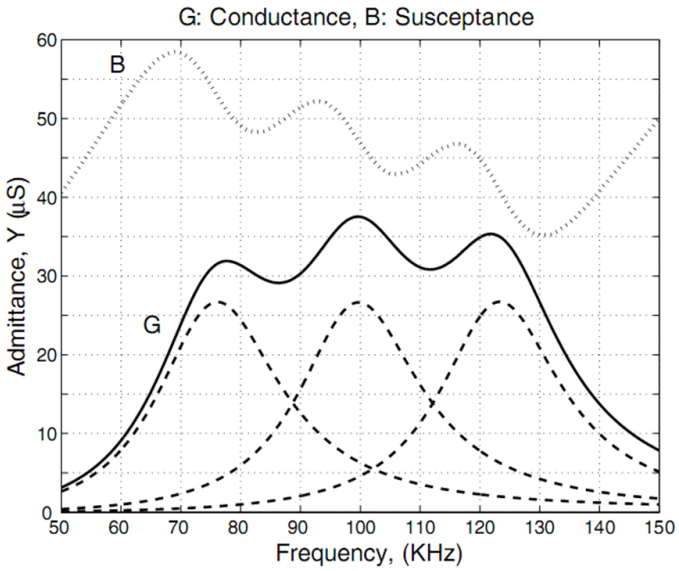

FIGURE 3.2 – Admittance réelle (G) et imaginaire (B) d'un cMUT composé de 3 tailles de membranes (127, 141 et 162 μm) d'épaisseur 500 nm [101]

Cette proposition semble intéressante, bien qu'en pratique, le fait d'utiliser des membranes de tailles variables nécessite des tensions de polarisations différentes car elles ne

possèdent pas la même tension de collapse. De plus, la dynamique en émission et en réception est évidemment moins élevée que pour un transducteur idéal qui aurait la même ouverture. Plus récemment, cette même équipe propose d'augmenter à la fois la bande passante et la puissance émise d'un transducteur cMUT aérien [126]. Pour cela, ils proposent, en jouant sur la distance inter-membrane et la taille de celles-ci, d'optimiser la valeur de la résistance de rayonnement du capteur.

Dans la suite de ce chapitre, on s'attachera à présenter les différentes applications aériennes qui ont été proposées pour les cMUTs. Deux grandes familles ont été distinguées : la première concerne toutes les applications utilisant le cMUT comme un émetteur (et parfois un récepteur) d'ondes ultrasonores dans l'air. Cette catégorie nécessite normalement des fréquences assez basses et une forte dynamique pour permettre de pallier l'atténuation importante du milieu et de fortes ruptures d'impédance. La deuxième catégorie regroupe toutes les applications à couplage aérien utilisant les cMUTs comme capteur : parmi celles-ci, certaines utilisent le cMUT comme capteur d'ondes mécaniques (comme le microphone radio-fréquences) alors que d'autres se servent des variabilités des propriétés vibratoires du cMUT en fonction d'une autre grandeur (capteur chimique et biochimique).

3.1.2 Utilisation du cMUT en émission ultrasonore aérienne

3.1.2.1 Caractérisation des matériaux

Le contrôle non-destructif des matériaux (CND) est une des applications majeures d'exploitation des ultrasons. Il se fait principalement en immersion (ou en contact avec un gel couplant) afin d'assurer un meilleur couplage entre le transducteur et le matériau. Néanmoins, le CND à couplage aérien intéresse fortement les applications industrielles [47]. C'est dans ce contexte que Ladabaum et al. [71] proposent d'utiliser les cMUTs pour ce type d'application. Ils utilisent une sonde cMUT centrée à 2.3 MHz dans l'air composée de cellules de 100 μm de diamètre. L'avantage de cette sonde est qu'elle possède une forte dynamique (110 dB), due notamment à sa faible impédance mécanique, qui en fait un bon candidat pour le CND à couplage aérien. Les cMUTs sont utilisés dans un mode transmission (un transducteur émetteur en vis-à-vis d'un transducteur récepteur avec le matériau placé entre les deux) comme le montre la figure 3.3(a). Ladabaum démontre la faisabilité sur une plaque d'aluminium de 1.9 mm et détecte des défauts dans le plexiglas. Hansen et al. [55] proposent, à l'aide de capteurs similaires, de mesurer l'onde de Lamb (S0) dans une plaque d'aluminium (d'épaisseur 1.2 mm) pour déterminer les défauts dans celle-ci. L'avantage de cette technique par rapport à la précédente est la possibilité de faire l'analyse en n'ayant accès qu'à une seule face de la plaque (voir figure 3.3(b)).

Ce terrain d'investigations semble aujourd'hui s'essouffler. Seule l'équipe espagnole [99] a proposé le design d'une nouvelle sonde dédiée au CND. Elle propose ainsi une barrette linéaire de 33 éléments composés chacun de 33×2 cellules de 130 μm de large résonant à 720 kHz dans l'air.

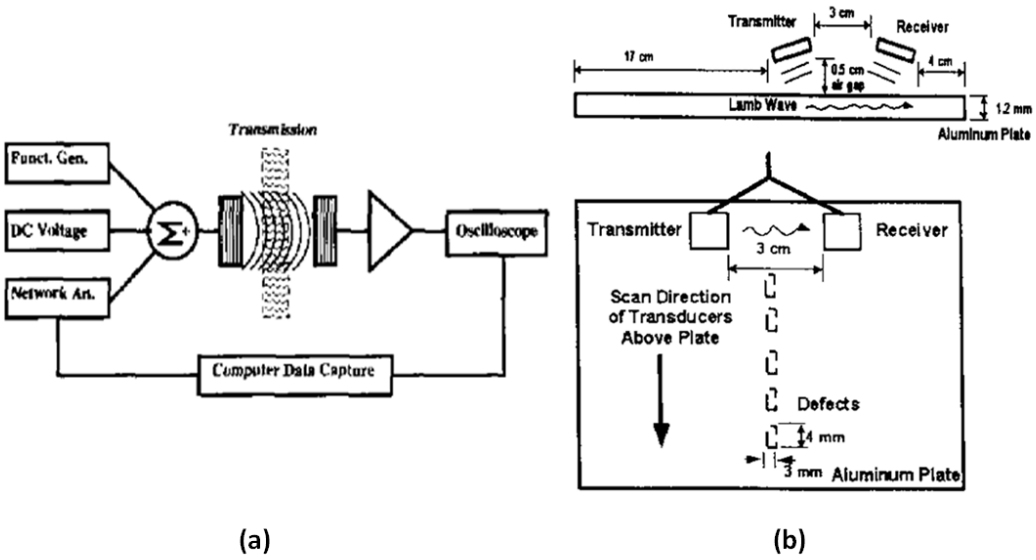

FIGURE 3.3 – (a) Mesure CND en transmission proposée par Ladabaum [71] (b) Mesure de défauts par onde de Lamb proposée par Hansen [55]

3.1.2.2 Imagerie aérienne

Hutchins et al. [61] ont proposé d'utiliser les cMUTs pour des applications de métrologie de surface. Pour cela, ils utilisent 2 sondes mono-cellule présentées dans le chapitre 3.1.1 [97]. On est ici dans une application de type "pulse-écho" où l'un des transducteurs est exclusivement utilisé en émetteur et le second uniquement en récepteur (voir figure 3.4-(a)).

Le système émetteur-récepteur est couplé avec un balayage mécanique afin de reconstruire l'image. La méthode est validée sur une pièce de 20 pence anglaise (figure 3.4-(b)).

3.1.2.3 Haut-parleur ultra-directif

La dernière application qui a été faite dans le domaine de la propagation d'onde aérienne est la conception de haut-parleur ultra-directif par l'équipe de Stanford. En effet, Wygant et al. [147, 145, 146] se sont intéressés à la génération d'ondes sonores par émission paramétrique. L'émission paramétrique consiste, par intervention de la non-linéarité intrinsèque du milieu (ici l'air), à faire interagir deux ondes ultrasonores respectivement de fréquences f_1 et f_2 (appelées généralement *ondes primaires*) relativement proche avec $f_2 > f_1$ et d'obtenir dans la zone focale une onde dite *secondaire* de fréquence $f_2 - f_1$ possédant une directivité proche de celles des ondes primaires (figure 3.5(b)). Ainsi, pour des ondes primaires ultrasonores, on peut obtenir une onde secondaire dans le domaine sonore ayant une directivité beaucoup plus réduite que celle généralement émise par un haut-parleur classique. Pour cela, Wygant conçoit des transducteurs par wafer-bonding répondant aux spécificités suivantes :

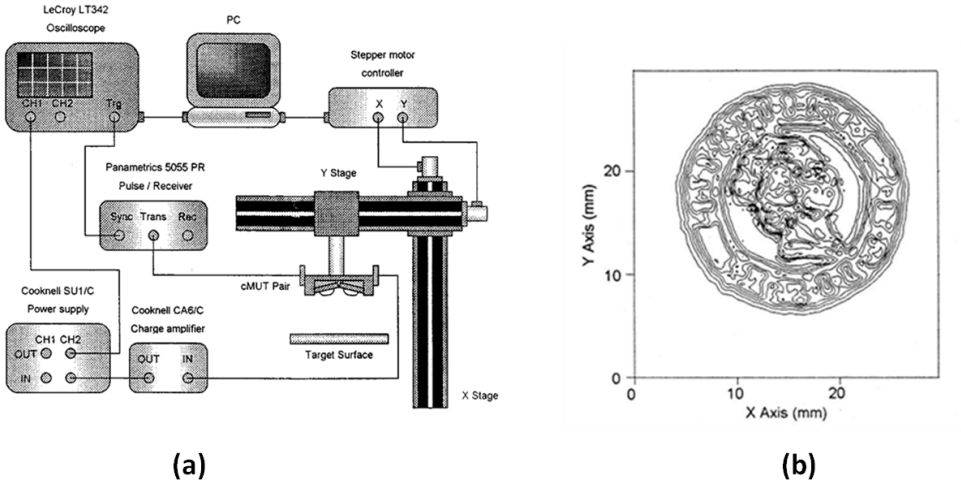

FIGURE 3.4 – (a) Dispositif expérimental de métrologie de surface proposée par Hutchins [61] (b) exemple d'application de métrologie sur une pièce anglaise de 20 pence

- une fréquence centrale autour de 50 kHz,
- une bande passante d'au moins 5 kHz,
- une pression des ondes ultrasonores autour de 140 dB SPL (par rapport à 20 μPa) à la surface du transducteur.

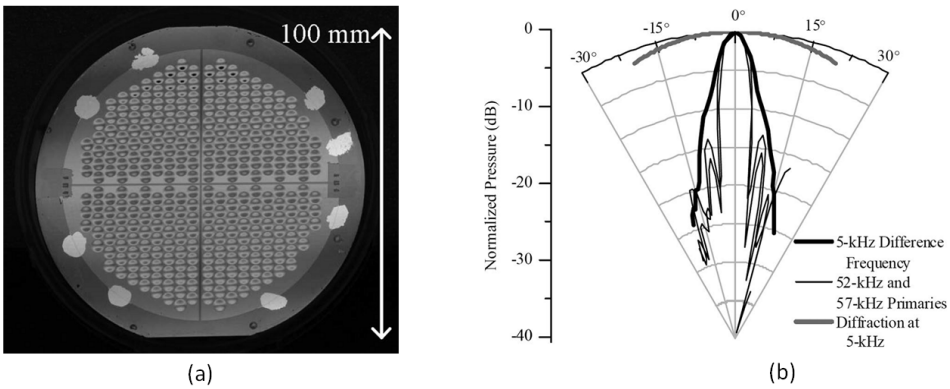

FIGURE 3.5 – (a) photographie du cMUT adapté à l'émission paramétrique (b) Directivité des ondes primaires (52 et 57 kHz), de l'onde secondaire (5 kHz) du capteur comparée avec la directivité à 5 kHz d'un haut-parleur classique [146]

Les transducteurs fabriqués possèdent un rayon de 7.5 cm comprenant des cellules de 4 mm de diamètre, d'épaisseur 40 μm et reposant sur des cavités sous vide de 16 μm (voir figure 3.5(a)). La fréquence centrale mesurée est de 55 kHz avec une bande passante de 5.4 kHz. La déflexion initiale mesurée est de 10 μm et la tension de collapse au-delà de 500V. La pression de l'onde secondaire a été mesurée à 58 dB SPL en sachant que le niveau moyen d'une conversation est de 60 dB SPL. Les auteurs précisent tout de même

que pour un spectre plus large entre 1 et 4.5 kHz, le niveau de pression des ondes primaires doit être supérieur à celui réalisé. De plus, des tests sur la durée de vie en charge de ces dispositifs ont montré, au bout de quelques heures, le claquage de la couche d'isolation dû aux tensions délivrées (200 V_{pp} + 350 V_{dc} équivalent 167 V/μm).

3.1.3 les cMUTs - capteurs à couplage aérien

3.1.3.1 Microphone par détection radio-fréquence

Hansen et al. [52, 53, 54] proposent d'utiliser les cMUTs comme microphones à l'aide d'une détection par radio-fréquence (RF). Ce type de réception consiste à alimenter une ligne de transmission par une fréquence RF. La ligne est alors composée de cellules cMUTs mises en série dont les interconnexions ont alors fonction d'inductances. Ainsi, lorsqu'une pression est appliquée sur les cellules, la flexion de celle-ci engendre une variation de capacité qui modifie la modulation de phase du courant de sortie $\Delta\phi$. Celle-ci peut s'exprimer, après simplification, par l'expression suivante :

$$\Delta\phi = \pi f_c N Z_L \Delta C_m \tag{3.1}$$

où

- f_c est la fréquence RF alimentant la ligne de transmission,
- N est le nombre de cellules,
- Z_L est l'impédance de charge de la ligne,
- ΔC_m est la variation de capacité d'une cellule engendrée par la pression acoustique.

La détection ne se fait plus par rapport à l'intensité qui variait linéairement par rapport à la variation de capacité. L'avantage de la détection RF se fait sur la sensibilité du système qui est accrue grâce aux importantes fréquences alimentant le système (de l'ordre de plusieurs GHz). Ce principe a tout d'abord été mis en place par Ergun [44, 46] sur les cMUTs pour améliorer la sensibilité des capteurs dans la bande utile.

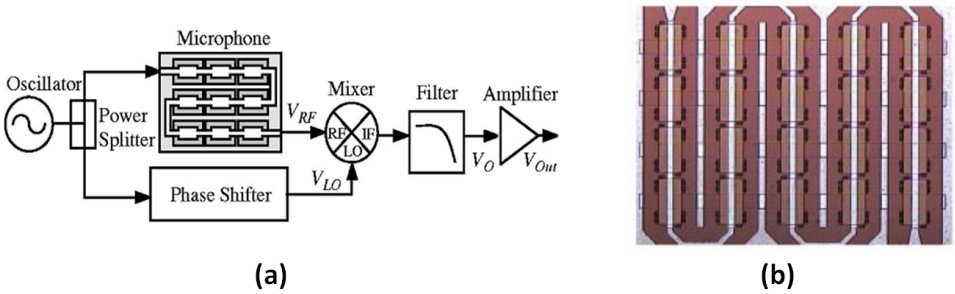

FIGURE 3.6 – (a) Diagramme-bloc du microphone à détection radio-fréquence comprenant le circuit de démodulation de phase (b) Photographie par microscope optique du dispositif cMUT-microphone [54]

Un circuit de démodulation analogique est donc ajouté afin de récupérer directement la modulation de phase (voir le schéma de principe du microphone figure 3.6-(a)). Appliqué

aux gammes sonores, ce principe présente beaucoup d'avantages comparativement aux microphones électrostatiques standards. Les cellules étant scellées sous vide, les pertes mécaniques sont fortement réduites (voir chapitre sur l'effet d'amortissement de la cavité 7.4) et le dispositif est beaucoup plus robuste mécaniquement. Cette technologie profite notamment de la réponse fréquentielle plate des cellules en dessous de leur fréquence propre qui leur permet de "voir" l'onde sonore. De plus, bien que la petite taille des cellules (initialement prévues pour fonctionner dans le domaine ultrasonore) engendre de petits déplacements (de l'ordre de quelques Angstroms), la sensibilité de la détection permet de compenser ce phénomène. Hansen a proposé plusieurs optimisations de ces structures et la version définitive de son microphone est composée de 45 cellules rectangulaires de 70×190 μm mises en série (voir figure 3.6-(b)) et la fréquence RF est ajustée à 2.8 GHz, correspondant à un équilibre entre une sensibilité maximale et une perte de ligne minimale. Le microphone présente ainsi un SNR de 68.4 dB avec 0.5 dB de variation dans la bande [0.1 Hz - 100 kHz].

3.1.3.2 Capteur chimique et immunocapteur

Les capteurs chimiques et biochimiques font actuellement l'objet de nombreuses demandes dans des domaines aussi divers que le médical, l'agro-alimentaire ou encore l'industrie militaire. De nombreux micro-systèmes résonants comme les micro-balances à quartz, les "cantilevers", les FBAR ("Film Bulk Acoustic Resonator") ou les SAW ("Surface Acoustic Wave") sont utilisés pour cette fonction. Une couche de polymère pouvant absorber l'élément chimique recherché est déposée sur le résonateur. En présence de l'élément recherché, la masse du résonateur augmente et fait ainsi varier la fréquence de résonance du dispositif. Sur le même principe, Khuri-Yakub et al. [66, 110] proposent d'utiliser les technologies cMUTs. Leurs avantages sont d'une part la sensibilité augmentée par le fait que les cellules soient scellées, et d'autre part, un taux de fausse alarme réduit grâce à la multiplicité des cellules en parallèle. Afin de mettre en œuvre cette méthode, un dispositif initialement prévu pour l'imagerie médicale possédant une fréquence centrale de 6 MHz et composé de 750 cellules circulaires de 18 μm de rayon et 850 nm d'épaisseur est utilisé. Le test est effectué avec 5 types de polymères "absorbants" différents en fonction des concentrations d'eau, d'isopropanol, d'acétone et de méthanol présents dans le flux d'azote (l'azote est ici utilisé comme gaz porteur). Des variations de 20 ppb ($\Leftrightarrow 1/10^9$ par volume) sont alors détectées. Une étude complémentaire a été faite par Park [110] afin d'optimiser les cMUTs pour ces applications. Il cherche à obtenir le meilleur facteur de qualité Q en minimisant les pertes dans l'air et dans le substrat.

Lee [73] propose de détecter, pour des applications militaires, un simulant biochimique d'arme bactériologique, le diméthyl-méthylphosphonate (DMMP) en utilisant un cMUT de 18 MHz fréquence centrale recouvert de 50 nm de polyisobutylène (PIB). Il obtient avec ce dispositif une sensibilité de 37.38 ppb/Hz. Il montre par ailleurs que la réponse dynamique à un changement de concentration est rapide (de l'ordre de quelques dizaines de secondes).

Enfin, une équipe lituanienne [116] a récemment conçue un immunocapteur en fixant sur le cMUT un anti-gène (anti-gp51) sensible à un anti-corps du virus de la leucémie bovine. Il effectue les analyses directement dans le sang et observe simultanément la variation de fréquence et la variation de la partie réelle de l'impédance. Cette double mesure leur permet

d'accroître la précision sur la concentration du virus.

3.2 cMUT pour applications médicales

Dans cette dernière partie dédiée aux applications, l'exploitation des technologies cMUTs pour les applications médicales est présentée. Les applications médicales telles que l'imagerie avec l'échographie mais aussi la thérapie avec les techniques HIFU (High Intensity Focused Ultrasound) sont devenues, depuis une trentaine d'années, l'application phare des ultrasons. Au-delà d'une électronique associée qui a sans cesse évoluée, la sonde ultrasonore reste l'élément principal à optimiser pour obtenir une meilleure qualité d'image. Dans cette partie, nous allons tout d'abord voir pourquoi les cMUTs sont devenus une alternative intéressante aux transducteurs piézoélectriques. La suite du chapitre mettra en exergue plusieurs applications précises qui ont suscité cette motivation particulière.

3.2.1 Généralités

L'imagerie médicale ultrasonore a fait l'objet de nombreuses améliorations depuis la fin des années 60. Le nombre d'applications a été considérablement augmenté avec, par exemple, la mise en place de l'imagerie Doppler, l'imagerie de contraste des tissus ou par produit de contraste, ou encore l'élastographie et l'imagerie haute résolution. Cela a été permis par l'évolution conjointe de l'électronique intégrée, du traitement des signaux mais aussi des transducteurs ultrasonores. L'évolution de l'électronique a notamment permis la mise en place de formations de faisceaux et d'images (notion de focalisation et de balayage électronique [130]) de plus en plus performantes. Cela a entraîné une forte demande sur les géométries des transducteurs piézoélectriques en termes de taille, de nombre d'éléments et ainsi de connexions. De plus, ils nécessitent constamment d'être optimisés en termes de fréquence de fonctionnement, de bande passante, de SNR ou encore de niveaux de dynamiques.

Dès 1998, Jin [63] propose de sceller les cavités des cellules ce qui offre la possibilité de l'utilisation des cMUTs en immersion. Aux vues des facilités de fabrication, de la taille réduite de ces dispositifs et de la potentialité d'intégration de l'électronique, Oralkan [107, 104] propose alors d'utiliser ces sondes pour l'imagerie médicale. D'un point de vue des performances, il remarque que la bande passante relative est de l'ordre de 100% ce qui est largement supérieur aux performances optimales des technologies piézoélectriques (80% au maximum). Il propose donc une première validation d'émission "pulse-écho" sur des cibles plongées dans l'huile. Les transducteurs utilisés sont alors des réseaux linéaires de 64 et 128 éléments de fréquence centrale 2.5 MHz. La plupart des équipes travaillant sur les cMUTs orientent majoritairement leurs recherches sur les applications médicales [64, 34, 91, 75] en cherchant à optimiser le design mais aussi l'électronique associée. Les premières images *in vivo* faites à partir d'une sonde cMUT ont été faite en 2003 par Mills [91] sur une artère carotidienne et souligne le potentiel du cMUT en terme de résolution axiale grâce à sa large bande passante.

Néanmoins, dès les premières études, certains défauts inhérents aux cellules cMUTs ont été discutés [104, 18]. Sur la réponse impulsionnelle en pulse-écho, une traîne vient allonger

l'écho principal, détériorant fortement la résolution axiale du capteur. Cette traîne provient du couplage inter-membrane à travers le fluide. De plus, la création d'une onde dans le wafer dégrade la qualité de l'écho et il est nécessaire de mettre en place un backing. Caliano et al. [17], avec l'utilisation de leur procédé inversé (cf. chapitre 2.2), d'intégrer un backing en polymère directement sous les membranes pour ainsi améliorer la qualité de l'écho en face-avant.

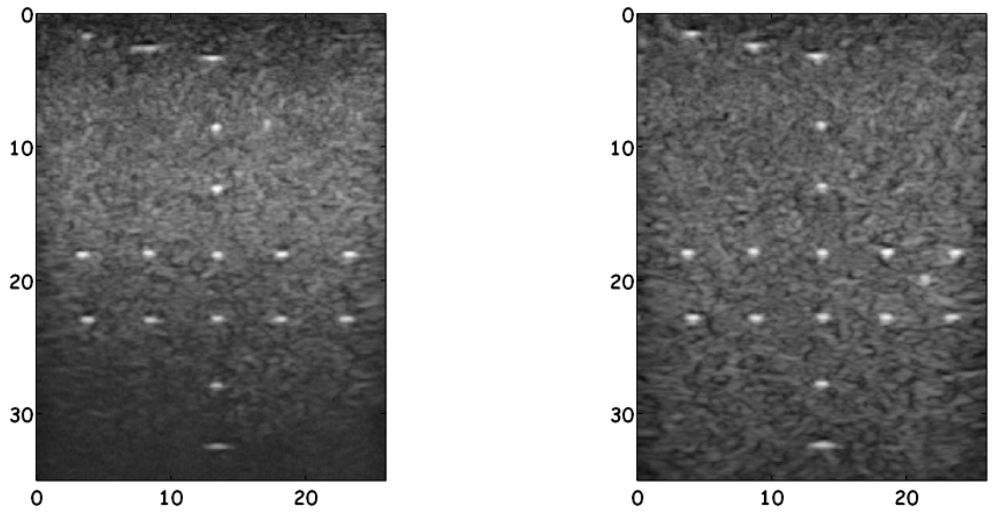

FIGURE 3.7 – Image sur les cibles d'un fantôme pour une excitation centrée à 8 MHz - à gauche : sonde cMUT - à droite : sonde piézoélectrique [75]

Des comparaisons de performances entre les traditionnelles sondes piézoélectriques et les sondes cMUTs ont été faites. Mills [91] propose une comparaison qualitative sur des images de carotide. Il souligne une meilleure résolution axiale sur les images obtenues avec le cMUT grâce à la bande passante (110% contre 80% pour la barrette piézoélectrique) mais dénote une profondeur de pénétration réduite du fait d'une plus faible sensibilité. Mathieu Legros [75] propose une comparaison sur deux sondes géométriquement identiques en s'appuyant sur des paramètres quantitatifs de la qualité de l'image. Pour cela, ces tests sont faits *in vitro* sur un fantôme. Il montre que malgré une intégration du cMUT non-adaptée les sondes présentent des performances plus ou moins équivalentes (figure 3.7), à ceci près : une résolution légèrement améliorée, un contraste augmenté et un champ de vue plus large (dû à une directivité élémentaire beaucoup plus importante).

Enfin, Novell et al. [98] ont cherché à faire de l'imagerie harmonique et de contraste avec une sonde cMUT. Ils se sont trouvés face à un problème inhérent à ces technologies, la non-linéarité intrinsèque [85]. Afin de réduire les harmoniques dans le signal émis, ils proposent d'optimiser le signal d'excitation à l'aide de méthode de compensation et réduisent ainsi le signal à l'harmonique de 20 dB.

3.2.2 Échographie 3-D

La technologie cMUT s'est rapidement avérée comme particulièrement bien adaptée à l'échographie 3D à balayage électronique. En effet, les procédés de la microélectronique simplifient fortement la fabrication de réseaux 2D d'éléments avec une précision de l'ordre du micron par rapport aux procédés utilisés pour la fabrication des transducteurs piézoélectriques. De plus, la potentialité d'intégrer l'électronique de manière monolithique représente un avantage indéniable en faveur de cette technologie face aux interconnexions nécessaires pour ce type de réseau.

Dès 2002, Johnson et al. [64] proposent une sonde cMUT de 16×16 éléments centrés à 5 MHz où chaque élément mesure 150 μm de côté. Ensuite, toutes les améliorations apportées pour l'imagerie 3D concernent principalement deux domaines : d'une part, la formation de faisceau [36, 65] est optimisée pour réduire le nombre d'interconnexion et la complexité des circuits intégrés ; d'autre part, la prise de contact du capteur avec le circuit intégré et les différentes fonctions de ce circuit [149, 146, 157] ont été améliorées.

Sur ce dernier point, des travaux ont été entrepris par Zhuang [157] sur le procédé de wafer-bonding afin d'intégrer des contacts à travers le wafer pour pouvoir connecter en flip-chip le capteur avec le circuit intégré. Ce dernier ne peut en effet pas être intégré monolithiquement au vu des températures utilisées pour le scellement (de l'ordre de 1000°C).

Logan [83] utilise quant à lui un procédé de reprise de contact "wire-bonding" sur un capteur 32×32 éléments. Il commande seulement les lignes et les colonnes séparément, les premières servant d'émission et les autres de réception pour pouvoir reconstruire l'image. Ainsi, il s'affranchit des 1024 éléments à connecter et n'a donc que 64 connexions à faire. Il obtient des performances acoustiques légèrement différentes entre les lignes et les colonnes : respectivement, 5.75 et 5.45 MHz de fréquence de résonance et 135 et 119% pour les bandes passantes relatives.

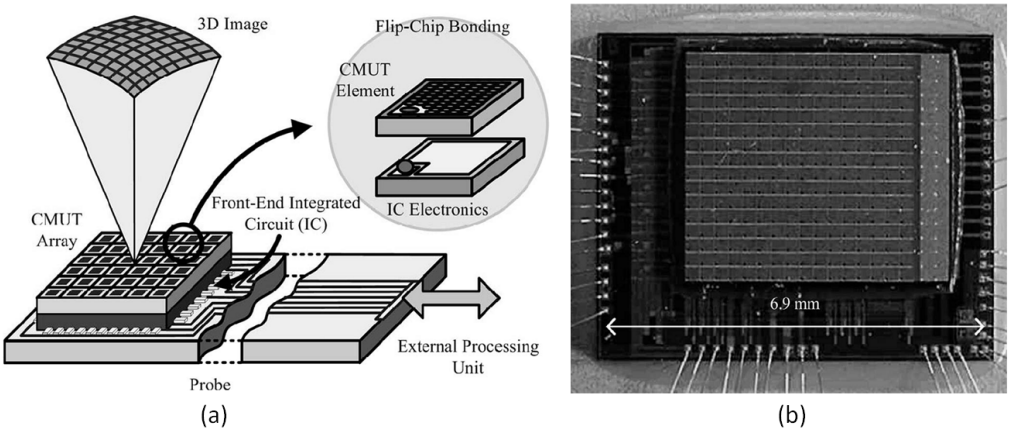

FIGURE 3.8 – (a) Schéma de principe du montage capteur/circuit intégré (b) Photographie du dispositif final [148]

Wygant [148] propose d'utiliser un réseau 2D de 16×16 éléments avec un pitch de 250

μm et une fréquence centrale autour de 5 MHz. Un circuit intégré, relié par flip-chip (voir figure 3.8), est composé, pour chaque élément, d'un préamplificateur, d'un générateur d'impulsion et d'un switch permettant de protéger l'électronique basse tension des sorties du générateur. Il obtient avec ce dispositif des images 3D temps réel en utilisant un algorithme de reconstruction synthétique.

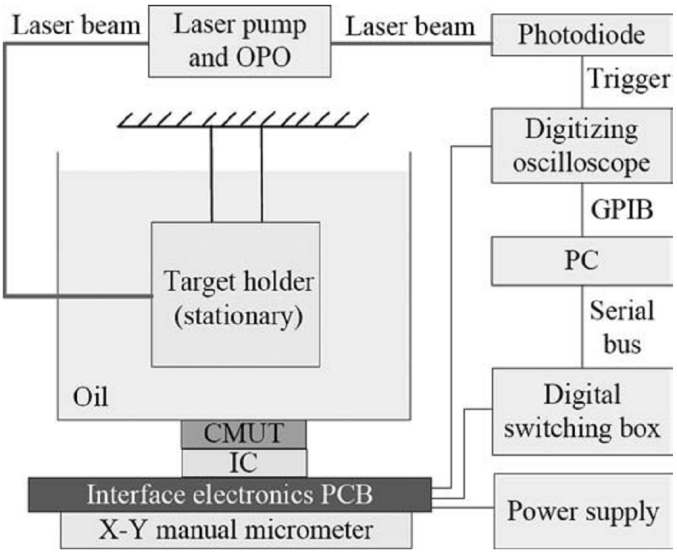

FIGURE 3.9 – Schéma de principe du dispositif expérimental d'opto-acoustique [133]

Enfin, Vaithilingam [133] propose d'utiliser les réseaux 2D cMUT pour faire de l'imagerie opto-acoustique. Cette modalité combine l'information de contraste de l'optique avec la résolution spatiale de l'échographie. Pour cela, un laser impulsionnel vient augmenter la température des structures visées par absorption ce qui, par effet thermo-élastique, crée une onde de pression détectée par la sonde cMUT (voir le schéma de principe du dispositif figure 3.9). Ainsi, plus l'élément est optiquement absorbant, plus l'onde générée est grande. La sonde cMUT utilisée est une sonde de 16×16 éléments qu'il fait balayer spatialement pour émuler une sonde 64×64 éléments. La technique est démontrée à l'aide de fils de nylon noir et transparent distingués seulement par l'opto-acoustique et non par les ultrasons, puis dans un échantillon *ex-vivo* d'un tissu animal.

3.2.3 Échographie haute-fréquence

Les applications haute-fréquence (>20 MHz) (HF) permettent une imagerie de plus haute résolution (atteignant des résolution axiale de 30 μm pour une fréquence de 50 MHz), utilisée dans des applications dermatologiques, ophtalmologiques ou pour l'imagerie du petit animal. La plupart des sondes fabriqués se basent sur une focalisation fixe en émission et un balayage mécanique. Bien que la formation d'image électronique améliorent fortement la qualité des images, la fabrication de transducteurs piézoélectriques multi-éléments haute-fréquence nécessite un procédé qui est aujourd'hui mal maîtrisé : il nécessite une découpe en multi-élément très précise, sachant que l'épaisseur du matériau est très fine,

et un circuit d'interconnexion très compliqué.

Ainsi, Oralkan [105] propose d'utiliser la technologie cMUT pour la fabrication de barrettes linéaires hautes-fréquences. Il propose deux sondes linéaires de 64 éléments fabriquées par micro-usinage de surface. Les deux designs présentent des hauteurs de gap de 150 nm, un pitch inter-membrane de 18 μm, un pitch inter-élément de 36 μm et des rayons de membranes de 5 et 6 μm respectivement. Une mesure en pulse-écho sur une interface air/huile permet de déterminer des fréquences centrales de 45 et 30 MHz avec des bandes passantes à -6 dB de 14,6 et 23,6 MHz respectivement. Oralkan suggère que, pour augmenter la bande passante, il est nécessaire d'augmenter la surface active du capteur (rapport entre la surface totale des membrane sur la surface totale du capteur) et préconise l'utilisation d'un procédé wafer-bonding qui n'a pas besoin de puits d'excavation. En 2005, Yeh [154] propose, toujours en micro-usinage de surface, d'utiliser un cMUT en "collapse mode" [7], qui en mode conventionnel vibre autour de 10 MHz. Ce mode d'excitation consiste à polariser au-delà de la tension de collapse la membrane ce qui a pour effet d'augmenter à la fois la fréquence de résonance et le coefficient de couplage électro-mécanique de la membrane. Il obtient ainsi un capteur de fréquence centrale 20 MHz avec une bande passante de 85%. De plus, à l'aide d'un circuit intégré spécialement conçu pour les cMUTs en HF, il produit une image par reconstruction synthétique sur 32 éléments d'un œil de lapin. En 2006, il propose d'utiliser la technologie wafer-bonding [153] avec des performances équivalentes à celles obtenues en "collapse mode" par micro-usinage de surface et d'adapter l'imagerie HF à l'imagerie endoscopique avec des réseaux annulaires.

3.2.4 le cMUT pour la thérapie

La thérapie ultrasonore, et de manière plus large les applications de fortes intensités (HIFU pour *High Intensity Focused Ultrasound*), présentent de plus en plus d'attrait dans le domaine médical pour leur faible invasivité et leur précision. Elles consistent à venir brûler des tissus malades par focalisation d'une onde ultrasonore de haute intensité. Les spécifications pour les transducteurs utilisés dans ces applications sont évidemment très différentes de celles recherchées en imagerie. Il est nécessaire d'avoir des fréquences assez basses, comprises entre 500 kHz et 5 MHz, pour une grande pénétration dans le tissu et fournissant des pressions à leur surface de l'ordre du mégapascal afin de générer une intensité de plusieurs centaines de W/cm^2 nécessaire à l'ablation au point focal. Le capteur doit supporter les longs trains d'ondes nécessaire à cette modalité. Wong [140] utilise une sonde d'imagerie centrée à 7 MHz afin de montrer le potentiel des cMUTs dans les applications HIFU. Une émission hors-bande à 3 MHz est proposée en faisant varier la tension de polarisation et des niveaux de pressions de 1 MPa sont obtenus. Elle propose ensuite une étude de simulation sur une sonde pouvant fonctionner à la fois en mode imagerie et thérapie avec une électrode d'or très épaisse afin d'augmenter la masse de la membrane et générer ainsi des pressions de l'ordre de 2 MPa. En 2007 [141, 142, 144], après fabrication de ces dispositifs, elle compare l'expérimentation au modèle et remarque que la pression recherchée est inférieure à celle attendue (1,7 MPa) due aux pertes liées à l'effet de charge, le couplage acoustique et la capacité parasite. Elle vérifie que, lors d'une excitation continue en grands signaux, l'échauffement est inférieur à 10°C dans l'huile ce qui est acceptable pour de futures applications *in-vivo*. De plus, elle couple la mesure à un contrôle IRM pour

mesurer la température dans un fantôme HIFU et observe une augmentation de 16°C dans le fantôme pour un transducteur non-focalisé au bout de 5 minutes d'excitation.

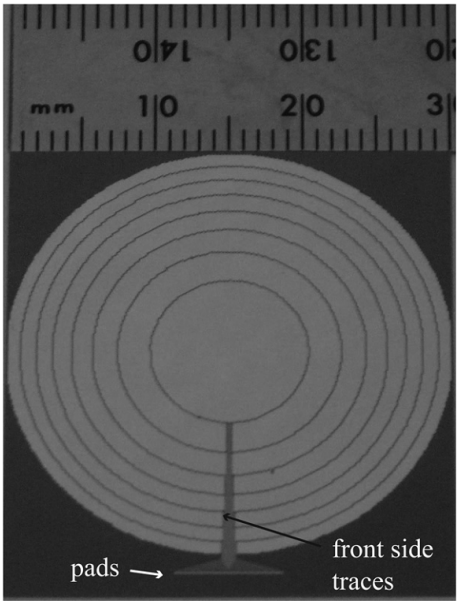

FIGURE 3.10 – Photographie de la sonde HIFU composée de 8 éléments concentriques[143]

Enfin, une sonde composée de 8 éléments concentriques de surface égale est proposée [141, 143] afin de pouvoir focaliser dans la zone utile (cf. figure 3.10). L'ensemble des cellules de 70 μm de rayon, avec 6 μm d'épaisseur de membrane et 400 nm de gap produisent une pression maximale pic-pic de 1.4 MPa à 2.5 MHz au point focal équivalent une intensité acoustique de 85 W/cm^2.

Chapitre 4

Présentation des outils de caractérisation

Cette partie s'attache à introduire les différents outils de caractérisation utilisés pour les études présentées dans la suite de ce document. La caractérisation des cMUTs se fait à plusieurs échelles : celle de la cellule et celle du capteur en général. A l'échelle de la cellule, on va donc chercher à étudier les caractéristiques géométriques et statiques de celle-ci (dimension, déflexion initiale et comportement en fonction d'une polarisation). Cette étude sera faite à l'aide d'un microscope holographique digital qui permet, au-delà des mesures dans le plan, d'obtenir les mesures hors-plan de l'échantillon. Ensuite, toujours au niveau de la cellule, il est intéressant d'étudier le comportement dynamique de la cellule. Notre choix a été d'utiliser un interféromètre hétérodyne de type Mach-Zehnder. Celui-ci nous permet des études en petits signaux en chargement harmoniques mais aussi celles en grands signaux, avec la possibilité de mettre l'échantillon en immersion. Enfin, à l'échelle du capteur, ou plus exactement à celle d'un élément, une étude de l'impédance électrique est faite permettant d'extraire différents paramètres électro-mécaniques d'un ensemble de cellules de la cMUT (fréquence de résonance, tension de collapse, bande passante, coefficient de couplage électro-mécanique) dans l'air et en immersion. Il est à préciser que tous les outils de caractérisation sont disposés sur des tables anti-vibrations actives évitant toutes perturbations mécaniques extérieures, mise en place incontournable pour l'étude de déplacement de l'ordre de quelques nanomètres.

Le microscope holographique digital (ou DHM pour "Digital Holographic Microscope") est tout d'abord présenté ainsi que les différentes données qui peuvent en être extraites. Le principe de fonctionnement de l'interféromètre Laser élaboré par nos soins est ensuite exposé, l'intégration d'un algorithme de démodulation numérique et des exemples des différentes mesures possibles concluent finalement cette partie. Enfin, le banc d'analyse d'impédance ainsi que les paramètres électro-mécaniques extraits finissent ce chapitre sur les outils de caractérisation.

4.1 Microscopie holographique digitale (DHM)

4.1.1 Description du dispositif

L'étude statique des cellules cMUT est primordiale pour la compréhension des phénomènes de déflexions initiales et de contraintes initiales. Le microscope holographique digital (DHM) développé par la société *Lyncée Tec SA* permet d'avoir une image en 3 dimensions de la cellule avec une résolution sub-nanométrique dans l'axe hors-plan. Cette technologie se base sur la création d'un hologramme par combinaison d'un faisceau cohérent de référence avec le faisceau réfléchi par la cellule cMUT [35] (voir figure 4.1(a)). Pour cela, un laser cohérent de longueur d'onde λ =652 nm est utilisée et les faisceaux sont recueillis sur une caméra CCD. Le traitement de cet hologramme (figure 4.1(b)) se fait ensuite numériquement : des images d'intensité et de phase en sont extraites. Alors que la première est l'équivalent d'une mesure de microscope optique classique, la seconde nous permet d'obtenir l'information hors-plan de la cellule étudiée.

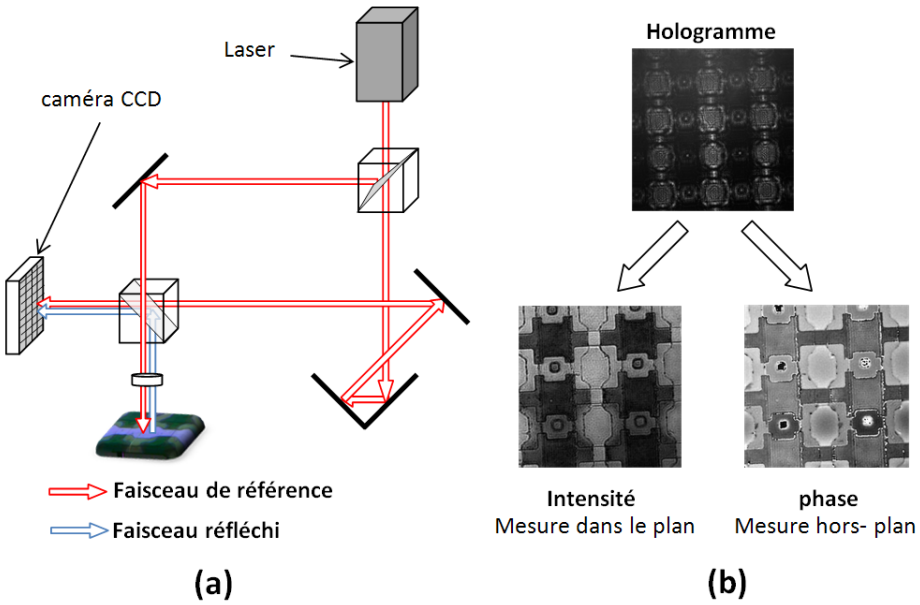

FIGURE 4.1 – (a) Schéma de principe du microscope holographique digital - (b) Principe de traitement de l'image holographique

Cette technologie nécessite toutefois une assez bonne réflectivité pour être efficace. Ainsi, sur les cellules cMUT, on s'attachera à toujours mesurer les parties métallisées des membranes. Elle permet de plus (données constructeurs) d'avoir une précision hors-plan de 0.1 nm avec une répétabilité de 0.01 nm. Le traitement de la phase nécessite de prendre des précautions pour l'interprétations des signaux : la longueur d'onde est normalement préjudiciable sur les sauts de phases mesurés et donc sur les marches du profil mesurés. Pour cela, la société *Lyncée Tec SA* a développé un procédé utilisant deux lasers de longueurs d'ondes différentes pour passer outre la limite de $\frac{\lambda}{2}$ possible avec l'utilisation d'un seul [68].

Dans la suite de la présentation de cet appareil, l'étude du profil statique est développée suivie d'une étude exploitant la capacité de large plan de vue du DHM pour étudier l'inhomogénéité des propriétés statiques sur un groupe de cellules.

4.1.2 Etude du profil statique des cellules

Dans cette partie, la simple acquisition en coupe du profil d'une cellule est tout d'abord étudiée (figure 4.2) [124]. Celle-ci permet d'extraire plusieurs données. En tout premier lieu, la déflexion initiale est facilement relevée. De part la conformité des différentes couches déposées, il est possible de déduire la hauteur de cavité de la cellule. Par contre, toutes ces mesures possèdent une erreur supplémentaire à l'incertitude intrinsèque de l'appareil. En effet, la rugosité des différentes couches déposées, au vu de l'ordre des mesures recherchées (de quelques nanomètres à quelques centaines de nanomètres), nécessite d'être prise en compte. Pour cela, un module dédié à la rugosité dans le logiciel d'acquisition du DHM nous permet de la déterminer. Cette mesure est effectuée sur les pads de connexion du capteur, nous offrant une surface suffisamment grande pour avoir une donnée représentative de la rugosité moyenne sur le wafer.

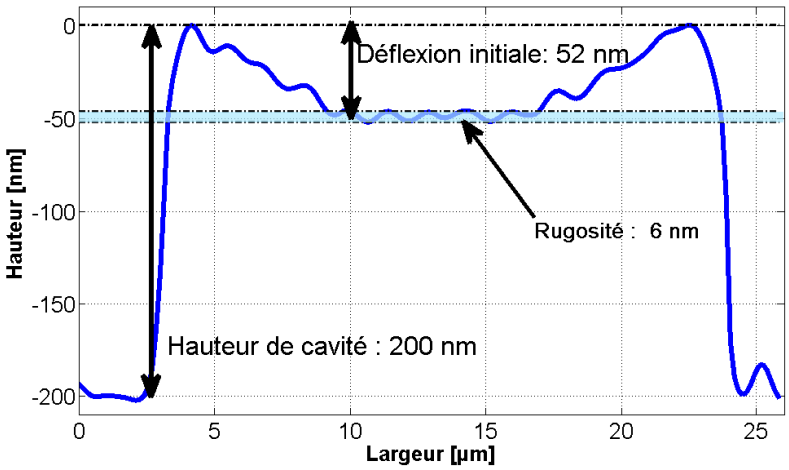

FIGURE 4.2 – Extraction des données sur la mesure d'une cellule cMUT (ici carrée de 20 μm de côté)

L'acquisition successive du profil de la membrane pour des tensions de polarisations différentes peut, de plus, être mise en œuvre (figure 4.3-(a)). Ainsi, en imposant un cycle croissant-décroissant de la tension de polarisation, il est possible d'extraire la courbe d'hystérésis de la déflexion en fonction de la tension de polarisation (figure 4.3-(b)). Celle-ci permet d'obtenir la tension de collapse de la membrane mais aussi la tension de snapback. Cette dernière correspond, lorsque la membrane est "collapsée" (au fond de la cavité), à la tension maximale de polarisation où la membrane va être relâchée et donc où la raideur de celle-ci est suffisante pour s'opposer à la pression électrostatique. Dans l'exemple présenté, les tensions de collapse et de snapback sont respectivement 45V et 27V. On peut de plus remarquer que, lors de l'effondrement de la membrane, la déflexion subie est inférieure à la mesure indirecte de la hauteur de cavité ($h_{GAP} \approx 200$ nm). Nous n'avons pas pour l'instant

d'explication de cette différence. Il est toutefois probable qu'une rugosité supplémentaire dans la cavité, due à l'excavation, et donc non mesurable avec le DHM, limite la hauteur effective de déplacement.

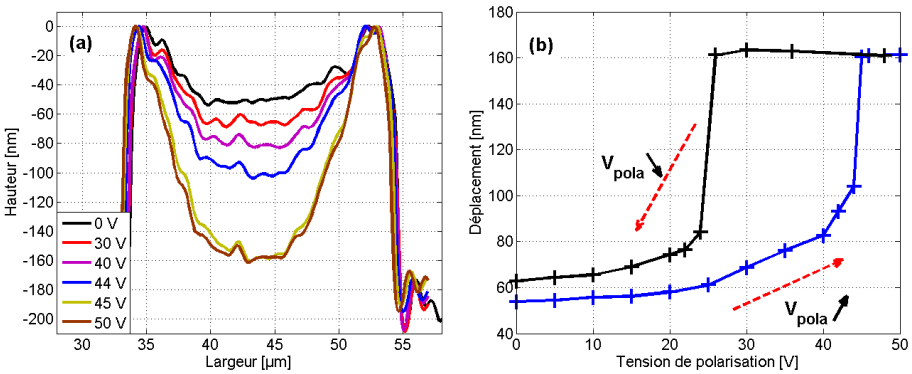

FIGURE 4.3 – (a) Evolution du profil d'une cellule carrée de 20 μm pour une augmentation de la polarisation - (b) Variation de la déflexion maximale en fonction de la tension de polarisation (bleu : montée, noire : descente)

4.1.3 Analyse de l'inhomogénéité dans une population de cMUTs

Cette dernière exploitation profite de la capacité de mesure en plan large (ici l'objectif 5x est utilisé) de l'appareil. En effet, le but est ici de contrôler l'homogénéité du comportement statique de plusieurs cellules. Pour cela, en augmentant progressivement la tension de polarisation de l'ensemble des membranes, on étudie le profil de toutes les membranes (figure 9.9).

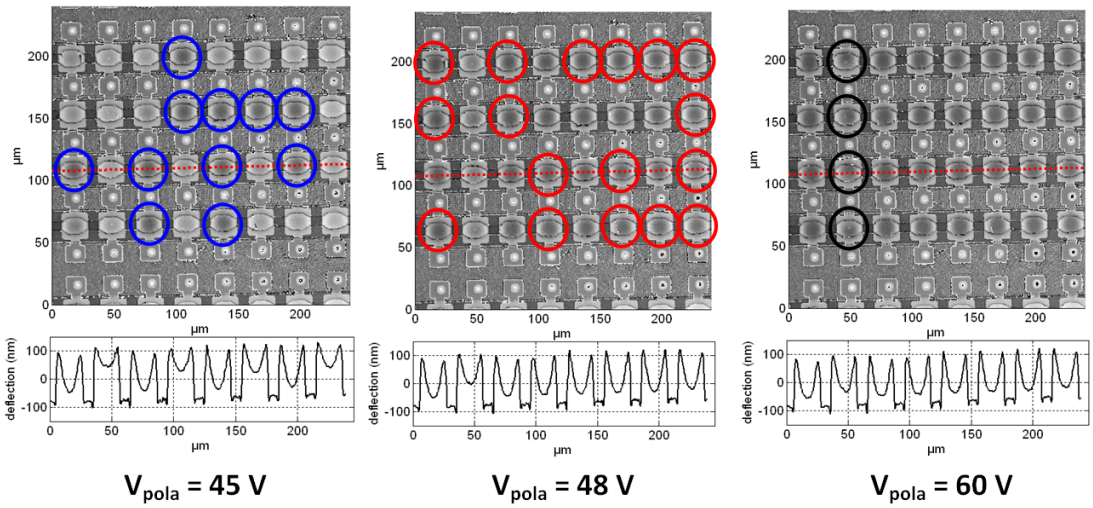

FIGURE 4.4 – Evolution de la tension de collapse dans une population de 32 cellules carrées de 20 μm de côté

Cette étude s'est faite sur 32 membranes carrées de 20 μm appartenant à un élément

d'une barrette échographique. Le comportement statique n'est ici pas homogène : 11 membranes s'effondrent à une tension de polarisation de 45V, 17 pour 48V et 4 pour 60V. De plus, la répartition de ces comportements n'est pas gaussienne et ne peux pas être considérée comme une variabilité statistique aléatoire "normale". De cette seule observation, il est délicat de trouver l'origine du phénomène. En effet, l'inhomogénéité peut être due à divers paramètres mécaniques et/ou électriques : non-homogénéité des couches, mauvaise répartition du potentiel électrique, etc. Il est du moins intéressant de voir les conséquences de cette inhomogénéité. Une mesure complémentaire du même élément de barrette a été faite par impédancemétrie (cf. chapitre 4.3). Celle-ci nous permet d'obtenir la courbe du coefficient de couplage électro-mécanique k_t en fonction de la tension de polarisation (figure 4.5).

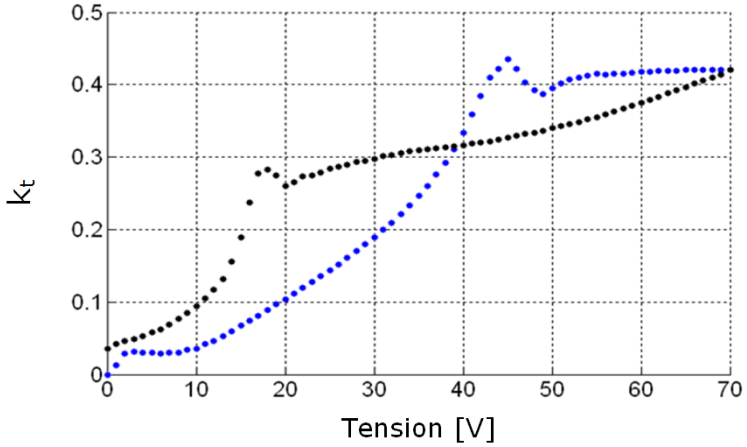

FIGURE 4.5 – Estimation du coefficient de couplage électro-mécanique par impédancemétrie de l'élément étudiée

On observe ici que le coefficient de couplage k_t maximum est relativement faible ($k_t = 0{,}42$). Ce faible couplage électro-mécanique est très bien expliquée par l'inhomogénéité mise en exergue dans l'étude précédente. On remarque par contre que la tension de collapse (48V) de l'élément correspond à la tension de collapse majoritairement observée dans l'étude précédente.

4.2 Interférométrie Laser hétérodyne

Pour l'ensemble des mesures dynamiques, l'utilisation d'un interféromètre est incontournable. De nombreuses équipes étudiant les cMUTs ont utilisé ce type de matériel pour déterminer le comportement dynamique des membranes. On peut citer notamment les travaux de Bayram et al. [8, 9, 103, 152]. Ils ont entrepris de valider leur modèle "éléments finis" et ont vérifié expérimentalement les potentialités d'un nouveau mode d'excitation du cMUT, le "Collapse Mode". Ils utilisent un interféromètre de type Mach-Zehnder fabriqué par la société *Polytec* qui permet des études entre 50 kHz et 30 MHz et mesure des déplacements maximaux de 75 nm. Caronti et al. ont concentré leurs études par interférométrie pour la compréhension des effets de couplages inter-membranes par le fluide [24, 23]. Enfin, Martinussen [88] propose un interféromètre "maison" permettant de mesurer des vibrations

jusqu'à 1GHz. Elle a donc étudié les modes supérieurs de vibrations des cMUTs, déterminé les facteurs de qualité de ces dispositifs et étudié l'impact de la température du milieu sur le comportement dynamique.

Notre démarche a été, de manière similaire à Martinussen et al., d'utiliser un interféromètre non commercial, développé en collaboration avec Daniel Royer [122] (voir schéma de principe, figure 4.6). Celui-ci est basé sur le fonctionnement d'un interféromètre de type Mach-Zehnder avec l'originalité de faire un double passage dans la cellule de Bragg à 70 MHz [132]. Ce double passage permet d'élever la porteuse du signal de sortie à 140 MHz au lieu de 70 MHz pour un simple passage, permettant d'élargir la gamme de fréquence mesurée jusqu'à 100 MHz. Le laser utilisée est un Hélium-Néon de longueur d'onde $\lambda = 632.8$ nm et l'utilisation d'objectif 10x LWD (Long Distance Working) nous permet d'obtenir une distance de travail de 34 mm nécessaire pour la mise en place des micro-pointes alimentant le dispositif. La sensibilité de la photo-diode est de $10^{-4}\text{nm}/\sqrt{Hz}$. L'échantillon mesurée est de plus installée sur une table de translation 3 axes, qui, commandée par une liaison GPIB et synchronisée avec l'acquisition de l'oscilloscope, permet de reconstruire le déplacement d'un ensemble de points de l'échantillon.

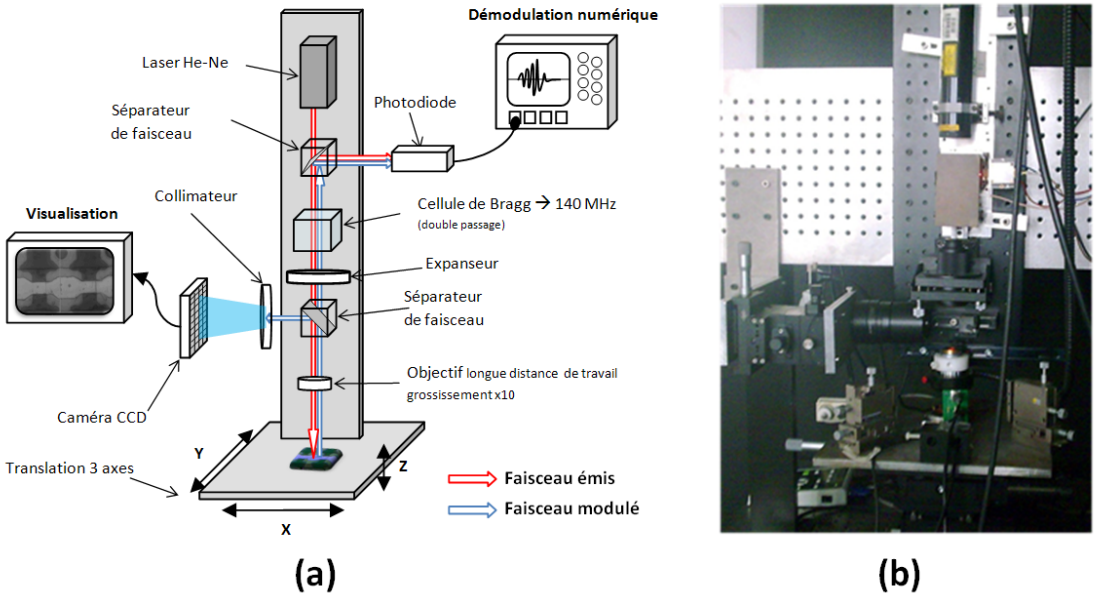

FIGURE 4.6 – Schéma (a) et photographie (b) du banc d'interférométrie laser hétérodyne

En sortie de la photodiode, on obtient un courant $i(t)$ de la forme :

$$i(t) = I sin(2\pi f_B t + \Delta\varphi(t)) \tag{4.1}$$

avec

I l'amplitude du courant,

$f_B = 140$ MHz la fréquence de la porteuse de la cellule de Bragg,

$\Delta\varphi(t)$ la modulation de phase du signal t.

La plupart de nos dispositifs étant dédiés à des applications en immersion, il a été entrepris de les étudier dans les mêmes conditions. C'est pourquoi on mesure le mouvement de la membrane plongée dans de l'huile végétale (pour éviter les problèmes de court-circuit entre électrodes de masse et de signal par la face avant). Les taches focales dans l'air et l'huile ont été respectivement mesurées à 3.6 et 3.2 μm. On considère que l'interaction acousto-optique dans l'huile est négligeable. Ainsi, la modulation de phase de l'intensité à la sortie de la photodiode est proportionnelle au déplacement mécanique de la membrane [26] :

$$\Delta\varphi(t) = \frac{4\pi}{\lambda_0} n_0 w(t) \tag{4.2}$$

avec

λ_0 la longueur d'onde du laser,

n_0 l'indice optique du milieu (n_0=1.47 pour l'huile d'olive [58]),

$w(t)$ le mouvement de la membrane à un instant t.

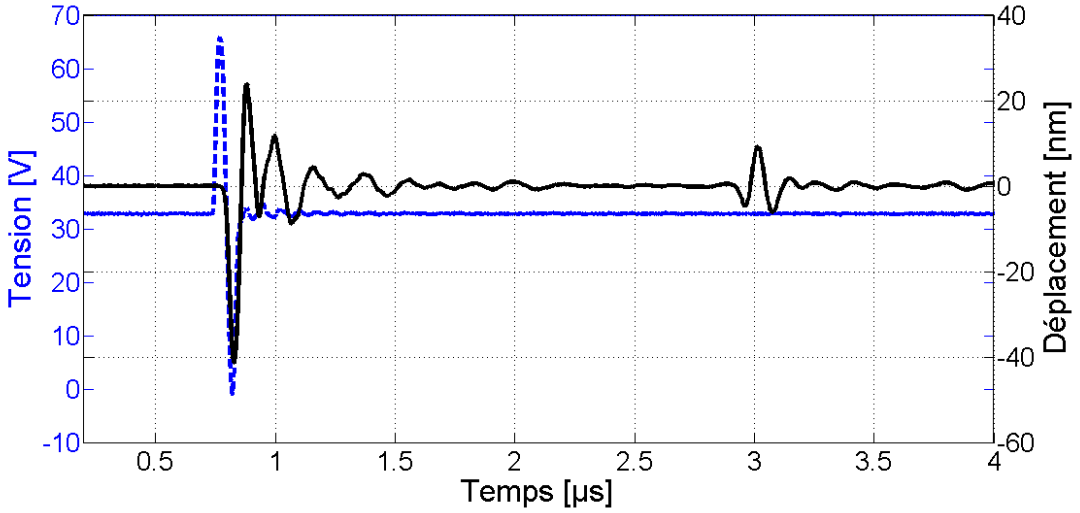

FIGURE 4.7 – Etude d'une cellule carrée de 20μm de côté dans l'huile par interférométrie en "grands signaux" - **bleu :** excitation appliquée - **noire :** réponse au centre de la cellule

Une grande partie des mesures mises en œuvre présentent de larges amplitudes. Ainsi, il a été nécessaire d'utiliser une démodulation numérique de la phase pour ces mesures. En effet, avec une démodulation analogique classique, on considère la modulation de phase inférieure à 30 degré ($sin\Delta\varphi = \Delta\varphi$) ce qui entraine des déplacements maximaux mesurables dans l'air et l'eau respectivement de 26.3 et 19 nm. Afin de s'affranchir de cette approximation, la démarche que nous avons utilisée est de traiter directement le signal de sortie de la photodiode et d'en extraire numériquement la modulation de la phase par un algorithme que nous avons intégré dans l'oscilloscope. L'algorithme utilisé est un classique

de la démodulation numérique qui consiste à tout d'abord dérouler la phase en fonction du temps, puis calculer et supprimer sa pente. Cet algorithme est programmé sous *Matlab* et ensuite intégré dans un oscilloscope numérique *Lecroy* à l'aide de la fonction *xdev*. Ainsi, le traitement numérique est effectué en temps réel, ce qui, couplé avec une fonction de moyennage de signaux, permet d'obtenir un meilleur rapport signal sur bruit qu'avec un traitement post-mesure. Une mesure en grands signaux dans l'huile est présenté figure 4.7. L'excitation est ici un cycle centrée à 10 MHz de 66 V_{pp} avec une polarisation à 33V. On observe ici la présence de l'écho de surface de l'huile réexcitant la membrane. Ceci souligne l'importance d'une épaisseur d'huile suffisante afin d'éviter toutes interactions entre la première réponse et son écho. De nombreuses autres mesures temporelles dans l'huile en grands signaux sont présentées dans les chapitres III et IV.

Enfin, en couplant l'interféromètre avec un analyseur de réseau (*Agilent 5100*), on peut étudier la réponse harmonique en tout point de la cellule. Un exemple d'application est présenté figure 4.8. Ainsi, en utilisant le balayage, il est possible d'extraire les profils 3D aux différents modes de vibration de la membrane (figure 4.8(b) et (c)).

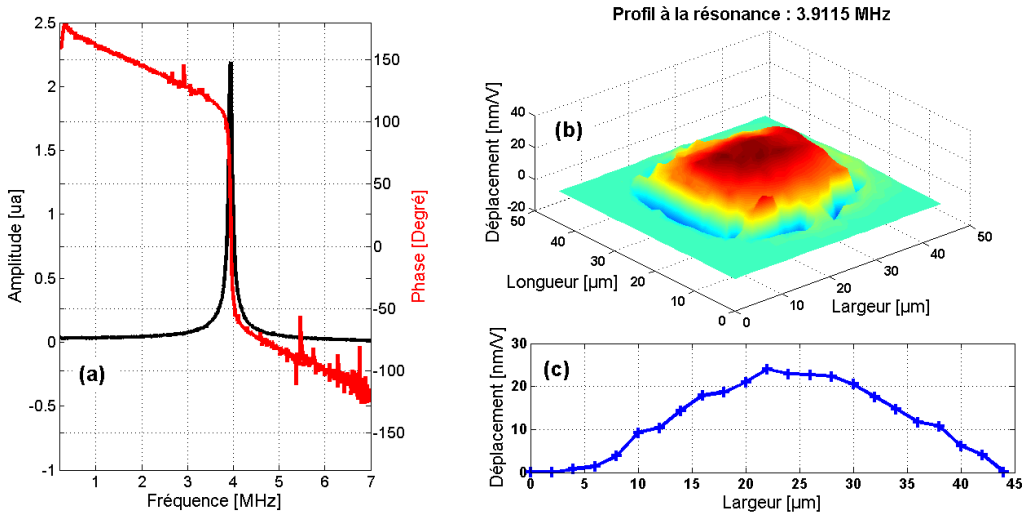

FIGURE 4.8 – Etude d'une cellule carrée de 40μm de côté dans l'air par interférométrie couplée avec l'analyseur de réseau - (a) module et phase de la réponse harmonique au centre de la cellule - (b) profil 3D à la résonance - (c) coupe à la résonance

4.3 Impédancemétrie

La mesure par impédancemétrie permet d'obtenir de nombreux paramètres électromécaniques pour un ensemble de cellules cMUT. Elle présente l'avantage d'avoir une mise en œuvre simple qui en fait l'outil majeur lors de larges campagnes de mesures. Le matériel utilisé pour cette caractérisation est le suivant :

– un analyseur d'impédance HP4294A possédant une gamme de fréquence de

40Hz à 110 MHz,
- une sonde active de mesure d'impédance HP4294A1,
- une alimentation de tension continue (Motech) permettant d'atteindre des tensions d'entrée jusqu'à 250 V,
- Une enceinte d'isolation CEM (Compatibilité Electro-Magnétique) permettant d'éviter toutes sources de bruit électro-magnétique extérieures.
- un circuit de découplage pour l'alimentation DC/AC du capteur.

La première étape à chaque utilisation de l'appareil est la calibration en 3 acquisitions classiques (circuit ouvert, fermé, et en charge 50 Ω) de l'appareil. Cette calibration est évidemment faite au plus proche de la mesure (intégration du circuit de découplage et des micro-pointes de contact). Il s'ensuit un protocole de vérification de celle-ci par une acquisition de 50 signaux pour la mesure en charge. Le rapport signal sur bruit (SNR) en est déduit et on considère arbitrairement que la calibration est valide pour un SNR supérieur à 70 dB.

Le protocole de mesure est donc l'acquisition, pour chaque valeur d'un vecteur de tensions de polarisation appliquée par l'alimentation DC (Direct Current) commandée par liaison GPIB, des mesures des parties réelles et imaginaires de l'impédance du dispositif.

Les données brutes extraites de ces deux vecteurs sont les suivantes :

1. la fréquence de résonance électrique f_r^{elec} qui correspond au maximum de la partie réelle de l'admittance,
2. la fréquence d'anti-résonance électrique f_a^{elec} (résonance mécanique de la membrane) qui correspond au maximum de la partie réelle de l'impédance,
3. les capacités basse fréquences (C_{BF}) et hautes fréquences (C_{HF}),

De plus, de ces données, on peut extraire le coefficient de couplage électro-mécanique k_t tel que :

$$k_t = 1 - \frac{C_{HF}}{C_{BF}} = 1 - \left(\frac{f_a^{elec}}{f_r^{elec}}\right)^2 \tag{4.3}$$

En pratique, la détermination automatique des capacités étant moins aléatoire que celle des fréquences, c'est la première relation de cette équation qui sera utilisée.

Afin d'illustrer ce type de caractérisation, on se propose d'étudier un élément d'une sonde cMUT dédiée à l'échographie. Celui-ci est composée de 4 colonnes de cellules carrées de 20 μm de côté disposées en une centaine de lignes. La figure 4.9 représente la partie réelle de l'impédance (a), la capacité basse fréquence (b) et le k_t déduit du calcul avec les capacités (c).

Avec la figure 4.9(a), on observe bien l'effet de softening introduit dans le chapitre 1.2 qui diminue la fréquence de résonance du système en fonction de la tension de polarisation. De plus, on remarque l'existence de deux pics qui montre bien l'effet dynamique de l'inhomogénéité des membranes. Enfin, on remarque qu'une fois la tension de collapse atteinte, les fréquences de résonances augmentent fortement : ce phénomène correspond à la vibration des bords non-collés des membranes. On remarque que la capacité basse-fréquence augmente progressivement avec la tension de polarisation. Une fois la tension de

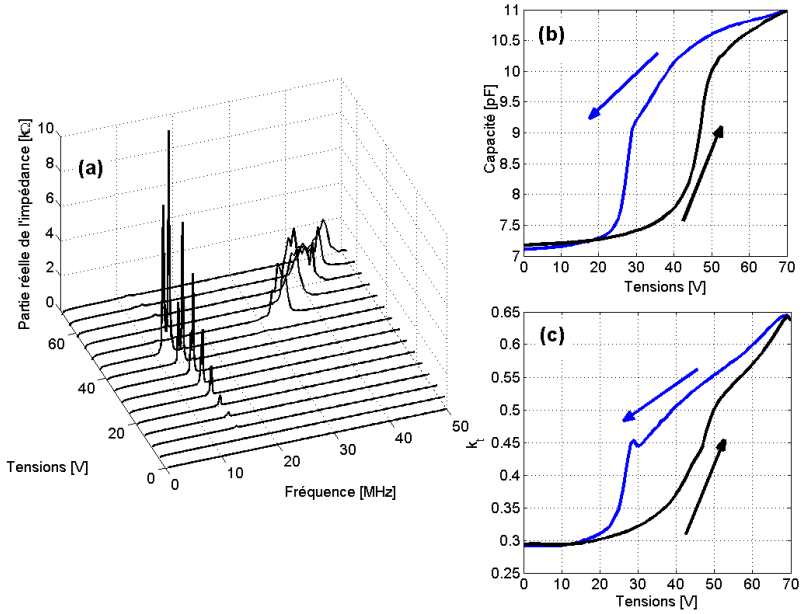

FIGURE 4.9 – Mesure d'impédance d'un élément de sonde cMUT dans l'air - (a) variation de la partie réelle de l'impédance en fonction de la tension de polarisation (phase ascendante) - (b) variation de la capacité basse fréquence sur un cycle complet montée-descente de la tension de polarisation - (c) variation du k_t sur un cycle complet montée-descente de la tension de polarisation

collapse atteinte, la pente de la courbe de la capacité change sans pourtant devenir nulle. De plus, lors de la phase descendante de tension, le phénomène de snapback n'est pas franc et est plus progressif que celui observé sur une cellule avec le DHM (voir figure 4.3). Ces deux phénomènes s'expliquent par la conjonction d'une part d'une diminution progressive des surfaces de contact avec l'électrode inférieure de chacune des cellules des éléments et d'autre part d'une inhomogénéité du comportement des cellules de l'élément étudiée. La courbe de k_t (figure 4.9(c)) en fonction de la tension de polarisation montre des tendances similaire à la courbe de capacité.

Le même élément est cette fois-ci caractérisé dans l'huile (figure 4.10). On observe ici les mêmes tendances des courbes de capacité (b) et k_t (c) que précédemment. On pourra remarquer que le chargement du fluide a pour effet de raidir les fronts montants des deux courbes. Par contre, il est difficile ici de parler de fréquence de résonance (courbe (a)) mais plutôt de fréquence centrale et, de surcroît, de bande passante. On observe que la fréquence de résonance, qui était initialement dans l'air de l'ordre de 14 MHz, se retrouve décalé vers 5-6 MHz et que, finalement, dans l'huile, l'effet de softening n'est plus visible sur la courbe 4.10-(a).

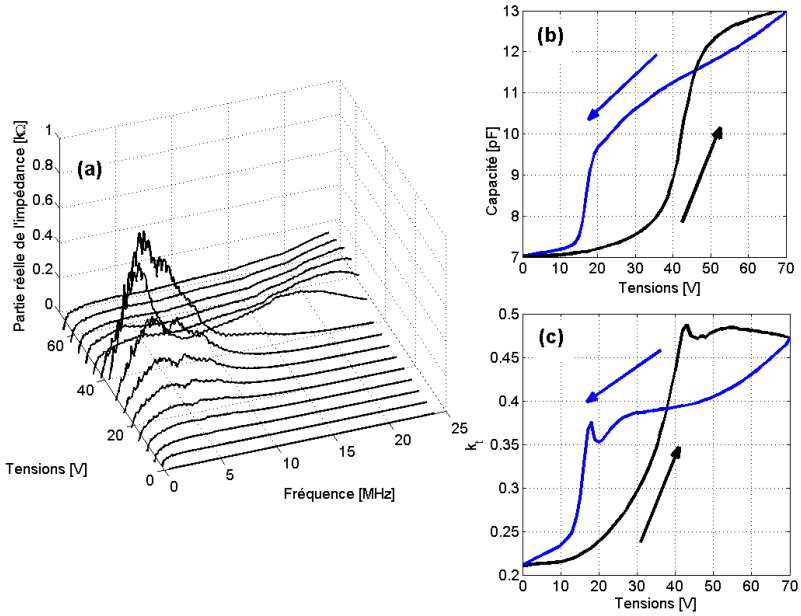

FIGURE 4.10 – Mesure d'impédance d'un élément de sonde cMUT dans l'huile - (a) variation de la partie réelle de l'impédance en fonction de la tension de polarisation (phase ascendante) - (b) variation de la capacité basse fréquence sur un cycle complet montée-descente de la tension de polarisation - (c) variation du k_t sur un cycle complet montée-descente de la tension de polarisation

Chapitre 5

Conclusion

Dans cette première partie, le principe général de fonctionnement des dispositifs cMUT a été exposé en s'appuyant sur un modèle analytique 1D. Les paramètres principaux de comportement ont ainsi été discriminés (tension de collapse, coefficient de couplage électromécanique, fréquence de résonance).

Un état de l'art des procédés de fabrication a ensuite été présenté. Les deux grandes familles de procédés (micro-usinage de surface et scellement de substrats) ont été décrites, complétées des différentes optimisations dont elles ont fait l'œuvre. Le procédé mis en place par nos partenaires (LMP et STMicroelectronics), s'appuyant sur des motivations de faible coût et d'industrialisation, a ensuite été présenté.

Une revue des applications aujourd'hui abordées avec les technologies cMUTs a fait l'objet d'une profonde investigation. Nous avons pu voir que de nombreux domaines ont été étudiés. L'imagerie médicale reste pourtant aujourd'hui la principale motivation dans le développement des cMUTs et c'est d'ailleurs dans ce cadre que nous travaillons principalement aujourd'hui.

Dans un dernier chapitre, l'ensemble des outils de caractérisation que nous avons utilisé pour ce travail de thèse a été présenté. Ainsi, nous avons pu voir que, tant d'un point de vue statique que dynamique, il nous est possible d'étudier les cMUTs de l'échelle de la membrane à celle du capteur en tant que tel. Entre autres, une attention particulière a été portée au microscope holographique digital qui est, encore aujourd'hui, un outil assez méconnu dans la communauté MEMs, permettant des mesures statiques hors plan relativement précises (de l'ordre du nanomètre) et offrant la possibilité de travailler de l'échelle de la membrane à celle d'un élément de barrette. Une présentation de notre banc d'interférométrie laser hétérodyne a de plus été faite et nous avons montré que les capacités de celui-ci en terme de gammes de fréquences et d'amplitudes sont actuellement plus performantes que celles offertes par les appareils commerciaux.

Deuxième partie

Modélisation et analyse des phénomènes intrinsèques à la fabrication

Chapitre 6

Introduction

Les modèles prédictifs de comportements sont aujourd'hui incontournables dans les différentes étapes de conception des MEMS (figure 6.1). De nombreuses équipes ont consacré une grande partie de leur recherche à la simulation des cMUTs. L'utilisation de ces modèles est d'ailleurs rattachée à plusieurs étapes clés de la fabrication de ces dispositifs.

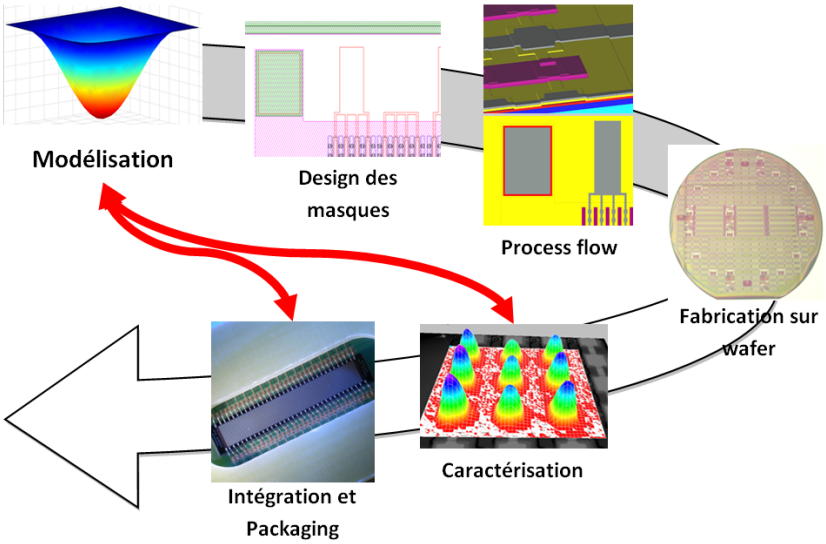

FIGURE 6.1 – Présentation des différentes étapes de fabrication des cMUTs

Les outils de simulation sont utilisés en tout premier lieu pour l'élaboration et la conception du dispositif et servent alors au dimensionnement, de la géométrie de la cellule jusqu'à celle du capteur. Ils jouent de plus un rôle prédominant dans la compréhension des phénomènes observés lors de la caractérisation, permettant de mettre en place une optimisation de ces dispositifs dans l'éventualité d'une seconde phase de fabrication.

Cette partie tend à identifier les différents domaines de la physique entrant en jeu dans la modélisation des transducteurs cMUTs. Le modèle prédictif du comportement d'une cellule, développé dans notre équipe, sera ensuite décrit. Ce dernier repose sur une

résolution de l'équation des plaques minces multi-couches par une méthode de différences finies, avec une prise en compte de la discontinuité. On s'attachera alors à le confronter à un modèle de type "Éléments finis" afin d'évaluer les limites de validité de notre modèle. Une dernière partie présentera l'impact des contraintes initiales sur le comportement de la cellule cMUT. Une évaluation de la valeur de la précontraintes globales dans la membrane sera exposée et une discussion sur l'influence des précontraintes dans chacune des couches permettra à la fois d'identifier les causes des importantes déflexions initiales observées sur certains de nos dispositifs et de proposer des solutions afin de les réduire.

Chapitre 7

Phénomènes physiques mis en jeu

Cette partie a pour but d'introduire les lois élémentaires de comportement des cMUTs. Les équations de l'électrostatique, qui sont à l'origine des forces d'actionnement de ces micro-systèmes, sont en premier lieu décrites ainsi que les hypothèses simplificatrices qui peuvent être conduites dans le cas des dispositifs qui nous intéressent.

Les membranes réalisées dans les micro-systèmes, de part leur géométrie, obéissent naturellement aux lois de comportement des plaques. Toutefois, selon l'épaisseur et l'amplitude des déformations mises en jeu, il existe différentes théories qu'il nous semble important de rappeler afin de définir correctement les hypothèses sur lesquelles s'appuie notre modèle. Par ailleurs, si ces mêmes hypothèses sont valables dans le cas de dispositifs fabriqués par un procédé de micro-usinage de surface, il est clair qu'elles doivent être remises en question dès lors que le procédé est modifié (cas des techniques de wafer bonding) ou que l'utilisation du cMUT impose de travailler avec des amplitudes de déformation égales voire supérieures à l'épaisseur de la membrane (application ultrasons de forte intensité).

La prise en compte du fluide en face-avant est ensuite présentée. Celle-ci consiste à prendre en compte le couplage des membranes avec le fluide en calculant la pression rayonnée sur une cellule par l'ensemble de ses voisines. Un état de l'art des différentes méthodes utilisées pour la simulation des technologies cMUTs et les équations fondamentales de l'acoustique utilisée dans nos modèles seront présentés.

Le dernier volet de ce paragraphe s'intéresse à l'impact d'un fluide piégé dans la cavité arrière (cas de cellules non scellées) où nous introduisons la notion d'amortissement par effet thermo-visqueux du film d'air (" squeezed film effect ").

7.1 Force électrostatique

Dans la plupart des MEMS à actionneurs électrostatiques, on assimile le micro-système à un condensateur plan à face parallèle. Dans ce cas, on considère que les forces électrostatiques sont produites entre 2 éléments conducteurs séparés d'une distance h_{GAP} par un milieu diélectrique isolant. Dans cette partie, on considérera pour la cellule cMUT que le diélectrique est le vide de permittivité $\epsilon_0 = 8.854.10^{-12}$ F/m.

On exprime tout d'abord le potentiel électrostatique entre les deux plaques du conden-

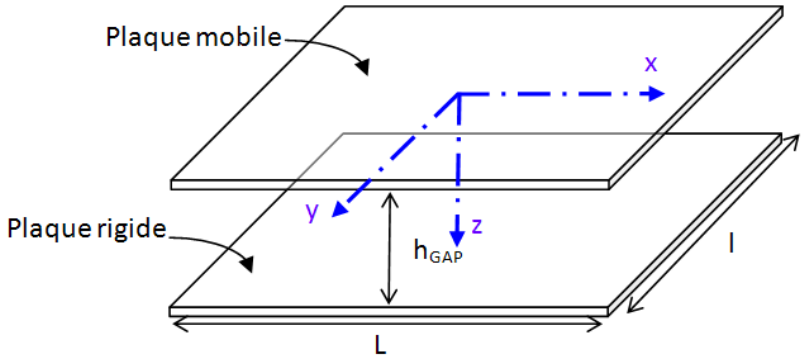

FIGURE 7.1 – Géométrie du condensateur plan idéal

sateur dans le système d'axe (x', y', z') :

$$\nabla^2\Phi = 0 \quad , \tag{7.1}$$

$$\Phi(x', y', h_{GAP}) = 0 \quad , \quad x' \in [-L/2, L/2] \; et \; y' \in [-l/2, l/2] \tag{7.2}$$

$$\Phi(x', y', w') = V.f(w'/h_{GAP}) \quad , \quad x' \in [-L/2, L/2] \; et \; y' \in [-l/2, l/2] \tag{7.3}$$

où w' correspond au déplacement en z' de la membrane mobile et ∇^2 est l'opérateur Laplacien tel que $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2}{\partial y'^2} + \frac{\partial^2}{\partial z'^2}$. La fonction f représente le fait que la différence de charge entre les deux plaques dépend du déplacement w'. Le déplacement w', lui, est supposé satisfaire l'une des équations de la mécanique présentées dans le chapitre 7.2.

On introduit alors le changement de variable non-dimensionnelle présenté par Pelesko et al. [111],

$$\phi = \frac{\Phi}{V} \; , \; w = \frac{w'}{h_{GAP}} \; , \; x = \frac{x'}{L} \; , \; y = \frac{y'}{l} \; , \; z = \frac{z'}{h_{GAP}} \tag{7.4}$$

En les substituant dans les équations (7.1),(7.2) et (7.3), on obtient alors :

$$e^2\left(\frac{\partial^2\phi}{\partial x^2} + a^2\frac{\partial^2\phi}{\partial y^2}\right) + \frac{\partial^2\phi}{\partial z^2} = 0 \quad , \tag{7.5}$$

$$\phi(x, y, 1) = 0 \quad , \quad x \in [-1/2, 1/2] \; et \; y \in [-1/2, 1/2] \tag{7.6}$$

$$\phi(x, y, w) = f(w) \quad , \quad x \in [-1/2, 1/2] \; et \; y \in [-1/2, 1/2] \tag{7.7}$$

avec $e = h_{GAP}/L$ et $a = L/l$. On peut de plus considérer que la différence de potentiel est constante (V) et donc que $f(w) = 1$.

On exprime alors l'énergie potentielle électrostatique U_{elec} comprise entre les deux plaques du condensateur :

$$U_{elec} = \frac{\epsilon_0 V^2}{2}\int_v \left|\vec{E}\right|^2 dv \tag{7.8}$$

avec $\vec{E}$ le champ électrostatique tel que

$$\vec{E} = -\nabla\phi \tag{7.9}$$

∇ est alors l'opérateur gradient.

On déduit ensuite l'expression de la force F_{elec} générée par le champ de potentiel électrostatique de l'équation (7.8) :

$$F_{elec} = -\nabla U_{elec} = -\frac{\epsilon_0 V^2}{2} |\nabla\phi|^2 \tag{7.10}$$

Pour déterminer la force électrostatique appliquée à la plaque mobile, il suffit de résoudre l'équation (7.5) du potentiel électrostatique ϕ. Il est possible de déterminer numériquement ce potentiel en utilisant les éléments finis. Néanmoins, généralement, certaines approximations permettent de résoudre analytiquement le problème. L'une des plus courantes est de considérer que l'épaisseur du gap est très inférieure aux longueur et largeur de la plaque, ce qui implique que les lignes de forces restent parallèles et que les effets de bords électrostatiques sont négligeables. Cette hypothèse permet donc de dire que :

$$\frac{\partial^2\phi}{\partial z^2} = 0 \tag{7.11}$$

L'expression de la force électrostatique devient alors :

$$F_{elec} = -\frac{S\epsilon_0 V^2}{2h_{GAP}^2(1-w^2)} \tag{7.12}$$

avec $S = L \times l$ la surface de l'électrode supérieure.

Cette expression est en fait l'expression d'un condensateur plan à face parallèle utilisée précédemment (équation (1.4) dans le chapitre 1.2).

Afin de prendre en compte les effets de bords électrostatiques, certains auteurs [96] ont proposé d'intégrer une capacité normalisée C_n qui permet d'inclure ces effets. Ainsi, si on considère une plaque carrée de côté l (ici $S = l^2$), pour une tension appliquée V,

$$C = \frac{\epsilon_0 S}{h_{GAP}} \ ; \ Q = CV \tag{7.13}$$

On exprime la capacité $\tilde{C}$ telle que $\tilde{C} = CC_n$ avec

$$\begin{cases} C_n = 1 + 4.246\vartheta & , \ 0 \leq \vartheta < 0.005 \\ C_n = 1 + \sqrt{11.0872\vartheta^2 + 0.0001097} & , \ 0.005 \leq \vartheta < 0.05 \\ C_n = 1 + 1.9861\vartheta^{0.8258} & , \ \vartheta \geq 0.05 \end{cases} \tag{7.14}$$

où $\vartheta = h_{GAP}/l$. Les constantes ont été extraites par une analyse par régression de données numériques. Nishiyama et al. [96] ont ensuite validé leur modélisation en les comparant à des données expérimentales. A partir de ces équations, on peut facilement intégrer les effets de bords dans l'expression de la force électrostatique :

$$F_{elec} = -\frac{1}{2} C_n \frac{\epsilon_0 S V^2}{h_{GAP}^2 (1 - w^2)} \tag{7.15}$$

Certains auteurs [95] ont adapté cette démarche pour des gaps non-uniforme en utilisant une distribution de condensateurs élémentaires.

7.2 Mécanique de la membrane

7.2.1 Introduction

La modélisation d'une cellule cMUT se base principalement sur l'étude d'une plaque en flexion. Les plaques font l'objet depuis le 19e siècle de nombreuses études. Au-delà même de la théorie des milieux continus, des modèles ont été proposés afin de réduire le nombre de degré de liberté et l'ordre de résolution, simplifiant ainsi fortement la mise en œuvre du problème. On peut ainsi distinguer trois grandes théories de flexion des plaques : la théorie des membranes, des plaques minces (ou Kirchhoff-Love) et celle des plaques épaisses (dite de Reissner-Mindlin). Comme nous le montre la figure 7.2, le domaine de validité de chaque théorie dépend du rapport entre l'épaisseur et la largeur de la plaque.

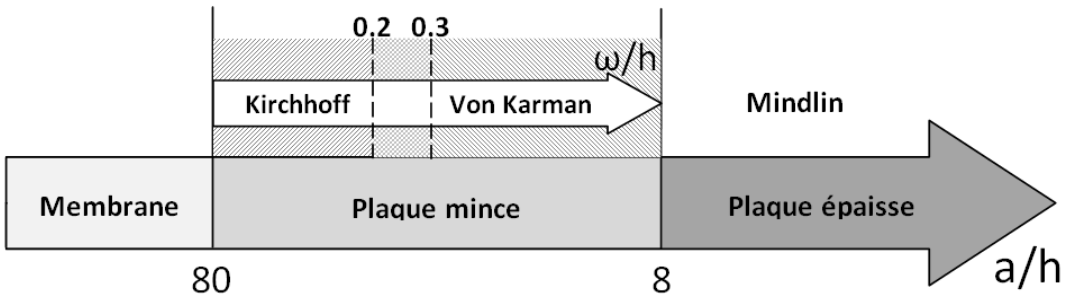

FIGURE 7.2 – Domaine de validation des différentes théories pour modéliser la membrane du cMUT où a, h et ω sont respectivement la plus petite dimension latérale, l'épaisseur et la déflexion maximale de la membrane

Suivant les dimensions des structures à étudier, il est facile de déterminer quelle théorie utiliser. Suivant l'application visée (et donc la fréquence de résonance recherchée), on peut déterminer le modèle le plus adapté à la modélisation des cMUTs. En effet, pour des fréquences basses, typiquement sonores, on utilisera plutôt la mécanique de la membrane où la rigidité en flexion est négligeable devant la contrainte appliquée à ses bords (la mécanique de la membrane est une analogie en deux dimensions de la théorie de la corde vibrante). De même, pour des fréquences de travail très élevées (au-delà de 50 MHz dans l'eau), la théorie des plaques épaisses sera préférable car elle nécessite de prendre en compte le cisaillement transverse de la plaque. Dans tous les autres cas, la théorie des plaques minces reste la plus adaptée (et aussi la plus simple à mettre en œuvre). On peut néanmoins remarquer

que pour des grandes déflexions (supérieures à 30% de l'épaisseur globale de la plaque), il est alors nécessaire d'augmenter l'ordre de résolution du problème et donc d'utiliser les équations de Von Karman. Ce cas particulier peut s'appliquer notamment dans le cas de la transduction dans l'air ou pour la thérapie ultrasonore où les amplitudes de déflexions sont généralement très élevées.

Cette partie a donc pour but de présenter les différentes théories utilisables dans la modélisation de la cellule cMUT. La théorie classique des multi-couches (ou stratifiée) qui est une extension de la théorie de Kirchhoff-Love est aussi introduite. En effet, la structure même de la partie mobile du cMUT (membrane+électrode) nécessite la mise en place de ce type de modèle. Afin d'exposer simplement les différentes théories, la mise en place des équations de comportement à l'équilibre statique, pour chaque modèle, sera établie.

7.2.2 Théorie de Kirchhoff-Love - Le modèle d'une plaque mince

La théorie des plaques minces énoncée par Love en 1888 se base sur les hypothèses de Kirchhoff initiées dans sa thèse en 1830. Elle reprend en fait la théorie des poutres d'Euler-Bernoulli étendue aux cas des plaques. C'est une théorie se basant sur un schéma de 1er ordre du déplacement, considérant un fort rapport de forme entre l'épaisseur et les autres longueurs de la plaque (notion de plaque mince) et considérant des petites déflexions par rapport à l'épaisseur.

7.2.2.1 Hypothèses de Kirchhoff

Les hypothèses énoncées par Kirchhoff sont les suivantes [138] :

1. Le matériau de la plaque est élastique, homogène et isotrope.
2. La plaque est initialement plate.
3. La déflexion (composante normale du vecteur déplacement) du plan moyen est petite comparée à l'épaisseur de la plaque. La pente de la surface défléchie est ainsi très faible et le carré de la pente négligeable.
4. Les sections droites initialement normales au plan moyen (ou plan neutre) avant la flexion restent droites et normales au plan moyen durant la déformation et la longueur de celles-ci ne varie pas. La déformation en cisaillement transverse peut ainsi être négligée.
5. La composante de la contrainte dans la direction transversale σ_{zz} peut être négligée en comparaison aux autres composantes de la contrainte.

7.2.2.2 Formulation du problème

Pour illustrer la théorie des plaques minces, on considère ainsi une plaque d'épaisseur h petite devant ses dimensions latérales. Cette plaque est faite d'un matériau isotrope de module d'Young E et de coefficient de Poisson ν. Dans cette théorie, on étudie la flexion de la plaque au niveau de son plan moyen (ou neutre) (cf. figure 7.3) .

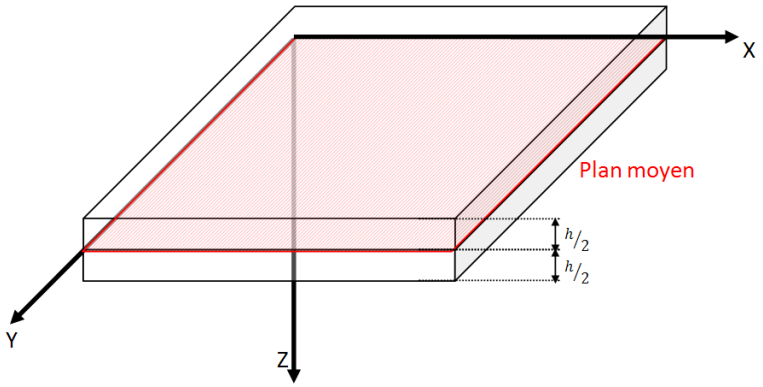

FIGURE 7.3 – Plaque mince dans le domaine cartésien

Le champ de déplacement suit un schéma du 1er ordre :

$$u(x,y,z,t) = u_0(x,y,t) - z\frac{\partial w}{\partial x} \tag{7.16}$$

$$v(x,y,z,t) = v_0(x,y,t) - z\frac{\partial w}{\partial y} \tag{7.17}$$

$$w(x,y,z,t) = w(x,y,t) \tag{7.18}$$

où u, v et w sont respectivement les composantes du déplacement en x, y et z du plan moyen et u_0, v_0 et w_0, les composantes de sa position initiale. On peut remarquer que la théorie des plaques minces est une théorie de mécanique linéaire.

7.2.2.3 Champ des déformations

On en déduit ainsi le champ des déformations suivant :

$$\epsilon_{xx} = \frac{\partial u_0}{\partial x} - z\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \tag{7.19}$$

$$\epsilon_{yy} = \frac{\partial v_0}{\partial y} - z\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \tag{7.20}$$

$$\epsilon_{zz} = \frac{\partial w_0}{\partial z} = 0 \tag{7.21}$$

$$\gamma_{xy} = 2\epsilon_{xy} = \frac{\partial u_0}{\partial y} + \frac{\partial v_0}{\partial x} - 2z\frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \tag{7.22}$$

$$\gamma_{yz} = 2\epsilon_{yz} = \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial w_0}{\partial y} \tag{7.23}$$

$$\gamma_{xz} = 2\epsilon_{xz} = \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial w_0}{\partial x} \tag{7.24}$$

En se référant à la quatrième hypothèse de Kirchhoff, les déformations en cisaillement transverse peuvent être négligées, ainsi

$$\gamma_{yz} = 0 \tag{7.25}$$
$$\gamma_{xz} = 0 \tag{7.26}$$

On peut alors réécrire le vecteur de déformations sous la forme suivante :

$$\epsilon = \epsilon^0(x,y) + z\kappa(x,y) \tag{7.27}$$

avec $\epsilon^0(x,y)$ la matrice des déformations en membrane telle que :

$$\epsilon^0(x,y) = \begin{bmatrix} \epsilon^0_{xx} \\ \epsilon^0_{yy} \\ \gamma^0_{xy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial u_0}{\partial x} \\ \frac{\partial v_0}{\partial y} \\ \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_0}{\partial y} + \frac{\partial v_0}{\partial x}\right) \end{bmatrix} \tag{7.28}$$

et $\kappa(x,y)$ la matrice des courbures telle que :

$$\kappa(x,y) = \begin{bmatrix} \kappa_{xx} \\ \kappa_{yy} \\ \kappa_{xy} \end{bmatrix} = -\begin{bmatrix} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \\ \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \\ \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \end{bmatrix} \tag{7.29}$$

7.2.2.4 Champ de contraintes

On utilise la loi de Hooke généralisée pour un matériau isotrope pour en déduire le champ de contraintes.

$$\sigma(x,y) = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{xy} \end{bmatrix} = \frac{E}{1-\nu^2} \begin{bmatrix} 1 & \nu & 0 \\ \nu & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1-\nu}{2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} \\ \epsilon_{yy} \\ \gamma_{xy} \end{bmatrix} \tag{7.30}$$

7.2.2.5 Equation constitutive de la plaque mince

On choisit ensuite d'utiliser un formalisme en forces et moments résultants équivalents. Ici, on intègre suivant l'épaisseur les différentes composantes de la contrainte. Ce formalisme permet d'illustrer simplement les phénomènes car il fait une analogie avec la mécanique du solide lorsque des forces et des moments extérieurs sont appliqués. Afin de bien comprendre la mise en œuvre de ces forces et moments, un schéma explicatif les représentant est donné en figure 7.4.

On peut définir les composantes N_x, N_y et N_{xy} comme les résultantes par unité de longueur des contraintes normales (suivant x et y) et des contraintes de cisaillement dans le plan xy. On exprime le champ des résultantes en membrane comme :

$$N(x,y) = \begin{bmatrix} N_x \\ N_y \\ N_{xy} \end{bmatrix} = \int_{-h/2}^{h/2} \begin{bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{xy} \end{bmatrix} dz \tag{7.31}$$

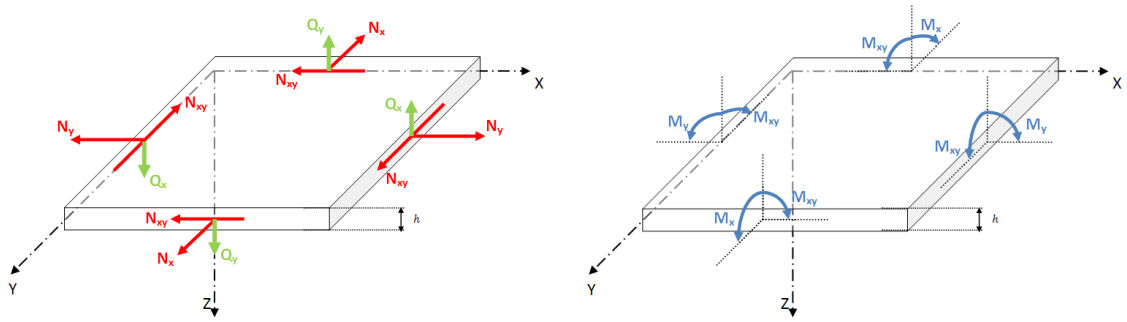

FIGURE 7.4 – Représentation schématique des résultantes en membrane (rouge), résultantes en cisaillement (vert) et des moments de flexions et torsions (bleu) appliqués à la plaque

De même, les résultantes en cisaillement transverse Q_x et Q_y sont définies par :

$$Q(x,y) = \begin{bmatrix} Q_x \\ Q_y \end{bmatrix} = \int_{-h/2}^{h/2} \begin{bmatrix} \sigma_{xz} \\ \sigma_{yz} \end{bmatrix} dz \tag{7.32}$$

Dans la théorie des plaques minces, ces résultantes sont supposées négligeables :

$$Q(x,y) = \begin{bmatrix} Q_x \\ Q_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} \tag{7.33}$$

On définit enfin $M_f(x,y)$ le champ des moments résultants des contraintes exercées sur la plaque où les composantes M_x et M_y sont les moments de flexions respectivement suivant les axes x et y et M_{xy} est le moment de torsion. $M_f(x,y)$ s'écrit :

$$M_f(x,y) = \begin{bmatrix} M_x \\ M_y \\ M_{xy} \end{bmatrix} = \int_{-h/2}^{h/2} z \begin{bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{xy} \end{bmatrix} dz \tag{7.34}$$

Les équations (7.30), (7.31) et (7.34) permettent d'établir l'équation constitutive pour une plaque mince :

$$\begin{bmatrix} N_x \\ N_y \\ N_{xy} \\ M_x \\ M_y \\ M_{xy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \boldsymbol{A} & 0 \\ 0 & \boldsymbol{D} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \epsilon_{xx}^0 \\ \epsilon_{yy}^0 \\ \gamma_{xy}^0 \\ \kappa_{xx} \\ \kappa_{yy} \\ \kappa_{xy} \end{bmatrix} \tag{7.35}$$

où

$$\boldsymbol{A} = \frac{Eh}{1-\nu^2} \begin{bmatrix} 1 & \nu & 0 \\ \nu & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1-\nu}{2} \end{bmatrix} \tag{7.36}$$

et

$$\boldsymbol{D} = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} \begin{bmatrix} 1 & \nu & 0 \\ \nu & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1-\nu}{2} \end{bmatrix} \tag{7.37}$$

Les matrices $\boldsymbol{A}$ et $\boldsymbol{D}$ sont respectivement dénommées sous les termes de *matrice de rigidité en membrane* et *matrice de rigidité en flexion-torsion*. On peut remarquer que, dans le cas des plaques minces, les équations régissant les efforts en membranes sont complètement découplées de celles régissant la flexion.

De plus, si on considère un chargement transversal q, la relation fondamentale des plaques en statique s'écrit en flexion pure :

$$\frac{\partial^2 M_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 M_y}{\partial y^2} + 2\frac{\partial^2 M_{xy}}{\partial x \partial y} = q \tag{7.38}$$

En injectant les expressions des matrices M_x, M_y et M_{xy}, on obtient donc l'équation d'équilibre suivante :

$$\frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + 2\frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \right) = q \tag{7.39}$$

On définit alors l'opérateur laplacien biharmonique ∇^4 tel que

$$\nabla^4 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + 2\frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \tag{7.40}$$

L'équation des plaques s'écrit alors

$$\frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} \nabla^4 w = q \tag{7.41}$$

La mise en œuvre de cette équation peut être faite de manière analytique ou de manière numérique assez simplement.

7.2.3 Equation de Von Karman - Extension des plaques minces aux grandes déflexions

Dans cette partie, on s'attache à présenter l'adaptation de la théorie des plaques minces au cas des grandes déformations [139]. Pour cela, on se base sur les travaux de Von Karman (1910) et Vöppl qui proposent d'ajouter des termes supplémentaires dans la description des déformations. Ceux-ci sont appelées non-linéarités géométriques. Malgré tout, la seule hypothèse modifiée par rapport aux hypothèses de Kirchhoff est que la déflexion est de l'ordre de l'épaisseur de la plaque, les autres restant toujours valable.

L'expression du champ des déformations devient donc :

$$\epsilon_{xx} = \frac{\partial u_0}{\partial x} - z\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial x}\right)^2 \tag{7.42}$$

$$\epsilon_{yy} = \frac{\partial v_0}{\partial y} - z\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial y}\right)^2 \tag{7.43}$$

$$\gamma_{xy} = 2\epsilon_{xy} = \frac{\partial u_0}{\partial y} + \frac{\partial v_0}{\partial x} - 2z\frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} + \frac{\partial w}{\partial x}\frac{\partial w}{\partial y} \tag{7.44}$$

Il est alors toujours possible de réécrire les déformations dans le même formalisme que dans l'équation (7.27) avec une modification des déformations en membrane :

$$\epsilon^0(x,y) = \begin{bmatrix} \epsilon^0_{xx} \\ \epsilon^0_{yy} \\ \gamma^0_{xy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial u_0}{\partial x} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial x}\right)^2 \\ \frac{\partial v_0}{\partial y} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial y}\right)^2 \\ \frac{\partial u_0}{\partial y} + \frac{\partial v_0}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial x}\frac{\partial w}{\partial y} \end{bmatrix} \tag{7.45}$$

En injectant dans l'équation constitutive (7.35) les déformations en membranes précédemment citées, on obtient l'expression des résultantes en membrane N_x, N_y et N_{xy} :

$$N_x = \frac{Eh}{1-\nu^2}\left[\frac{\partial u_0}{\partial x} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial x}\right)^2 + \nu\left(\frac{\partial v_0}{\partial y} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial y}\right)^2\right)\right] \tag{7.46}$$

$$N_y = \frac{Eh}{1-\nu^2}\left[\frac{\partial v_0}{\partial y} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial y}\right)^2 + \nu\left(\frac{\partial u_0}{\partial x} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial x}\right)^2\right)\right] \tag{7.47}$$

$$N_{xy} = \frac{Eh}{2(1+\nu)}\left(\frac{\partial u_0}{\partial y} + \frac{\partial v_0}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial x}\frac{\partial w}{\partial y}\right) \tag{7.48}$$

On peut remarquer qu'ici, les déformations en membrane sont couplées avec le déplacement en z. Ainsi, contrairement à la théorie classique des plaques minces, il est nécessaire de résoudre le système complet des équations à l'équilibre :

$$\begin{cases} \frac{\partial N_x}{\partial x} + \frac{\partial N_{xy}}{\partial y} & = 0 \\ \frac{\partial N_y}{\partial y} + \frac{\partial N_{xy}}{\partial x} & = 0 \\ \frac{\partial^2 M_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 M_y}{\partial y^2} + 2\frac{\partial^2 M_{xy}}{\partial x \partial y} & = q \end{cases} \tag{7.49}$$

Cette équation d'équilibre ne tient pas compte des efforts de cisaillements Q_x et Q_y, considérés négligeables comme dans la théorie de Von Karman.

Pour résoudre ce système, il est néanmoins nécessaire d'introduire la fonction d'Airy Φ telle que

$$\begin{cases} N_x & = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} \\ N_y & = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} \\ N_{xy} & = -\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial y} \end{cases} \tag{7.50}$$

On peut ainsi réduire les équations d'équilibres à deux équations différentielles :

$$\begin{cases} \nabla^4\Phi & = Eh\left[\left(\frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y}\right)^2 - \frac{\partial w}{\partial x^2}\frac{\partial^2 w}{\partial y^2}\right] \\ \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)}\nabla^4 w & = q + \frac{\partial^2\Phi}{\partial y^2}\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2}\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} - 2\frac{\partial^2\Phi}{\partial x \partial y}\frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \end{cases} \tag{7.51}$$

On comprend aisément que ce système de deux équations différentielles est plus complexe à mettre en œuvre qu'un modèle classique de plaque mince. Néanmoins, certains auteurs ont réussi à l'aide d'une approche par la méthode de Galerkin à déterminer des solutions d'une cellule cMUT en axisymétrique en intégrant des conditions limites de blocage [139]. En plus de l'extension du domaine d'étude propre à celui des plaques minces de Kirchhoff, cette approche, en intégrant une 1ère non-linéarité géométrique, permet d'étudier l'impact de la non-linéarité de la mécanique sur le comportement global du cMUT.

7.2.4 Théorie des plaques épaisses - Théorie de Reissner-Mindlin

Lorsque l'épaisseur de la plaque est supérieure au dixième de sa largeur, il est alors nécessaire de prendre en compte le cisaillement transverse de la plaque. Pour cela, on ne considère alors plus que la section droite de la plaque reste perpendiculaire au plan moyen (hypothèse 4 de Kirchhoff) mais qu'elle forme des angles φ_x et φ_y avec celui-ci (voir figure 7.5). Cette théorie des plaques épaisses a été initiée par Mindlin [92] et Reissner [118] qui se sont inspirés de l'équation des poutres établie par Timoshenko.

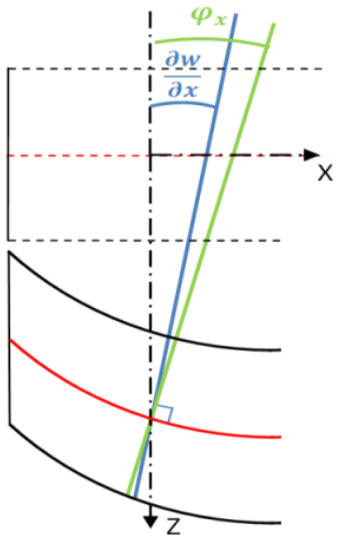

FIGURE 7.5 – Représentation schématique de l'hypothèse de Mindlin confrontée à celle de Kirchhoff

Ainsi, le champ des déformations pour les plaques de Mindlin s'écrit :

$$\epsilon_{xx} = \frac{\partial u_0}{\partial x} - z\frac{\partial \varphi_x}{\partial x} \tag{7.52}$$

$$\epsilon_{yy} = \frac{\partial v_0}{\partial y} - z\frac{\partial \varphi_y}{\partial y} \tag{7.53}$$

$$\epsilon_{zz} = 0 \tag{7.54}$$

$$\gamma_{xy} = 2\epsilon_{xy} = \frac{\partial u_0}{\partial y} + \frac{\partial v_0}{\partial x} - z\left(\frac{\partial \varphi_x}{\partial y} + \frac{\partial \varphi_y}{\partial x}\right) \tag{7.55}$$

$$\gamma_{xz} = 2\epsilon_{xz} = -\varphi_x + \frac{\partial w}{\partial x} \tag{7.56}$$

$$\gamma_{yz} = 2\epsilon_{yz} = -\varphi_y + \frac{\partial w}{\partial y} \tag{7.57}$$

Contrairement au modèle des plaques minces, les déformations en cisaillement sont donc prises en compte. Celles-ci entrainent donc les contraintes de cisaillement σ_{xz} et σ_{yz} non-nulles dans la relation contraintes-déformations suivante.

$$\begin{bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{xy} \\ \sigma_{xz} \\ \sigma_{yz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{E}{1-\nu^2} & \frac{E\nu}{1-\nu^2} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{E\nu}{1-\nu^2} & \frac{E}{1-\nu^2} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{E}{2(1+\nu)} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{kE}{2(1+\nu)} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{kE}{2(1+\nu)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} \\ \epsilon_{yy} \\ \gamma_{xy} \\ \gamma_{xz} \\ \gamma_{yz} \end{bmatrix} \tag{7.58}$$

On peut remarquer que ces champs de contraintes sont découplés des autres. De plus, un facteur de correction k a été introduit. Ce facteur tend à corriger le fait que l'hypothèse de contraintes de cisaillement constantes sur l'épaisseur de la plaque est en contradiction avec la condition de contrainte de cisaillement nulle sur les surfaces libres.

Pour cela, Mindlin [92], montre que ce facteur dépend du coefficient de Poisson ν dans le cas d'un matériau isotrope et qu'il varie entre 0.76 et 0.91 pour ν compris entre 0 et 0.5. Il a alors ajouté qu'il était possible d'obtenir cette dépendance de k à ν par comparaison de son modèle à la théorie de l'élasticité. Pour cela, il est nécessaire d'égaler la fréquence du premier mode antisymétrique de cisaillement d'une plaque isotrope dans les deux modèles. Il a ainsi été montré que le facteur k était la solution du polynôme d'ordre 3 suivant :

$$k^3 - 8k^2 + \frac{8(2-\nu)k}{1-\nu} - \frac{8}{1-\nu} = 0 \tag{7.59}$$

Néanmoins, Reissner suppose, quant à lui, que la distribution des contraintes de cisaillement est parabolique. En comparant aux travaux de Mindlin, on trouve alors que $k = \frac{5}{6}$. Cette dernière proposition est l'une des plus utilisées encore aujourd'hui bien que de nombreuses études discutent encore de la valeur de ce facteur correctif. Pour remarque, il existe notamment d'autres théories ne prenant pas en compte de facteur de correction qui, généralement, augmentent l'ordre de déformation en cisaillement et compliquent fortement la résolution de ces équations au vu du gain de précision apporté [117].

Conformément aux équations 7.32 et 7.34, on peut donc écrire les résultantes en cisaillement et les moments de flexions associés :

$$Q_x = \frac{kEh}{2(1+\nu)}\left(\frac{\partial w}{\partial x} - \varphi_x\right) \tag{7.60}$$

$$Q_y = \frac{kEh}{2(1+\nu)}\left(\frac{\partial w}{\partial y} - \varphi_y\right) \tag{7.61}$$

et

$$M_x = \frac{E}{1-\nu^2}\left(\frac{\partial \varphi_x}{\partial x} + \nu\frac{\partial \varphi_y}{\partial y}\right) \tag{7.62}$$

$$M_y = \frac{E}{1-\nu^2}\left(\frac{\partial \varphi_y}{\partial y} + \nu\frac{\partial \varphi_x}{\partial x}\right) \tag{7.63}$$

$$M_{xy} = \frac{E}{2(1+\nu)}\left(\frac{\partial \varphi_x}{\partial y} + \nu\frac{\partial \varphi_x}{\partial y}\right) \tag{7.64}$$

On écrit alors l'équation à l'équilibre prenant en compte les efforts de cisaillement :

$$\begin{cases} \frac{\partial Q_x}{\partial x} + \frac{\partial Q_y}{\partial y} + q & = 0 \\ \frac{\partial^2 M_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 M_{xy}}{\partial x \partial y} + Q_x & = 0 \\ \frac{\partial^2 M_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 M_{xy}}{\partial x \partial y} + Q_y & = 0 \end{cases} \tag{7.65}$$

Le système final à résoudre pour les plaques de Mindlin à l'équilibre est donc :

$$\begin{cases} \frac{kEh}{2(1+\nu)}\left(\nabla^2 w - \frac{\partial \varphi_x}{\partial x} - \frac{\partial \varphi_y}{\partial y}\right) & = q \\ \frac{1}{2}\frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)}\left[(1-\nu)\nabla^2\varphi_x + (1+\nu)\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial \varphi_x}{\partial x} + \frac{\partial \varphi_y}{\partial y}\right)\right] - \frac{kEh}{(1+\nu)}\left(\varphi_x - \frac{\partial w}{\partial x}\right) & = 0 \\ \frac{1}{2}\frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)}\left[(1-\nu)\nabla^2\varphi_y + (1+\nu)\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial \varphi_x}{\partial x} + \frac{\partial \varphi_y}{\partial y}\right)\right] - \frac{kEh}{(1+\nu)}\left(\varphi_y - \frac{\partial w}{\partial y}\right) & = 0 \end{cases} \tag{7.66}$$

7.2.5 Extension des plaques minces aux plaques multicouches

Dans la plupart des structures cMUT, la membrane est composée de plusieurs couches. En effet, comme nous l'avons vu précédemment (section 2.2 et 2.3), la partie mobile est composée de la membrane proprement dite (généralement en nitrure de silicium ou en polysilicium) sur laquelle est déposée une électrode supérieure. L'épaisseur de cette dernière n'est généralement pas négligeable devant celle de la membrane. C'est pourquoi une extension de la théorie des plaques minces pour les multi-couches est présentée dans ce chapitre.

Le choix a été fait ici de présenter une extension des plaques de Love-Kirchhoff pour les multi-couches, en s'appuyant sur l'analyse de Berthelot [12]. Néanmoins, il est possible d'adapter de la même manière les théories de Von Karman [139] et de Reissner-Mindlin [112] pour les multi-couches.

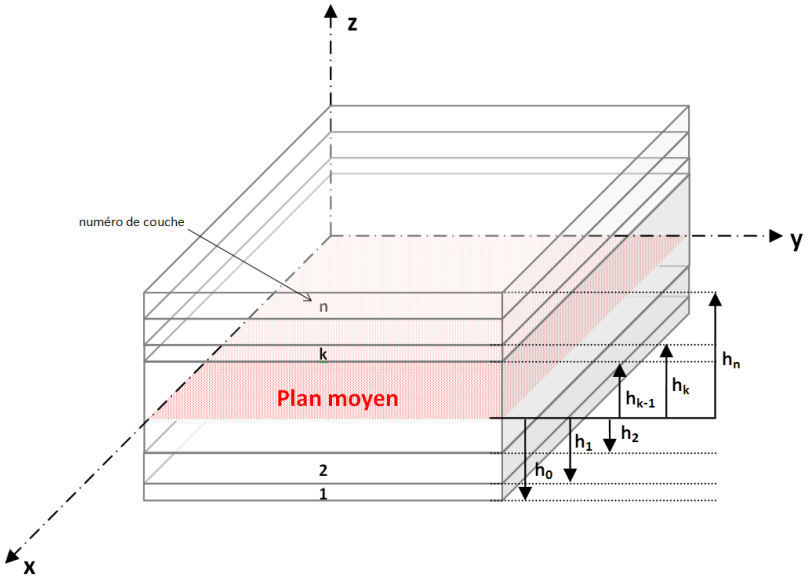

FIGURE 7.6 – Représentation schématique d'un multicouche

Ainsi, chaque couche du multicouche (voir schéma présenté figure 7.6) vérifie les hypothèses de Kirchhoff et le champ des déformations globales décrit le même schéma du 1er ordre présenté chapitre 7.2.2.

On peut ainsi écrire le champ de contraintes dans une couche k constituée d'un matériau isotrope comme étant :

$$\begin{bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{xy} \end{bmatrix}_k = \boldsymbol{Q}_k^{'} \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} \\ \epsilon_{yy} \\ \gamma_{xy} \end{bmatrix} \tag{7.67}$$

avec

$$\boldsymbol{Q}_k^{'} = \begin{bmatrix} Q_{11}^{'} & Q_{12}^{'} & Q_{16}^{'} \\ Q_{12}^{'} & Q_{22}^{'} & Q_{26}^{'} \\ Q_{16}^{'} & Q_{22}^{'} & Q_{66}^{'} \end{bmatrix}_k = \frac{E_k}{1-\nu_k^2} \begin{bmatrix} 0 & \nu_k & 0 \\ \nu_k & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1-\nu_k}{2} \end{bmatrix} \tag{7.68}$$

où E_k et ν_k sont respectivement le module d'Young et le coefficient de Poisson du matériau associé à la couche k isotrope.

La décomposition du champ des déformations en membrane et matrice de courbure reste toujours valable dans la théorie des stratifiés. On peut donc, de manière analogue, réécrire l'équation constitutive régissant les forces résultantes de membrane et les moments de flexion et de torsion.

$$\begin{bmatrix} N_x \\ N_y \\ N_{xy} \\ M_x \\ M_y \\ M_{xy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \boldsymbol{A} & \boldsymbol{B} \\ \\ \boldsymbol{B} & \boldsymbol{D} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \epsilon_{xx}^0 \\ \epsilon_{yy}^0 \\ \gamma_{xy}^0 \\ \kappa_{xx} \\ \kappa_{yy} \\ \kappa_{xy} \end{bmatrix} \tag{7.69}$$

On définit les matrices A, B et D telles que

$$\boldsymbol{A} = \sum_{k=1}^{n} (h_k - h_{k-1})\, \boldsymbol{Q}_k^{'} \tag{7.70}$$

$$\boldsymbol{B} = \sum_{k=1}^{n} \frac{1}{2} \left(h_k^2 - h_{k-1}^2\right) \boldsymbol{Q}_k^{'} \tag{7.71}$$

$$\boldsymbol{D} = \sum_{k=1}^{n} \frac{1}{3} \left(h_k^3 - h_{k-1}^3\right) \boldsymbol{Q}_k^{'} \tag{7.72}$$

La matrice $\boldsymbol{B}$ est appelée *matrice de couplage membrane-flexion-torsion*. Elle assure le couplage entre les efforts de membrane et les moments de flexion-torsion sur le déplacement du plan neutre. Ainsi, le découplage de ces deux phénomènes n'est possible que si cette matrice est nulle, situation correspondant au cas d'un stratifié symétrique. Néanmoins, une méthodologie de découplage jouant sur le plan d'étude des déplacements est présentée dans le chapitre 8.2.

7.3 Chargement du fluide

Le couplage entre les équations mécaniques et les équations du fluide en face-avant de la cellule cMUT est un point d'étude essentiel à la conception et à la compréhension de ces dispositifs. En effet, l'inertie du fluide influe sur le comportement dynamique du fluide en terme de fréquence centrale, bande passante mais aussi de sensibilité du capteur.

Ainsi, de nombreuses équipes ont entrepris d'intégrer dans leurs modèles ce couplage. La manière la plus simple est l'utilisation du modèle équivalent de Mason où l'impédance de rayonnement d'un piston équivalent est mise en série avec l'impédance mécanique de la membrane [106, 39, 86, 120]. Cette technique est bien adaptée pour la simulation d'une seule cellule mais perds rapidement en précision dans le cas d'une population de cMUT [25]. Il est alors nécessaire d'utiliser des modèles de membranes distribuées où l'utilisation d'une résolution numérique est obligatoire. Ainsi, de nombreux modèles éléments finis ont été développés [3, 19, 14, 10, 4, 5, 41]. Une première démarche nécessite de mailler un volume nécessaire du fluide pour prendre en compte le rayonnement acoustique de la membrane. Cela impose d'intégrer des couches parfaitement absorbantes (PML : Perfectly Matched Layer) afin de réduire les rebonds de l'onde émise sur les bords du maillage. Ces modèles entrainent des temps de calcul considérables surtout dans le cas d'intégration des cellules voisines. Une autre démarche est d'intégrer des conditions aux frontières (BEM : Boundary

Element Modeling) [4, 5, 41]. Le fluide n'est alors pas maillé puisque les formulations analytiques de propagation des ondes sont intégrées à la surface du cMUT. De plus, au delà du cas d'une membrane seule, il est possible d'étudier des cas de périodicité.

Dans notre équipe, c'est cette dernière solution qui a été retenue [90]. Pour l'introduire, on se propose ici de présenter synthétiquement les équations de propagations dans un fluide [114, 77].

On considère l'équation de propagation d'une onde acoustique de pression p dans un fluide compressible :

$$\nabla^2 p(r,t) - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 p(r,t)}{\partial t^2} = f_p(r,t) \tag{7.73}$$

c est la vitesse de l'onde dans le fluide et f_p représente l'effet des sources de champ.

On peut définir la fonction de Green $G(r,t)$ comme la solution de l'équation (7.73) pour une source ponctuelle impulsionnelle telle que :

$$\nabla^2 G(r-r_0,t-t_0) - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 G(r-r_0,t-t_0)}{\partial t^2} = \delta(r-r_0,t-t_0) \tag{7.74}$$

Finalement, la pression due à une source arbitraire $f_p(r,t)$ peut être décomposée par la pression issue d'une somme de sources ponctuelles c'est-à-dire :

$$p(r,t) = \int_{-\infty}^{t}\int_S \left(p(r_0,t_0)\frac{\partial G(r-r_0,t-t_0)}{\partial n} - G(r-r_0,t-t_0)\frac{\partial p(r_0,t_0)}{\partial n}\right) dS dt_0 \tag{7.75}$$

où

S est la surface sur laquelle est disposée la source,

n le vecteur normal à la surface de la source.

Cette équation est généralement identifiée sous le terme d'*équation de Helmholtz-Kirchhoff*.

Pour résoudre le problème, il est alors nécessaire de prendre en compte des hypothèses sur les conditions aux limites du problème. On considérera pour la suite du problème être en condition de baffle rigide et en espace semi-infinie. La première de celles-ci induit sur l'expression de la fonction de Green :

$$\begin{cases} G(r-r_0,t-t_0) = \frac{\delta(t-t_0-|r-r_0|/c)}{2\pi|r-r_0|} \\ \\ \frac{\partial G(r-r_0,t-t_0)}{\partial n} = 0 \end{cases} \tag{7.76}$$

De plus, d'après *la condition de Sommerfeld* où le volume du fluide est considérée infinie, la contribution de la surface sur laquelle est disposée la source est considérée comme nulle. Seule la partie active dans l'intégrale est prise en compte. En supposant le transducteur plan, on obtient la proportionnalité entre la dérivée spatiale de la pression, la dérivée temporelle de la pression et la dérivée temporelle de la vitesse à la source v_n :

$$\begin{aligned}\frac{\partial p(r_0,t)}{\partial n} &= -\frac{1}{c}\frac{\partial p(r_0,t)}{\partial t}\\ &= -\rho_0\frac{\partial v_n(r_0,t)}{\partial t}\end{aligned} \tag{7.77}$$

où ρ_0 est la masse volumique du fluide.

En substituant (7.77) et (7.76) dans l'équation (7.75), on obtient l'expression intégrale de la pression connue sous le terme d'*intégrale de Rayleigh* :

$$p(r,t) = \rho_0\frac{\partial}{\partial t}\int_{-\infty}^{t}\int_{S_a} v_n(r_0,t_0)\frac{\delta(t-t_0-|r-r_0|/c)}{2\pi|r-r_0|}dS_a dt_0 \tag{7.78}$$

Une grande partie des modèles développés résolvent ce problème dans des conditions de petits déplacements en chargement harmonique. On se propose donc de développer les expressions précédentes pour ce type de résolution.

On considère tout d'abord que :

$$\begin{cases} u(r_0,\omega) = & u_0 e^{j\omega t}\\ p(r,\omega) = & p_0 e^{j\omega t}\end{cases} \tag{7.79}$$

avec $\omega = 2\pi f_0 t$ la pulsation à une fréquence d'excitation f_0 et $u(r_0,\omega)$ le déplacement de la source.

On peut alors exprimer la pression p telle que

$$p(r,w) = j\omega G^1(r-r_0,\omega)u(r_0,\omega) \tag{7.80}$$

avec $G^1(r,\omega)$ la fonction de Green dans l'espace (r,ω) pour une condition de baffle rigide dans un domaine semi-infini qui s'écrit :

$$G^1(r-r_0,\omega) = \frac{j\pi\rho\omega}{2}\frac{e^{-j|r-r_0|\frac{\omega}{c}}}{|r-r_0|}dS \tag{7.81}$$

où dS est la surface de la source et $|r-r_0|$ la distance source-cible.

De surcroît, on peut exprimer dans des conditions de périodicités 2D, la fonction de Green périodique [90] $G^{2D}(r-r_0,\omega)$:

$$G^{2D}(\vec{r},\omega) = \sum_{n\in S}\sum_{m\in S} G(r\vec{-}r_0 + n\vec{X_0} + mY_0,\omega) \tag{7.82}$$

avec

$$\begin{cases} \vec{X_0} = & d_x\vec{i}\\ \vec{Y_0} = & d_y\vec{j}\end{cases} \tag{7.83}$$

d_x et d_y étant respectivement la distance entre les sources sur les axes $\vec{i}$ et $\vec{j}$.

Afin de pouvoir intégrer numériquement cette fonction, une décomposition en ondes planes permet d'obtenir la décomposition de Bloch-Floquet de la fonction de Green 2D périodique dans l'espace des ondes planes $(\vec{k}, \omega)$:

$$\begin{cases} G^{2D}(\vec{r}, \omega) = & \sum_{n \in S} \sum_{m \in S} \tilde{G}(\vec{k_{mn}}, \omega) e^{-j\vec{k_{mn}}\vec{r}} \\ \vec{k_m n} = & n\vec{k_{X_0}} + m\vec{k_{Y_0}} \\ \tilde{G}(\vec{k_{mn}}, \omega) = & \frac{\omega\rho}{\sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}} \end{cases} \tag{7.84}$$

où $\vec{k_{X_0}} = \frac{2\pi}{d_x}\vec{i}$ et $\vec{k_{Y_0}} = \frac{2\pi}{d_y}\vec{j}$.

L'implémentation de ces formules dans notre modèle sera présentée dans le chapitre 8.5.2.

7.4 Influence de la cavité arrière

7.4.1 Description et modélisation du phénomène

Lorsqu'un film fluide se trouve piégé entre une plaque fixe et une plaque mobile, une force s'opposant au mouvement de la structure est produite par le fluide. On appelle ce phénomène "amortissement de la cavité arrière" ou selon l'anglicisme "squeeze film damping". Ce type de phénomène est très courant dans tous les micro-systèmes [115, 135, 6]. Il dépend d'une part des dimensions physiques de la cavité c'est-à-dire la longueur, la largeur de la structure et aussi de l'épaisseur de la cavité remplie du fluide. Ce phénomène prend en compte les conditions du fluide telles que la pression ambiante, la température et le coefficient de viscosité dynamique du fluide mais aussi la vitesse de la plaque mobile.

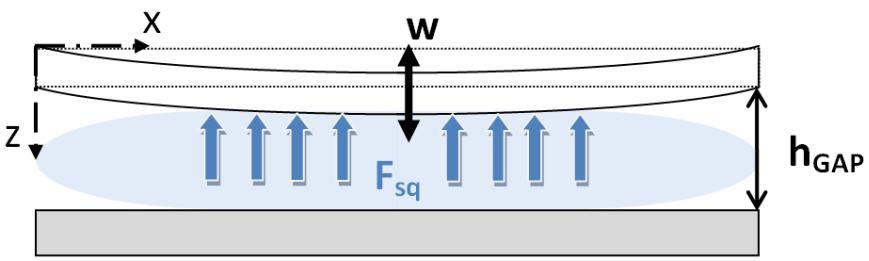

FIGURE 7.7 – Amortissement de la cavité arrière entre 2 plaques parallèles

Pour étudier ce phénomène on suppose que l'équation de Navier-Stokes est valide ce qui entraîne les hypothèses suivantes :

1. Le fluide suit un écoulement de Stokes (terme d'inertie négligeable devant la viscosité).

2. L'écoulement du fluide aux bords des plaques est supposé parabolique (équation de Poiseuille).
3. Il existe un fort aspect-ratio entre l'épaisseur du film et les dimensions latérales de la cavité.
4. La pression est homogène entre les plaques.
5. Le gaz obéit à la loi des gaz parfaits.
6. Le système est isotherme.

On peut alors introduire l'équation de Reynolds qui décrit la variation de pression dans la cavité. Cette équation est en fait la linéarisation de l'équation générale dans le cas d'un système isotherme (équation (7.85)).

$$\frac{12\eta}{P_a h_{GAP}^3}\left(h_{GAP}\frac{\partial p}{\partial t} - P_a\frac{\partial w}{\partial t}\right) = \nabla^2 p \tag{7.85}$$

avec
- P_a la pression ambiante,
- p la variation de pression dans la cavité,
- η le coefficient de viscosité dynamique du fluide,
- w le déplacement en z de la plaque mobile,
- h_{GAP} la hauteur de la cavité,
- ∇^2 l'opérateur Laplacien.

Dans le cas des micro-systèmes, il est toutefois important de vérifier si nous sommes en situation de gaz raréfié. En effet, lorsque l'espace moyen d'une molécule du fluide λ est significatif devant l'épaisseur du film, il est nécessaire de prendre en compte le glissement de ces molécules et alors, ni l'équation de Navier-Stokes ni l'équation de Reynolds ne restent valides.

Ainsi, le nombre de Knudsen K_n défini par le rapport entre l'espace libre moyen d'une molécule du fluide sur la hauteur de gap permet de vérifier cette propriété. Si $K_n<1/100$, les équations restent valable. Si par contre $K_n>1$, il est alors nécessaire d'utiliser des modèles de "molécules libres" comme par exemple le modèle de Christian [6]. Entre ces deux domaines, on introduit une viscosité effective inférieure à la viscosité du fluide afin de prendre en compte le glissement des molécules. Ils existent alors de nombreuses expressions de la viscosité effective basées sur des lois empiriques ou extraites de l'expérimentation. Nous citerons ici les deux plus utilisées :

l'une, empirique, proposée par Veijola et al.[135] :

$$\eta_{eff} = \frac{\eta}{1 + 9.658K_n^{1.159}} \tag{7.86}$$

l'autre basée sur les expérimentations de Andrews et al.[2], proposée par Li [76] :

$$\eta_{eff} = \frac{\eta}{1 + 6.8636K_n^{0.9906}} \tag{7.87}$$

De l'équation (7.85), on peut extraire analytiquement la solution pour une plaque rectangulaire encastrée en ces bords en régime harmonique. La solution est alors composée

d'une force de rappel F_d en phase avec le déplacement et une force d'amortissement F_s en phase avec la vitesse de la plaque [137].

$$F_d = A\frac{64\sigma P_a l L}{\pi h_{GAP}} \sum_{\substack{m,n \\ impair}} \frac{m^2 + n^2c^2}{(mn)^2\left((m^2+n^2c^2)^2 + \sigma^2/\pi^4\right)} \tag{7.88}$$

$$F_s = A\frac{64\sigma^2 P_a l L}{\pi^8 h_{GAP}} \sum_{\substack{m,n \\ impair}} \frac{1}{(mn)^2\left((m^2+n^2c^2)^2 + \sigma^2/\pi^4\right)} \tag{7.89}$$

où
- l la largeur de la cavité,
- L la longueur de la cavité,
- c le rapport l/L,
- A l'amplitude du déplacement,
- σ le "squeeze number".

On définit le "squeeze number" par :

$$\sigma = \frac{12\eta_{eff} w^2 \omega}{P_a h_{GAP}} \tag{7.90}$$

avec ω la fréquence angulaire de l'oscillation de la membrane.

A partir de ce paramètre, il est ainsi assez facile de voir quelle force est prédominante sur l'autre. Lorsque le squeeze number est supérieur à 10, la force de rappel est prédominante alors que sinon, le mouvement est amorti par la cavité.(voir figure 7.8)

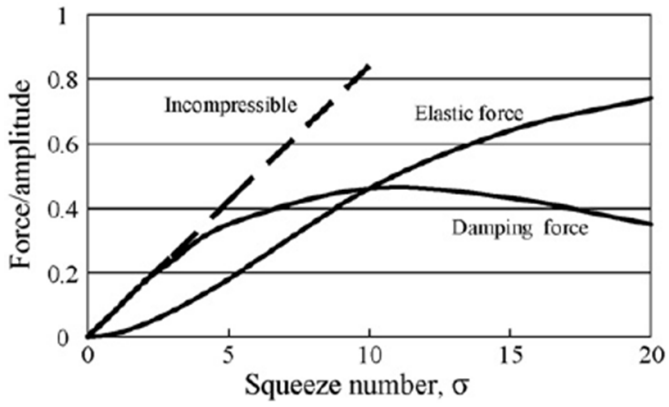

FIGURE 7.8 – Impact du "squeeze number" sur la répartition des phénomènes de cavité

7.4.2 Exemple d'application et conclusion

Pour mieux se rendre compte de l'impact de cet effet sur le fonctionnement d'une cellule cMUT, on se propose d'étudier un cas précis de géométrie. Le choix de cet exemple s'est

tourné vers un cMUT pour applications de propagation dans l'air, de fréquence inférieure à 1 MHz (voir chapitre 3.1). Pour cela, une membrane carrée de 125 μm de coté et de 500 nm d'épaisseur en nitrure de silicium est simulée. Une résolution en chargement harmonique sans prise en compte de l'effet de la cavité nous fournit une fréquence de résonance autour de 500 kHz (figure 7.9). On suppose une épaisseur de cavité de 500 nm. Cette configuration induit la nécessité de l'équilibre des pressions extérieure/intérieure de la cavité. En effet, la pression atmosphérique à elle seule suffit à défléchir la membrane jusqu'au fond de la cavité.

On peut donc calculer le nombre de Knudsen tel que $\lambda = 70nm$ et $h_{GAP} = 500nm$.

$$K_n = \frac{\lambda}{h_{GAP}} = 0.14 > \frac{1}{100} \tag{7.91}$$

On est ici dans le cas d'un gaz raréfié. En appliquant l'expression de la viscosité effective de Veijola, on trouve $\eta_{eff} = 9.30.10^{-6}$. De même, on calcule le "squeeze number" pour une fréquence angulaire $\omega = 2\pi \times 500\ kHz$,

$$\sigma = 224.40 \tag{7.92}$$

On se retrouve dans le cas où le fluide de la cavité peut être considéré comme compressible. Ainsi, l'effet prédominant est l'augmentation de la fréquence de résonance de la cellule cMUT.

Afin d'étudier plus précisément cet exemple, on se propose d'utiliser une modélisation par éléments finis avec le logiciel COMSOL Multiphysics®. Celui-ci intègre l'amortissement du fluide à l'aide des équations posées par Veijola [6]. La résolution du problème se fait par chargement harmonique de la cellule entre 0 et 2,5 MHz (figure 7.9).

Pour affiner l'étude de ce phénomène, on se propose de regarder l'impact de la hauteur de cavité sur la réponse fréquentielle. En plus de la hauteur de cavité initiale, les réponses harmoniques pour des hauteurs de 1, 2 et 3 microns sont calculées. On observe, comme prévu, que la fréquence de résonance, est fortement augmentée par les effets de la cavité arrière (autour de 2 MHz pour la hauteur de 500 nm). De plus, pour diminuer ces effets, il est nécessaire d'atteindre une hauteur de cavité de 3 microns ce qui, technologiquement est très difficile (en micro-usinage de surface, il est généralement préférable que la hauteur de cavité soit inférieure à l'épaisseur de cavité).

Nous avons donc vu l'impact de ce type de phénomène sur le comportement dynamique des cMUTs. Évidemment, des solutions existent pour réduire cet effet, comme l'augmentation de la taille de la cavité ou la perforation de la face avant ou arrière de la membrane afin de laisser l'air libre [15]. Cette dernière proposition a d'ailleurs fait l'objet de nombreuses études par modélisation [136, 134, 108].

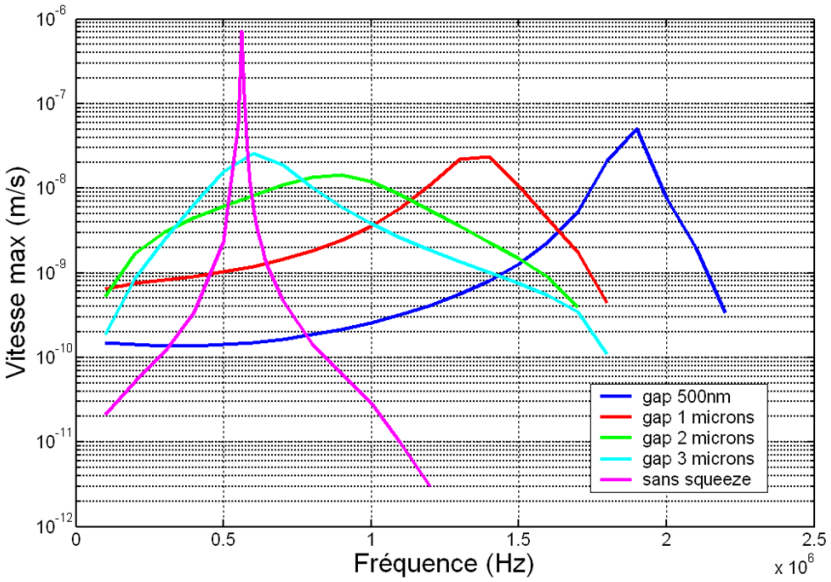

FIGURE 7.9 – Réponse en fréquence de la vitesse de la membrane pour différentes configurations

Chapitre 8

Description et étude du modèle en différences finies

8.1 Introduction - Choix du type de modèle

Dans le chapitre précédent, une analyse des phénomènes physiques mis en jeu dans le fonctionnement des technologies cMUT a été présentée, et, ainsi différents moyens de modélisation ont été identifiés. La stratégie de modélisation que nous avons choisi est un compromis entre modélisation numérique et modélisation analytique [28]. D'un point de vue mécanique, le choix s'est porté sur une modélisation numérique de type "plaque multi-couche de Kirchhoff" (cf. section 7.2.5) résolue avec un schéma en différences finies. Il s'est fait notamment aux vues des applications visées par notre équipe de recherche. En effet, la majorité de nos applications étant médicales, les fréquences de résonance sont comprises généralement entre 1 MHz et 20 MHz dans l'eau ce qui engage un fort aspect-ratio entre largeur et épaisseur des membranes. De plus, notre choix s'est limité à l'ordre des petites déformations car la hauteur de cavité des cellules (et donc le déplacement maximal de la membrane) peut être considéré comme petite devant l'épaisseur totale des membranes (typiquement 200 nm à 800 nm). Du point de vue de l'électrostatique, une simple hypothèse de condensateur-plan pour chaque nœud du maillage a été prise en compte, compte tenus des aspects ratio en termes de surfaces d'électrodes.

8.2 Équations mises en œuvre dans le modèle

Dans notre modèle, la membrane du cMUT est discriminée en deux zones distinctes (voir figure 8.1) : la zone I correspond à la partie non-métallisée et la zone II à la partie membrane+électrode. Chaque zone peut être considérée comme un empilement de n-couches. En pratique, la zone I sera composée d'une à deux couches (la seconde correspondant à une couche de protection du cMUT) et la zone II de deux à trois couches (membrane, électrode et couche de protection). Nous avons vu dans le chapitre 7.2.5 qu'en première approche, il n'était pas possible de dissocier les équations d'effort en membranes de celle en flexion pure. Afin d'alléger au maximum le calcul, la démarche utilisée ici est de trouver le plan

du multicouche où le couplage effort de membrane/moment de flexion s'annule. Par abus de langage, celui-ci sera identifié sous la dénomination de "plan neutre" dans la suite de la démonstration.

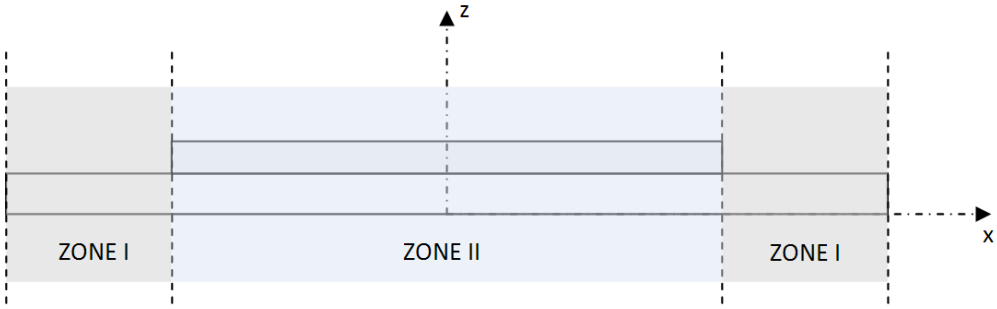

FIGURE 8.1 – Discrimination des différentes zones d'étude du cMUT pour le modèle mécanique

On introduit dans l'expression du champ des déplacements le plan de cote z_n tel que :

$$u(x,y,z,t) = u_0(x,y,t) - (z - z_n)\frac{\partial w}{\partial x} \tag{8.1}$$

$$v(x,y,z,t) = v_0(x,y,t) - (z - z_n)\frac{\partial w}{\partial y} \tag{8.2}$$

$$w(x,y,z,t) = w(x,y,t) \tag{8.3}$$

On peut alors écrire le moment résultant (cf. équation (7.69)) tel que

$$M_f = \sum_k \int_{h_{k-1}}^{h_k} (z - z_n) Q'_k \epsilon_m(x,y) + \sum_k \int_{h_{k-1}}^{h_k} (z - z_n)^2 Q'_k \kappa(x,y) \tag{8.4}$$

$$= M_1 + M_2 \tag{8.5}$$

Les deux composantes M_1 et M_2 du moment résultant peuvent s'écrire en fonction des matrices $\boldsymbol{A}$,$\boldsymbol{B}$ et $\boldsymbol{D}$ de l'équation (7.69) :

$$M_1 = \boldsymbol{B}\epsilon_m(x,y) - z_n \boldsymbol{A}\epsilon_m(x,y) \tag{8.6}$$

$$M_2 = \boldsymbol{D}\kappa(x,y) - 2z_n \boldsymbol{B}\kappa(x,y) + z_n^2 \boldsymbol{A}\kappa(x,y) \tag{8.7}$$

L'insertion de ces deux expressions dans l'équation-bilan de la plaque en flexion pure (7.38) permet de séparer en deux parties l'équation :

$$\underbrace{\frac{\partial^2 M_{1x}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 M_{1y}}{\partial y^2} + 2\frac{\partial^2 M_{1xy}}{\partial x \partial y}}_{\mathbf{1}} + \underbrace{\frac{\partial^2 M_{2x}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 M_{2y}}{\partial y^2} + 2\frac{\partial^2 M_{2xy}}{\partial x \partial y}}_{\mathbf{2}} = q \tag{8.8}$$

On cherche alors à annuler la partie **1** de cette équation. Le plan z_n correspondant pour un empilement de couches isotropes est

$$z_n = \frac{B_{11}}{A_{11}} \tag{8.9}$$

En réinjectant l'expression de z_n dans l'expression de M_2, on obtient

$$M_2 = \boldsymbol{D}\kappa(x,y) - 2\frac{B_{11}}{A_{11}}\boldsymbol{B}\kappa(x,y) + \left(\frac{B_{11}}{A_{11}}\right)^2 \boldsymbol{A}\kappa(x,y) \tag{8.10}$$

L'équation-bilan est donc alors réduite à l'expression suivante

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2}\left(D'_{11}\frac{\partial^2 w}{\partial x^2}\right) + \frac{\partial^2}{\partial x^2}\left(D'_{12}\frac{\partial^2 w}{\partial y^2}\right) + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\left(D'_{11}\frac{\partial^2 w}{\partial y^2}\right) + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\left(D'_{12}\frac{\partial^2 w}{\partial x^2}\right) + 4\frac{\partial^2}{\partial x \partial y}\left(D'_{66}\frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y}\right) = q \tag{8.11}$$

avec

$$\boldsymbol{D'} = \begin{bmatrix} D'_{11} \\ D'_{12} \\ D'_{66} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} D_{11} - 2\frac{B_{11}}{A_{11}}B_{11} + \left(\frac{B_{11}}{A_{11}}\right)^2 A_{11} \\ D_{12} - 2\frac{B_{11}}{A_{11}}B_{12} + \left(\frac{B_{11}}{A_{11}}\right)^2 A_{12} \\ \frac{D'_{11} - D'_{12}}{2} \end{bmatrix} \tag{8.12}$$

De même, le principe fondamentale de la dynamique s'écrit :

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2}\left(D'_{11}\frac{\partial^2 w}{\partial x^2}\right) + \frac{\partial^2}{\partial x^2}\left(D'_{12}\frac{\partial^2 w}{\partial y^2}\right) + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\left(D'_{11}\frac{\partial^2 w}{\partial y^2}\right) + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\left(D'_{12}\frac{\partial^2 w}{\partial x^2}\right) + 4\frac{\partial^2}{\partial x \partial y}\left(D'_{66}\frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y}\right) - m_{eq}\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = 0 \tag{8.13}$$

où m_{eq} est la masse surfacique équivalente :

$$m_{eq} = \sum_k (h_k - h_{k-1})\rho_k \tag{8.14}$$

et ρ_k la masse volumique de la k-ième couche.

8.3 Schéma numérique

La méthode des différences finies (souvent identifiée sous l'anglicisme FDM pour "Finite Difference Method") est une méthode de résolution numérique des équations aux dérivées partielles. Elle s'appuie sur la discrétisation des opérateurs de différentiations sur un maillage donné aux travers des approximations de Taylor des dérivées partielles. La simplicité de cette méthode (notamment face aux Éléments Finis) entraîne néanmoins la nécessité de structures géométriques simples à modéliser. Aux vues des topologies existantes des cellules unitaires des cMUTs (carré, rectangle, cercle, hexagone), la FDM est ainsi suffisante pour décrire correctement ces dispositifs.

8.3.1 Mise en place du schéma numérique

La mise en place du schéma numérique pour la membrane du cMUT se fait tout d'abord par la substitution de l'équation du comportement de celle-ci (équation (8.11)) par une approximation linéaire en chaque point du maillage. Pour cela, on définit des opérateurs numériques de dérivées secondes qui s'expriment par les relations suivantes :

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} M_{(x,y)} = \frac{M_{(x-1,y)} - 2M_{(x,y)} + M_{(x+1,y)}}{2\Delta_x} \tag{8.15}$$

$$\frac{\partial^2}{\partial y^2} M_{(x,y)} = \frac{M_{(x,y-1)} - 2M_{(x,y)} + M_{(x,y+1)}}{2\Delta_y} \tag{8.16}$$

$$\frac{\partial^2}{\partial x \partial y} M(x,y) = \frac{M_{(x+1,y+1)} + M_{(x+1,y-1)} - M_{(x-1,y+1)} - M_{(x-1,y-1)}}{4\Delta_x \Delta_y} \tag{8.17}$$

avec
- $M_{(x,y)}$ la fonction à dériver,
- Δ_x le pas du maillage sur l'axe x,
- Δ_y le pas du maillage sur l'axe y.

Les matrices opérateurs associées aux linéarisations des dérivées secondes en x, en y et croisée seront par la suite dénommées respectivement $[m_{xx}]$, $[m_{yy}]$ et $[m_{xy}]$. Pour la cellule cMUT, on considère un maillage de N-points tel que représenté dans la figure 8.2.

Les matrices opérateurs reliant chacun des points entre-eux sont des matrices de dimension $N \times N$ points. D'après l'équation (8.11), on construit un opérateur de raideur $[K]$ tel que

$$[K][W] = [Q] \tag{8.18}$$

avec $[W]$ le vecteur de déplacement en z et $[Q]$ le vecteur de chargement extérieur en chaque point, tous les deux de dimension N

La matrice de raideur $[K]$ est quant à elle définie par :

$$[K] = [m_{xx}]\left([D'_{11}][m_{xx}] + [D'_{12}][m_{yy}]\right) + [m_{yy}]\left([D'_{11}][m_{yy}] + [D'_{12}][m_{xx}]\right) + 2[m_{xy}]\left(\frac{[D'_{11}] - [D'_{12}]}{2}[m_{xy}]\right) \tag{8.19}$$

où les vecteurs $[D'_{11}]$ et $[D'_{12}]$ sont les matrices diagonales de dimensions $N \times N$ correspondant aux opérateurs ***D'*** définis dans l'équation (8.12). Les valeurs de ces vecteurs varient suivant l'appartenance à une des deux zones (zone I pour non-métallisée ou zone II pour métallisée) définies dans le schéma 8.1.

D'un point de vue intégration numérique, l'opérateur de raideur $[K]$ fait intervenir un schéma prenant en compte 5 points de voisinage en largeur comme le montre la figure 8.3.

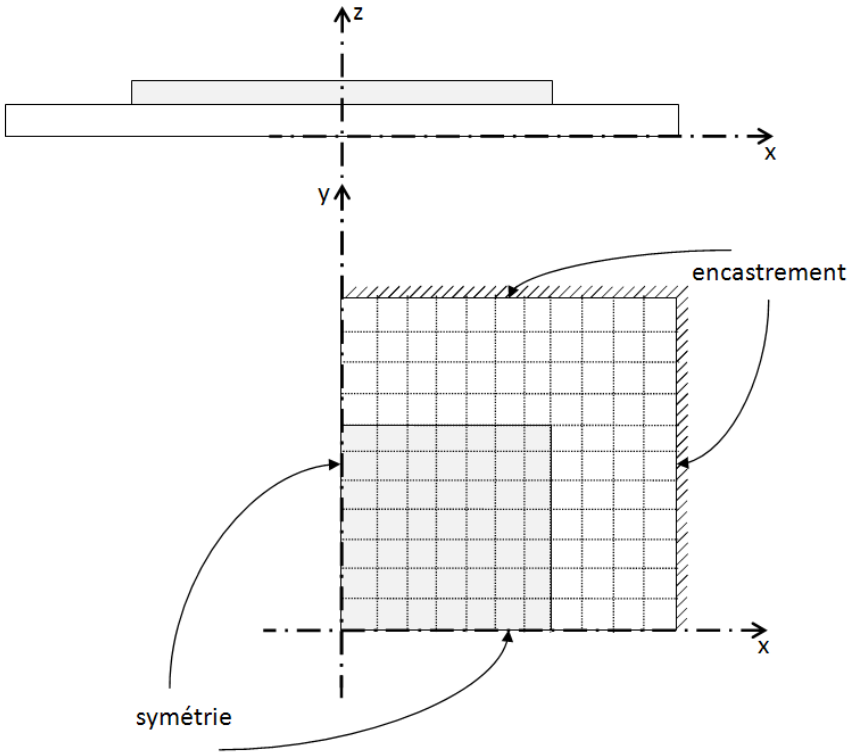

FIGURE 8.2 – Schéma numérique de la cellule cMUT modélisée

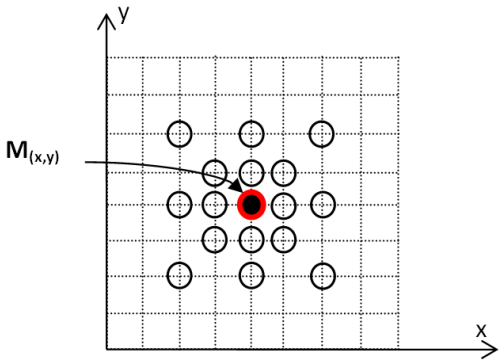

FIGURE 8.3 – Schéma numérique de la matrice des raideurs $[K]$

8.3.2 Conditions aux limites

Comme représenté dans la figure 8.2, seul un quart de la membrane est modélisé afin de réduire les temps de calculs. Cette hypothèse limite la résolution des modes non-symétriques pour un problème aux valeurs-vecteurs propres. Toutefois, d'un point de vue pratique, on s'intéresse généralement seulement au premier mode de résonance (mode 11) pour le fonc-

tionnement de ces capteurs.

Les conditions aux limites implémentées dans le modèle sont de deux types : conditions d'encastrement (ou blocage) et de symétrie. L'intégration de ces conditions se fait sur le schéma de l'opérateur $[K]$.

Pour une condition de blocage, on considère les hypothèses suivantes :

- le déplacement w est nul,
- la dérivée spatiale du déplacement est nulle.

Pour une condition de symétrie, on considère l' hypothèse suivante :

- la dérivée spatiale du déplacement est nulle.

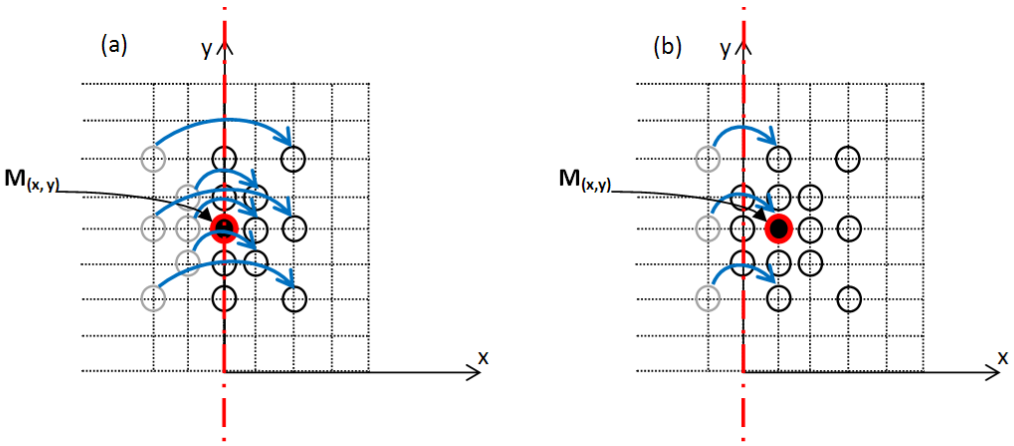

FIGURE 8.4 – Condition de symétrie appliquée sur le schéma numérique de l'opérateur $[K]$

L'intégration des conditions limites sur l'opérateur K est schématisé sur la figure 8.4 dans le cas particulier d'une symétrie d'axe y (bord droit) et sur la figure 8.5 pour la condition d'encastrement en y (bord gauche). Pour la condition de symétrie, si l'on considère les points appartenant à l'axe de symétrie (cas de la figure 8.4-(a)), afin de traduire l'annulation de la dérivée en w sur y, les valeurs des points fictifs n'appartenant pas au maillage (gris sur la figure) sont reportées sur leurs symétriques. De plus, le schéma numérique de K faisant intervenir 5 "voisins", il est nécessaire d'intervenir sur les points voisins de l'axe (figure 8.4-(b)). Pour annuler la dérivée, le même type d'opération que précédemment est effectué.

Pour la condition d'encastrement, les points appartenant à l'encastrement en tant que tel étant nuls, ils ne sont pas maillés. Il est juste nécessaire de modifier les points de la colonne voisine de la même manière que pour la condition de symétrie (figure 8.5). Afin d'annuler la dérivée suivant y, on reporte les valeurs des points fictifs sur leurs symétriques.

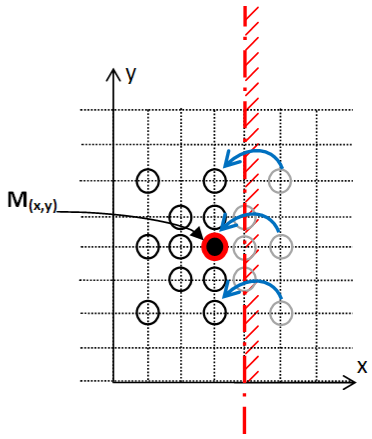

FIGURE 8.5 – Condition d'encastrement appliquée sur le schéma numérique de l'opérateur $[K]$

8.4 Comparaison entre le modèle "Eléments Finis" (FEM) et le modèle développé en différences finies (FDM)

Dans cette section, une confrontation avec un modèle développé en "Éléments Finis" (FEM pour "Finite Element Model") permet d'une part de valider le modèle FDM en tant que tel et d'autre part, d'identifier les domaines de validité de ce dernier. En effet, des hypothèses simplificatrices ont été appliquées sur la partie mécanique, notamment aux niveaux de la prise en compte de l'électrode (condition de discontinuité simplifiée) et en terme d'amplitude de déformées. Le modèle FEM a été développé à partir du logiciel commercial COMSOL Multiphysics®. Il est basé sur la théorie de l'élasticité générale pour les grandes déformations et ne fait donc pas d'hypothèses initiales sur le comportement mécanique de la membrane.

8.4.1 Présentation du modèle "Eléments Finis"

Le modèle FEM utilisé ici a été créé à partir du module MEMs de COMSOL Multiphysics et plus particulièrement dans le module mécanique de celui-ci [1]. La physique utilisée est ici une physique Lagrangienne quadratique intégrant les grandes déformations. De plus, pour éviter toute hypothèse simplificatrice, le choix s'est porté sur une modélisation 3-D de la membrane. Comme nous pouvons le voir sur la figure 8.6, le modèle est constitué de la membrane proprement dite et de l'électrode recouvrant partiellement cette dernière.

Les conditions de bords imposées sont les mêmes que dans le modèle FDM : chaque bord de membrane est considéré encastré. Le maillage choisi est un maillage extrudé permettant des temps de calcul réduits pour un résultat aussi précis, dans notre cas, qu'un maillage tétraédrique classique. Deux types de résolutions ont été utilisés dans notre étude : résolution des fréquences propres et résolutions statiques avec une pression homogène appliquée sur toute la membrane.

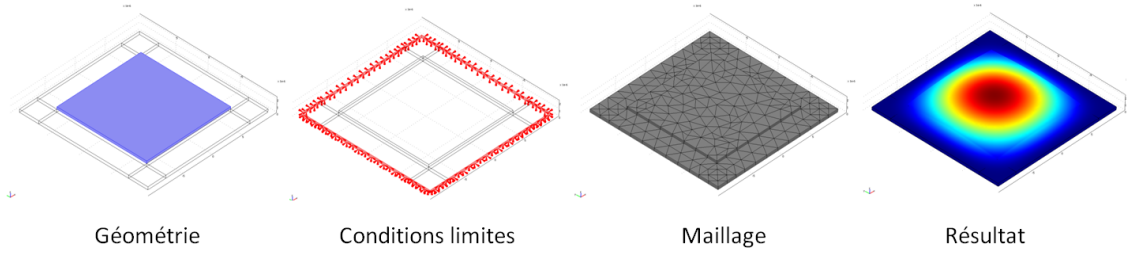

FIGURE 8.6 – Construction du modèle FEM sous Comsol Multiphysics®

8.4.2 Cas d'une structure mono-couche

Le premier cas étudié est le plus simple : celui d'une membrane seule. On est donc ici dans l'application directe de la théorie des plaques minces de Kirchhoff pour le modèle "Différence Finie". Cette étape permet de valider l'intégration des équations, la construction du schéma numérique et les limites de validités trouvées dans la bibliographie (voir chapitre 7.2). Pour cela, une plaque carrée est simulée. Ses caractéristiques initiales en termes de propriétés mécaniques et géométriques sont listées dans le tableau 8.1. Celles-ci ont été choisies afin de s'approcher de celles utilisées pour des cas réels de cellules cMUTs fabriquées avec le procédé présenté précédemment (2.4). Les caractéristiques mécaniques sont proches de celles d'un nitrure de silicium.

Caractéristiques	Valeur
Largeur l_{mb}	20 μm
Epaisseur h_{mb}	400 nm
Module d'Young E_{mb}	200 GPa
Coefficient de Poisson ν_{mb}	0.22
Masse volumique ρ_{mb}	3000 kg/m^3

TABLE 8.1 – Caractéristiques mécaniques et géométriques de la membrane simulée

La première partie de cette étude consiste à faire varier l'épaisseur de la membrane et d'observer en sortie les fréquences de résonance obtenues avec les deux modèles (figure 8.7) . Cette étude permet d'identifier le domaine de validité d'une plaque mince.

Pour déterminer le domaine de validité, on considère que l'erreur relative du modèle FDM comparée au modèle FEM doit être inférieure à 10 %. Cette limite a été choisie au vue de la précision nécessaire pour la fabrication des dispositifs. La figure 8.7 montre une bonne correspondance des deux modèles pour une large gamme d'épaisseur (jusqu'à 2 microns) ce qui, en termes de rapport largeur sur épaisseur, offre à priori un domaine de validité plus grand que celui annoncé dans la littérature (Chapitre 7.2). On peut donc en conclure que, pour la plupart des cMUTs d'épaisseur uniforme, le modèle des plaques minces semble suffisant pour les modéliser.

La deuxième partie de cette étude consiste à identifier le domaine de validité du modèle dans son hypothèse de petites déformations. Pour cela, on applique une pression uniforme sur l'ensemble de la membrane entre 0 et 10 MPa et les déflexions obtenues avec les deux

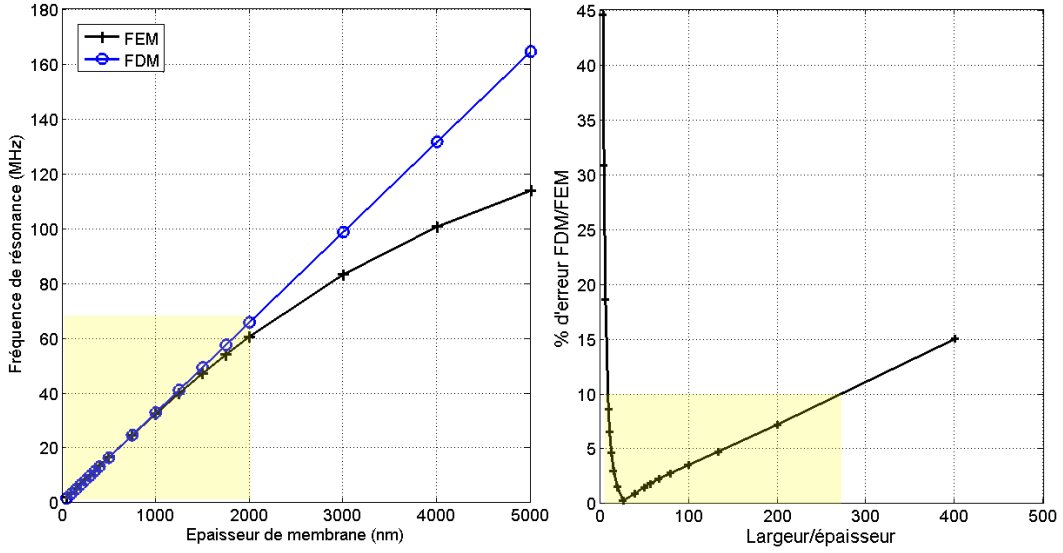

FIGURE 8.7 – Variation de la fréquence de résonance en fonction de l'épaisseur de la plaque et détermination du domaine de validité du modèle différence finie en plaque mince

modèles sont comparées (voir figure 8.8).

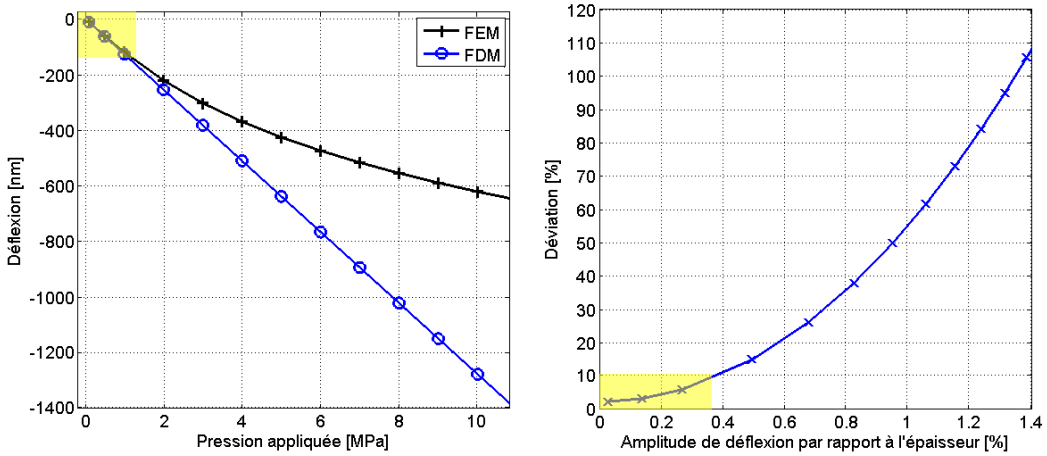

FIGURE 8.8 – Variation de la déflexion en fonction de la pression appliquée sur la plaque et détermination du domaine de validité du modèle différence finie en petite déformation

Il est nécessaire de rappeler que le modèle éléments finis comprend dans ses équations un terme de non-linéarité géométrique qui lui permet de prendre en compte le cas des grandes déformations (cf. équation de Von Karman chapitre 7.2.3). Classiquement, il est

usuel de limiter le domaine des petites déformations entre 20 et 30 % de l'épaisseur de la plaque. Tout comme dans la première étude, on considère qu'une erreur relative de 10 % est acceptable pour notre modèle. On voit ici que le domaine préalablement discriminé est confirmé par la comparaison des deux modèles. Ici, on voit que la déflexion en fonction de la pression appliquée pour le modèle FDM est linéaire ce qui n'est pas le cas dans le cadre des grandes déformations. Ainsi, il semble nécessaire de limiter à 30 % de l'épaisseur l'étude des déflexions et les grandeurs qui en découlent (c'est-à-dire tension de collapse, comportement dynamique non-linéaire, etc.). Nous verrons que cette hypothèse de petites déformations peut être sujette à discussion dans certains cas.

8.4.3 Cas d'une structure bi-couche

Cette seconde étude consiste à valider les équations de la théorie classique des multi-couches et leur intégration numérique présentées dans les chapitres 7.2.5 et 8.2. En premier lieu, on se propose d'étudier une membrane totalement métallisée ayant les caractéristiques mécaniques présentées dans le tableau 8.2. On reconnaîtra ici pour l'électrode, les caractéristiques mécaniques de l'aluminium, matériau qui est couramment utilisé dans l'industrie des MEMS.

Caractéristiques	Membrane	Electrode
Largeur	l_{mb} = 20 μm	l_{el} =14 μm
Epaisseur	h_{mb} = 400 nm	h_{el} = 300 nm
Module d'Young	E_{mb} = 200 GPa	E_{el} = 70 GPa
Coefficient de Poisson	ν_{mb} = 0.22	ν_{el} = 0.35
Masse volumique	ρ_{mb} = 3000 kg/m^3	ρ_{el} = 2700 kg/m^3

TABLE 8.2 – Caractéristiques mécaniques et géométriques de la membrane simulée dans le cas du multicouche

Dans cette première phase de validation, on fait uniquement varier l'épaisseur de l'électrode (couche supérieure du bicouche) entre 50 et 1500 nm (figure 8.9). Ce choix permet de vérifier le domaine de validité identifié dans la partie précédente pour une structure bi-couche. En sortie, on compare les fréquences de résonances obtenues avec les deux modèles.

Cette confrontation montre que le modèle multicouche suit bien les observations faites sur un mono-couche. On obtient ainsi un domaine de validité sensiblement équivalent à celui observé en plaque mono-couche mince. On peut donc en conclure que l'intégration du multi-couche n'altère pas la précision du modèle de différences finies dans le cas d'une structure uniforme.

Il est maintenant nécessaire de vérifier si l'incorporation d'une discontinuité dans la plaque (cas correspondant le plus à la réalité géométrique de la cellule cMUT) permet de conserver la précision escomptée avec notre modèle. Pour cela, la fréquence de résonance et la déflexion initiale sont tracées en fonction du taux de métallisation surfacique pour 3 épaisseurs d'électrode différentes (cf. figure 8.10). On entend par déflexion initiale la déflexion de la membrane induite par l'application de la pression atmosphérique (P_{atm}=10^5 Pa).

Tout d'abord, sur la résolution des fréquences de résonance (figure 8.10-(b)), quelles

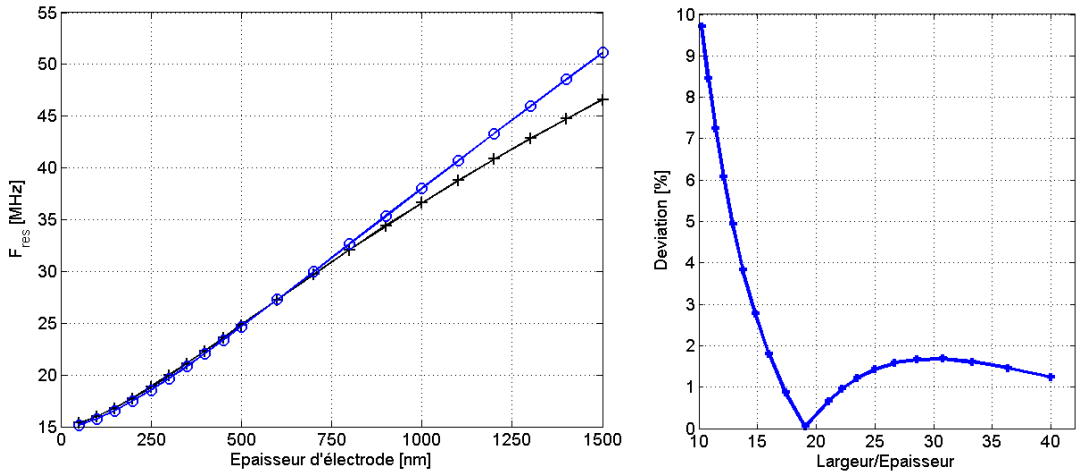

FIGURE 8.9 – Variation de la fréquence de résonance en fonction de l'épaisseur de l'électrode pour une structure bi-couche métallisée à 100%

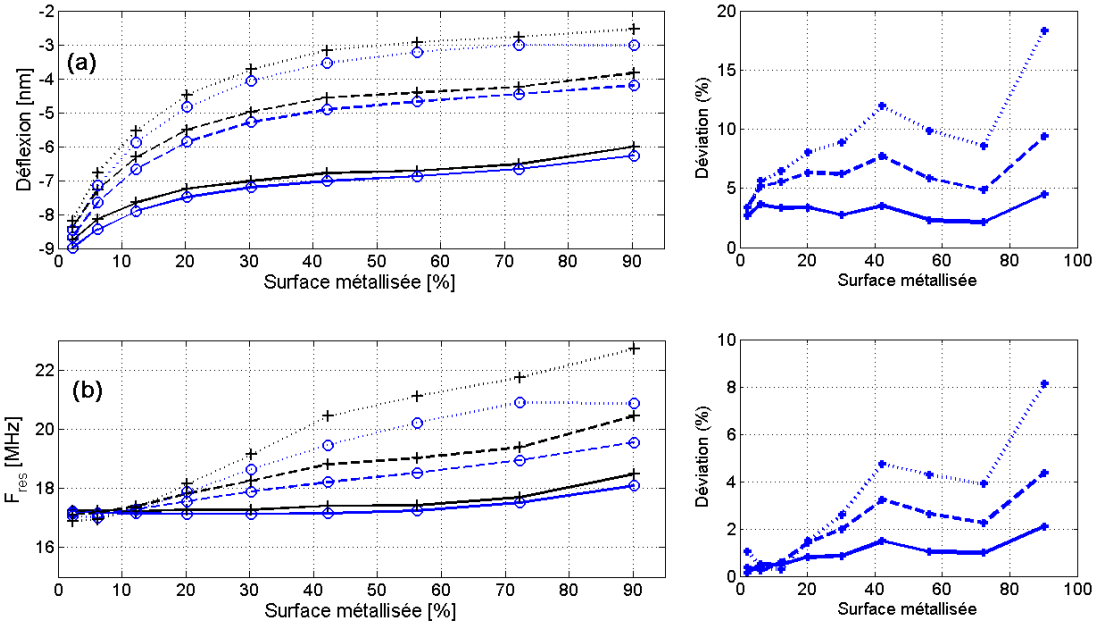

FIGURE 8.10 – Variation de la déflexion initiale (a) et de la fréquence de résonance (b) en fonction du pourcentage de métallisation de la membrane pour 3 épaisseurs de métallisation différentes (**trait plein :** 200nm - **trait hachuré :** 400 nm et **trait pointillé :** 600 nm)

que soient les caractéristiques géométriques appliquées, l'erreur relative faite par le modèle FDM par rapport au modèle FEM est toujours inférieure à 10%. Ainsi, même en incorporant une discontinuité dans le maillage, le modèle FDM reste dans le même domaine de validité que précédemment. On peut toutefois remarquer que pour la déflexion initiale d'une cellule possédant une forte discontinuité (h_{el}=600 nm) et une large surface (plus de 80% de surface métallisé) (figure 8.10-(b)), la déviation sur la déflexion initiale devient assez conséquente (plus de 15% d'erreur relative entre les deux modèles). Il semble ainsi que la résolution statique du modèle soit plus sensible aux fortes discontinuités. Finalement, on peut remarquer en regardant les deux résolutions que les tendances sur la déviation sont les mêmes. Plus l'épaisseur (et donc la discontinuité) est élevée, plus l'erreur relative le sera. De même, plus la surface métallisée est grande, plus l'erreur l'est aussi. Ce dernier point peut s'expliquer notamment par la prise en compte des conditions limites, qui, comme nous l'avons vu, s'appliquent sur un schéma à "5 points" (voir chapitre 8.3.2) : le fait que la discontinuité "participe" à la mise en place de la condition limite de blocage peut introduire une erreur sur la condition.

Une validation de la partie mécanique du modèle vient ainsi d'être présentée. Les différentes comparaisons avec le modèle éléments finis nous ont permis de montrer, que, malgré les hypothèses fortes faites dans le modèle (plaque mince multicouche, gestion de la discontinuité et petites déformations), notre modèle semble tout à fait apte à modéliser assez précisément le comportement d'une cellule cMUT et cela avec une forte économie de temps de calcul comparativement à un modèle de type FEM.

8.5 Exploitation du modèle

Dans cette partie, on se propose d'étendre le modèle pour déterminer deux caractéristiques essentielles de la cellule cMUT : la tension de collapse en intégrant les équations de l'électrostatique et le calcul de la réponse harmonique de la cellule chargée par le fluide mais aussi de plusieurs cellules en intégrant une matrice de couplage fluide/structure.

8.5.1 Intégration de l'électrostatique et détermination de la tension de collapse

La prise en compte de la pression électrostatique sur la membrane se fait selon les hypothèses exposées dans la section 7.1. Pour rappel, les lignes de champ sont considérées comme parallèles et les effets de bords sont négligés. Ainsi, en chaque point du maillage, la pression électrostatique vérifie l'équation (7.12) à ceci près qu'il est nécessaire de prendre en compte la membrane de permittivité relative ϵ_{mb} et d'épaisseur h_{mb}. On introduit la hauteur équivalente h_{eq} telle qu'introduit dans l'équation (1.1). On peut ainsi exprimer le vecteur de pression électrostatique $[P_{elec}]$ de taille N suivant l'équation suivante :

$$[P_{elec}] = -\frac{V^2\epsilon_0}{2(h_{eq} - [W])^2}[O] \tag{8.20}$$

avec $[O]$ une matrice d'ouverture électrique telle que

$$\begin{cases} O(i) = 1 & \text{si } O(i) \in \text{Zone I(métallisée)} \\ O(i) = 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

et V la tension de polarisation appliquée.

La matrice à résoudre dans un problème statique sous chargement électrostatique devient :

$$[K][W] = [P_{elec}] \Leftrightarrow [K][W] = -\frac{V^2\epsilon_0}{2(h_{eq} - [W])^2}[O] \tag{8.21}$$

Afin de trouver la position d'équilibre du système, on utilise le calcul itératif suivant :

1. On applique $[W]_0 = [W_0]$, tel que $[W_0]$ est la position initiale de la membrane,
2. On calcule la pression électrostatique $[P_{elec}]_1 = \frac{V^2\epsilon_0}{2(h_{eq}-[W]_0)^2}[O]$
3. On en déduit la position $[W]_1 = [K]^{-1}[P_{elec}]_1$
4. On recalcule la pression électrostatique $[P_{elec}]_2$ avec la nouvelle position $[W]_1$
5. On recalcule la nouvelle position.

Le calcul est ainsi bouclé pour trouver la position d'équilibre du système, le critère d'arrêt étant la minimisation de la différence des positions $[W]_{k+1} - [W]_k = 0$.

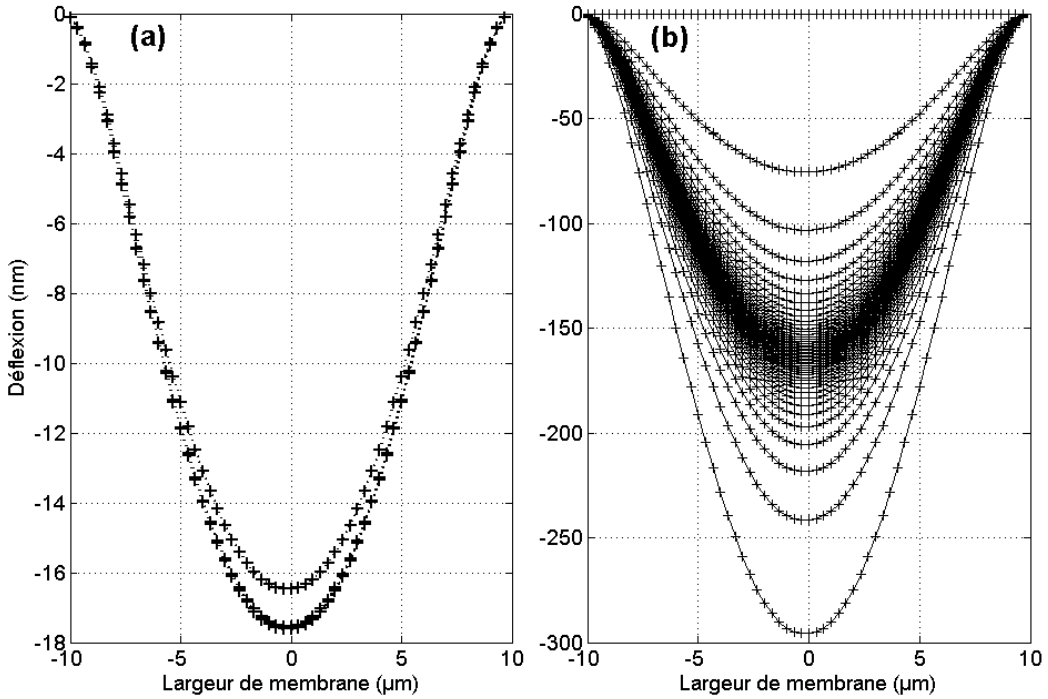

FIGURE 8.11 – Variation du profil statique en fonction du nombre d'itérations pour V=100V(a) et V=215V(b)

Pour illustrer cet algorithme, le profil statique pour différentes itérations successives est tracé sur la figure 8.11. Les caractéristiques de cellule simulée sont décrites dans le tableau

8.2. De façon générale (ici pour une tension V_{stat}=100 V), le calcul converge rapidement (figure 8.11-(a)). Au-delà de la tension de collapse (ici V_{stat}=215 V), le calcul n'arrive plus à converger (figure 8.11-(b)). On utilise cette propriété de non-convergence comme critère de détection automatique de la tension de collapse.

8.5.2 Extension au modèle harmonique linéarisé au premier ordre

Dans cette dernière section, on se propose de présenter brièvement le modèle sous chargement harmonique d'une cellule dans un fluide, puis d'un ensemble de cellules, développé par Cyril Meynier dans le cadre de sa thèse [90].

Dans ce cas, il est nécessaire de linéariser l'équation de la pression électrostatique de manière analogue à la démarche présentée au début de ce document (section 1.2.2.3). On considère donc que la tension d'excitation est petite devant la tension de polarisation ($V_{AC} << V_{DC}$) et que l'excitation alternative suit un chargement harmonique de fréquence angulaire ω telle que $V_{AC}(t) = V_0 e^{j\omega t}$. L'impact de la pression électrostatique sur la membrane se traduit par une matrice de raideur supplémentaire dite *matrice de softening* $[K_{soft}]$ et une pression électrostatique dynamique définit par $[P_e] = [P_{e0}]e^{j\omega t}$.

Le système matriciel à résoudre en chargement harmonique est alors :

$$[M_a]\omega^2[W] = -[K][W] + [K_{soft}][W] + j\omega[\alpha][W] + [P_e] + [P_r] \tag{8.22}$$

avec
- $[M_a]$ la matrice des masses,
- $[K]$ la matrice des raideurs (voir equation (8.19)),
- $[\alpha] = -\eta[K]$ la matrice d'amortissement avec η le facteur de perte de la membrane,
- $[P_r]$ la matrice de chargement du fluide,
- $[W]$ la matrice des déplacements dynamiques,

Dans le cas de l'étude d'une cellule seule dans le fluide, la matrice des pressions rayonnées devient

$$[P_r] = j\omega[K_{fluid}][W] \tag{8.23}$$

avec $K_{fluid,ij} = G^1(r_i - r_j, \omega)$, $G^1(r, \omega)$ étant la fonction de Green définie dans l'équation (7.81) et r_i et r_j respectivement les positions du point source et du point cible dans le maillage de la membrane.

De manière analogue, l'intégration dans un réseau 2-D périodique a été conduite en intégrant la fonction de Green 2-D périodique (cf. equation (7.84)).

A partir de ce modèle, une stratégie de modélisation a été développée pour la modélisation d'un élément de barrette échographique et a été comparée à des résultats d'impédancemétrie [90].

Dans le cas précis de notre étude, nous ne l'utiliserons que pour la validation du modèle temporel dans le fluide dans la section 14.2.

Chapitre 9

Impact de la contrainte initiale sur le comportement d'une cellule

9.1 Origine du phénomène

Cette partie est consacrée à l'étude de l'impact des contraintes initiales (appelées aussi résiduelles) dans le fonctionnement du cMUT. Ces contraintes sont intrinsèques à la fabrication du capteur et font l'objet de nombreuses études [69, 31, 151, 70].

On catégorise généralement deux types de contraintes : les contraintes intrinsèques et les contraintes de dilatations thermiques. Les contraintes intrinsèques sont dues à un ensemble de paramètres que sont la stœchiométrie du matériau, son type et sa vitesse de dépôt, la présence de dopage, etc. Dans le cas des cMUTs, ce type de contraintes est généralement localisé dans la membrane (PolySi ou SiN). Par exemple, pour un dépôt PECVD de nitrure de silicium, il est connu qu'un mélange stœchiométrique entraîne de fortes contraintes tensiles [127] (de l'ordre de 1100 MPa). De nombreux procédés d'optimisations ont été proposés afin de les limiter, notamment dans le cadre du partenariat dont découle ces travaux (cf. Thèse E. Jeanne [62]).

La seconde catégorie de contraintes sont celles d'origine thermique qui résultent de la capacité d'un matériau à s'étirer lorsqu'il subit une augmentation de température. Après refroidissement à la température ambiante, le matériau cherchant à se rétracter, des contraintes internes résiduelles se créent dans la plaque.

Les conséquences directes de ces contraintes sont, pour les plus dramatiques, une fissuration des couches et la détérioration des éléments fonctionnels libérés. Pour les cas de contraintes moins élevées, leurs effets sur les membranes se manifestent par une déflexion initiale importante (qui peut aller jusqu'à les rendre inutilisables) et un fort décalage de la fréquence de résonance.

Il est essentiel d'intégrer dans les modèles ces phénomènes pour :

1. estimer les niveaux de ces contraintes et ensuite les réintégrer lors de la phase de conception,
2. étudier leur impact et chercher à les limiter par le jeu de paramètres mécaniques (matériau, géométrie) et l'adaptation du procédé de fabrication.

Ce chapitre présente dans un premier temps l'implémentation des contraintes résiduelles dans le modèle FDM précédemment utilisé. Une comparaison avec les éléments finis permettra de valider leur intégration. Ensuite, une méthode par problème inverse est proposée pour déterminer la contrainte globale des couches en s'appuyant sur des mesures de déflexions initiales (voir la section 4.1). Enfin, une analyse de l'impact des contraintes sur nos dispositifs sera faite et des propositions d'optimisation visant à les limiter en découleront.

9.2 Implémentation d'une contrainte initiale dans le modèle

Afin d'intégrer les contraintes initiales dans le modèle FDM, on considère une structure multi-couche identique à celle illustrée figure 7.6. On associe à chaque couche k, un champ de contraintes résiduelles défini par le vecteur σ_k^* :

$$\sigma_k^* = \begin{bmatrix} \sigma_{xx}^* \\ \sigma_{yy}^* \\ \sigma_{xy}^* \end{bmatrix} \tag{9.1}$$

En utilisant le formalisme des résultantes en membranes et moments résultants introduit dans le chapitre 7.2, on exprime les résultantes en membranes et les moments résultants dus aux contraintes résiduelles dans chaque couche :

$$\boldsymbol{N}^* = \begin{bmatrix} N_x^* \\ N_y^* \\ N_{xy}^* \end{bmatrix} = \sum_k \int_{h_{k-1}}^{h_k} \begin{bmatrix} \sigma_{xx}^* \\ \sigma_{yy}^* \\ \sigma_{xy}^* \end{bmatrix}_k dz \tag{9.2}$$

et

$$\boldsymbol{M}^* = \begin{bmatrix} M_x^* \\ M_y^* \\ M_{xy}^* \end{bmatrix} = \sum_k \int_{h_{k-1}}^{h_k} (z - z_n) \begin{bmatrix} \sigma_{xx}^* \\ \sigma_{yy}^* \\ \sigma_{xy}^* \end{bmatrix}_k dz \tag{9.3}$$

Le plan neutre de cote z_n est le même que celui définit dans le chapitre 8.2.

En intégrant sur l'épaisseur, on obtient donc après simplification :

$$\boldsymbol{N}^* = \sum_k (h_k - h_{k-1})\sigma_k^* \tag{9.4}$$

$$\boldsymbol{M}^* = \sum_k (h_k - h_{k-1})(h_{k-1} + h_k - 2z_n)\sigma_k^* \tag{9.5}$$

D'après Berthelot (p.586 de [12]), on intègre l'effet des contraintes initiales dans l'équation globale du multi-couche selon l'équation suivante :

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2}\left(D'_{11}\frac{\partial^2 w}{\partial x^2}\right)+\frac{\partial^2}{\partial x^2}\left(D'_{12}\frac{\partial^2 w}{\partial y^2}\right)+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\left(D'_{11}\frac{\partial^2 w}{\partial y^2}\right)+ \\ \frac{\partial^2}{\partial y^2}\left(D'_{12}\frac{\partial^2 w}{\partial x^2}\right)+4\frac{\partial^2}{\partial x\partial y}\left(D'_{66}\frac{\partial^2 w}{\partial x\partial y}\right)+ \\ \frac{\partial^2 M_x^*}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 M_y^*}{\partial y^2}+2\frac{\partial^2 M_{xy}^*}{\partial x\partial y}-m_{eq}\frac{\partial^2 w}{\partial t^2}=q+N_x^*\frac{\partial^2 w}{\partial x^2}+N_y^*\frac{\partial^2 w}{\partial y^2}+2N_{xy}^*\frac{\partial^2 w}{\partial xy} \quad (9.6)$$

Reprenons alors notre modèle où deux zones ont été discriminées, la zone I non-métallisée et la zone II métallisée (voir figure 8.1). Si on réécrit l'équation (9.6) selon le schéma numérique décrit 8.3, l'équation devient alors :

$$\overbrace{\left\{[K]-\left([N_x^*][m_{xx}]+[N_y^*][m_{yy}]+2[N_{xy}^*][m_{xy}]\right)\right\}}^{1}[W] \\ -[M_a][\ddot{W}]=\underbrace{[Q]-\left\{[m_{xx}][M_x^*]+[m_{yy}][M_y^*]+2[m_{xy}][M_{xy}^*]\right\}}_{2} \quad (9.7)$$

où $[M_a]$ est la matrice des masses surfaciques de dimension $N \times N$, et $[\ddot{W}]$ le vecteur accélération de dimension N.

Avec cette équation, il est plus aisé d'identifier les différents phénomènes associés aux contraintes résiduelles. On voit ici que, dans la première partie de l'équation, les efforts en membrane des contraintes résiduelles interviennent comme un vecteur raideur supplémentaire qui s'associe au vecteur $[K]$. Dans la deuxième partie de l'équation, on voit ici que les termes de dérivées dans l'expression analytique vont agir à l'interface zone métallisée/non-métallisée comme des termes de sources supplémentaires qui se superposent à la contrainte extérieure.

Pour compléter la compréhension de ce phénomène, il est intéressant de s'attarder un peu plus sur l'implémentation des moments résultants de contraintes M^* dans le modèle discontinue. En effet, la 2e partie de l'équation (8.13) implique seulement les moments de contraintes résiduelles si et seulement si une discontinuité apparait dans le maillage. Dans le cas d'un pur multicouche, la répartition des moments est alors homogène sur l'ensemble du maillage et leur dérivée seconde est donc nulle. C'est donc seulement à la discontinuité entre la zone I et la zone II que l'expression des moments de contrainte va se faire.

En détaillant la contrainte résiduelle globale dans une couche k, σ_k^* devient :

$$\sigma_k^* = \sigma_k^{int} + \sigma_k^{th} \quad (9.8)$$

avec σ_k^{int} la contrainte intrinsèque de la couche k et σ_k^{th} la contrainte de dilatation thermique de la couche k.

Cette dernière s'exprime dans une couche k isotrope à partir des déformations issues des dilatations thermiques :

$$\epsilon_k^{th}(x,y) = \begin{bmatrix}\epsilon_{xx}^{th}\\ \epsilon_{yy}^{th}\\ \gamma_{xy}^{th}\end{bmatrix}_k = \begin{bmatrix}\alpha_k\Delta T\\ \alpha_k\Delta T\\ 0\end{bmatrix} \quad (9.9)$$

où α_k est le coefficient de dilatation thermique en K^{-1} et ΔT la différence de température en K que le matériau a subi.

En utilisant la loi de Hooke dans un matériau isotrope, le vecteur des contraintes dans une couche isotrope k s'exprime finalement par :

$$\sigma_k^{th} = \begin{bmatrix} \sigma_{xx}^{th} \\ \sigma_{yy}^{th} \\ \sigma_{xy}^{th} \end{bmatrix}_k = \begin{bmatrix} \frac{E_k}{1-\nu_k}\alpha_k \Delta T \\ \frac{E_k}{1-\nu_k}\alpha_k \Delta T \\ 0 \end{bmatrix} \tag{9.10}$$

Les contraintes de dilatations thermiques sont généralement supposées comme prépondérantes dans la répartition des contraintes initiales [127]. Ainsi, à partir du procédé de fabrication et la connaissance des coefficients de dilatation thermiques des matériaux, il est possible d'estimer par modélisation les contraintes et leurs répercutions sur les microsystèmes. Kupnik et al. [69] ont d'ailleurs proposé une étude par éléments finis simulant les différentes étapes de fabrication afin de prévoir les contraintes dans les cellules cMUTs.

9.3 Confrontation aux Eléments Finis

Dans cette partie, on se propose de comparer les résultats de notre modèle avec ceux obtenus à l'aide du modèle éléments finis présenté dans le chapitre 8.6. Pour cela, le cadre de l'étude se base sur le même dispositif déjà simulé dont les caractéristiques sont présentées dans le tableau 8.2. Afin de comparer les deux modèles, on choisit de faire varier entre 0 et 500 MPa la contrainte que l'on considère égale dans les deux matériaux (membrane SiN et électrode Al) (figure 9.1). D'un point de vue implémentation, les contraintes ont été supposées égales dans les deux axes ($\sigma_{xx}^* = \sigma_{yy}^* = \sigma_0$) et nulles en cisaillement ($\sigma_{xy}^* = 0$). La variation de fréquence de résonance et la variation de déflexion initiale de la membrane (pour une pression extérieure de P_{atm}= 10^5 Pa) sont étudiées.

On remarque tout d'abord que les résultats des deux modèles sur la fréquence de résonance (figure 9.1(b)) concordent bien. En effet, la déviation entre les deux modèles est ici inférieure à 2%. On peut donc en déduire que l'intégration des forces résultantes en membrane des contraintes initiales est correcte (partie 1 de l'équation (9.7)). Par contre, on peut voir que sur la résolution statique (figure 9.1(a)), la déviation est beaucoup plus forte et le modèle FDM surestime les valeurs par rapport au modèle FEM. L'erreur relative atteint même la valeur de 15% pour des cas de fortes contraintes (>250 MPa). On peut à priori penser que l'intégration dans le modèle des moments résultants de la contrainte pose des difficultés (2e partie de l'équation (9.7)). L'une des explications possible serait l'erreur provoquée par la gestion de la discontinuité dans le modèle. On peut toutefois, si ce n'est se satisfaire, au moins se contenter de cette précision sur le modèle. En premier lieu, les tendances du comportement entre les deux modèles sont les mêmes : l'analyse phénoménologique peut donc se faire avec le modèle développé. De plus, pour la détermination de contrainte en problème inverse, l'incertitude sur nos mesures est de l'ordre de 20% ce qui est donc bien supérieur aux imprécisions même du modèle.

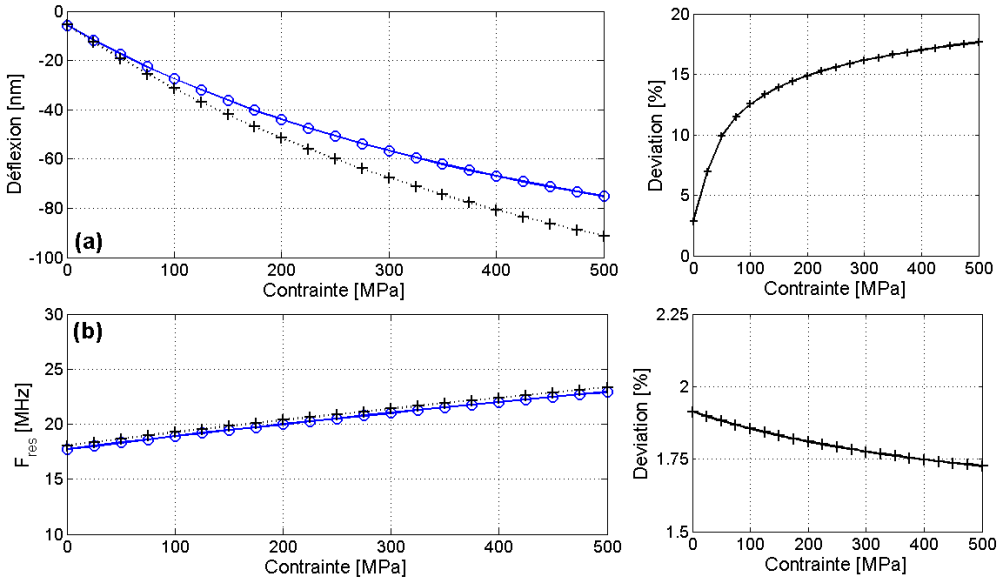

FIGURE 9.1 – Variation de la déflexion initiale (a) et de la fréquence de résonance (b) en fonction d'une contrainte initiale globale dans les couches (**noir :** FEM, **bleu :** FDM)

9.4 Méthode de détermination par problème inverse

Dans cette partie, nous proposons une méthode de détermination des contraintes dans les matériaux de la membrane cMUT et du module d'Young du Si_xN_y par problème inverse est élaborée [124]. Le module d'Young du nitrure de silicium est un paramètre difficile à déterminer car il dépend de la nature des dépôts et de la stœchiométrie du Si_xN_y. Par ailleurs, souvent couplés aux précontraintes, il est difficile de discriminer les deux paramètres. Il est malgré cela primordial de pouvoir estimer assez précisément sa valeur. Afin de limiter le nombre de paramètres à évaluer, on considère que la contrainte résiduelle est égale dans l'ensemble des couches de la membrane. Cette hypothèse assez simplificatrice facilite la mise en place du procédé expérimental. En effet, dans une résolution par problème inverse, afin d'obtenir n- paramètres (sortie du problème), il est nécessaire d'avoir n-mesures différentes (entrée du problème) et surtout, de mettre en place une série de $n \times n$ simulations afin de croiser l'ensemble des entrées avec l'ensemble des sorties.

Ce type de démarche a déjà été utilisé pour la détermination des contraintes résiduelles et du module d'Young du SiN. Yaralioglu et al. [151] utilisent une méthode de problème inverse en faisant sur un même dispositif une mesure du profil statique par AFM (AFM : Microscopie à Force Atomique) et une détermination de la fréquence de résonance dans l'air par interférométrie laser hétérodyne. Le modèle utilisée est un modèle FEM développée sous ANSYS. Pour la mesure de la fréquence de résonance, l'excitation de la membrane est produite électriquement ce qui entraîne la nécessité d'une résolution par chargement harmonique afin de prendre en compte le softening lié à la polarisation. Ce type de simulation est néanmoins consommateur en terme de temps de calcul. Cianci et al. [31] proposent d'utiliser en plus de la mesure de déflexions de la membrane du cMUT, la mesure du dé-

placement d'une poutre libérée qui permet, à l'aide d'une jauge Vernier, de déterminer le déplacement. Il existe d'ailleurs toute une catégorie de micro-structure de ce type pour caractériser *in-situ* la contrainte initiale (voir l'article de revue de ces structures par He et al. [56]).

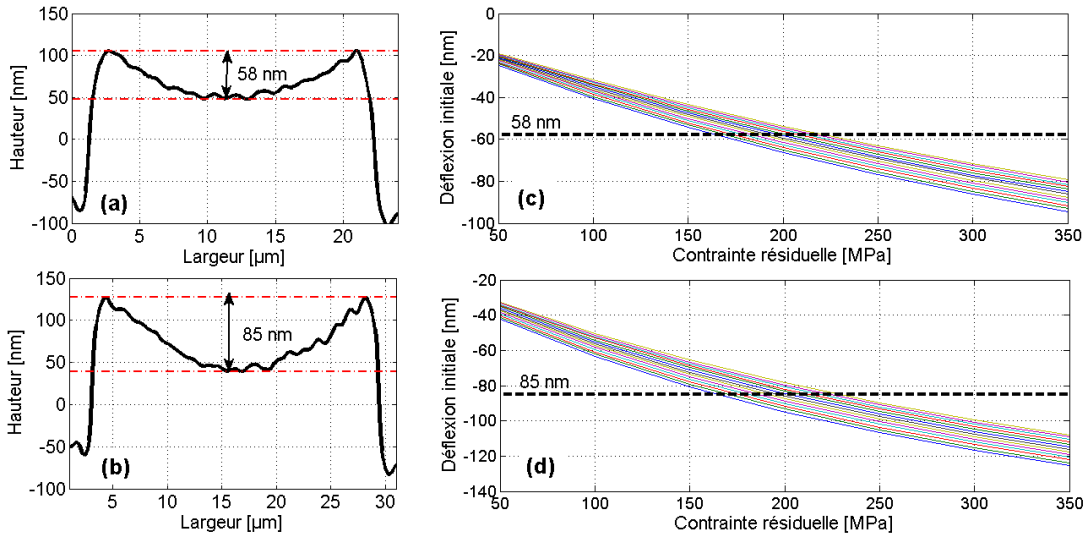

FIGURE 9.2 – Mesure de déflexion initiale sur des cellules 20x20 μm (a) et 25x25 μm (b) et calcul de la déflexion initiale pour ces cellules (20x20μm(c) et 25x25μm(d)) en fonction de la contrainte résiduelle et du module d'Young du Nitrure de Silicium ($E_{SiN} \in [180 : 300]$ GPa)

La démarche que nous avons adoptée s'appuie sur la mesure de déflexions initiales de deux cellules cMUTs à l'aide du DHM. Dans l'exemple présenté 9.2(a) et (b), les structures choisies sont des cellules carrées de 20 et 25 μm de côté, toutes deux provenant du même wafer. Les différentes caractéristiques géométriques et mécaniques utilisées sont définies dans les tableaux 9.1 et 9.2.

Caractéristiques	Largeur	Epaisseur
Membrane1	l_{mb1} = 20 μm	h_{mb1} = 450 nm
Electrode1	l_{el1} =14.2 μm	h_{el1} = 350 nm
Membrane2	l_{mb2} = 25 μm	h_{mb2} = 450 nm
Electrode2	l_{el2} =17.7 μm	h_{el2} = 350 nm

TABLE 9.1 – Caractéristiques géométriques des membranes simulées pour la résolution par problème inverse

En parallèle des mesures effectuées, il est alors nécessaire d'effectuer différentes de simulations de ces deux structures en faisant varier les paramètres que nous recherchons (voir 9.2(c) et (d)). Nous avons fait varier le module d'Young du nitrure de silicium entre 180 et 300 GPa et la contrainte initiale entre 0 et 500 MPa. L'intersection des courbes de comportements simulées (chaque courbe dans (c) et (d) correspond à une simulation

Caractéristiques	Membrane	Electrode
Module d'Young	$E_{mb} = E_{SiN}$	$E_{el} = 70$ GPa
Coefficient de Poisson	$\nu_{mb} = 0.26$	$\nu_{el} = 0.35$
Masse volumique	$\rho_{mb2} = 3200$ kg/m^3	$\rho_{el2} = 2700$ kg/m^3

TABLE 9.2 – Caractéristiques mécaniques des matériaux utilisé dans la simulation pour la résolution par problème inverse

pour un module d'Young fixé tracée dans un repère déflexion(contrainte)) avec la droite correspondant à la déflexion mesurée de la membrane permettent de construire les deux droites de la figure 9.3.

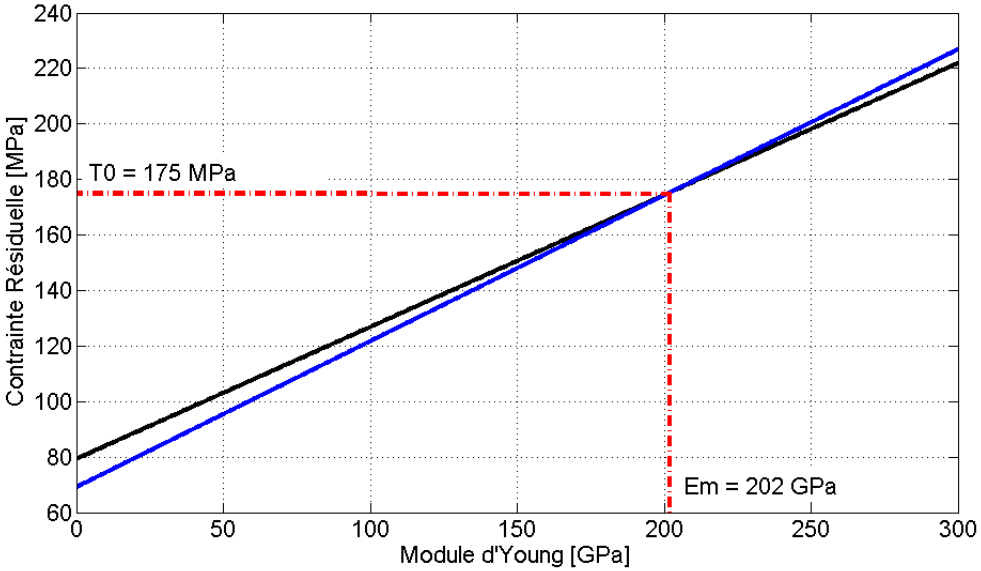

FIGURE 9.3 – Détermination du couple (E_{SiN}/Contrainte résiduelle) par problème inverse (courbes correspondant au problème inverse de la membrane de largeur 20 μm (noire) et 25 μm (bleue)

L'intersection de ces deux droites permet d'obtenir l'unique couple (E_{SiN}/Contrainte résiduelle) correspondant aux deux déflexions initiales mesurées.

$$E_{SiN} = 202 \text{ GPa et } \sigma_0 = 175 \text{ MPa} \tag{9.11}$$

Cette démarche présente l'avantage d'être assez simple à mettre en œuvre. Elle n'utilise qu'un seul appareil de mesure (le DHM) et permet de faire l'intégralité des mesures directement sur le wafer. Il est par contre évident que plus le rapport de forme entre les deux structures est important, plus la différence de pente entre les deux droites finales sera grande. Ceci est d'ailleurs un point limitatif de la méthode car, aux vues des incertitudes de mesures, si la différence de structures n'est pas assez importante, les droites peuvent alors être parallèles dans le domaine d'intérêt. Désormais, afin de rendre cette mesure systématique, il a été intégré sur les designs de masques des futurs capteurs un ensemble de

"cellules de test" dédiées à cette méthode de caractérisation.

9.5 Impact de la contrainte initiale dans une cellule cMUT

Dans cette dernière section sur l'étude des contraintes initiales, il est entrepris d'identifier les phénomènes agissant sur la membrane et d'essayer de les limiter au maximum. En effet, nous avons déjà vu que la prise en compte des contraintes de type "tensile" (positive) sur les membranes augmente la fréquence de résonance et la déflexion initiale à la fois (figure 9.1). La première étant problématique du point de vue de la prédiction même des comportements, elle n'est pas non plus rédhibitoire dans le fonctionnement propre du cMUT. Par contre, l'augmentation de la déflexion initiale peut considérablement dégrader celui-ci. En effet, si la déflexion est grande, le volume balayé lors de la vibration du système se retrouve alors fortement réduit et l'amplitude de l'onde émise peut être fortement altérée. C'est pour cela qu'on se concentrera majoritairement sur les effets de déflexions initiales dans l'étude qui va suivre.

9.5.1 Etude dissociée de la contrainte dans chacune des couches

Dans cette première partie, on va s'attacher à isoler la contrainte dans chacune des couches du cMUT (membrane proprement dite ou électrode) afin d'observer l'influence de chacune d'entre elle sur la fréquence de résonance et la déflexion initiale. Les caractéristiques de la membrane simulée sont celles déjà utilisées dans les parties précédentes (tableau 8.2).

Dans un premier temps, on fait varier la contrainte dans le nitrure σ_{mb} entre 0 et 500 MPa (figure 9.4(a)) en fixant une contrainte dans l'électrode σ_{el}=100 MPa. Dans cette configuration, la fréquence de résonance augmente en fonction de la contrainte alors que la déflexion initiale diminue. La contrainte dans le Si_xN_y agit donc comme une raideur supplémentaire dans l'équation d'équilibre (9.6) qui vient, dans la résolution statique, s'opposer à la pression atmosphérique appliquée.

Si maintenant la contrainte dans le Si_xN_y est fixé à 100 MPa et seule la contrainte dans l'électrode varie entre 0 et 500 MPa (figure 9.4(b)), on remarque que la fréquence augmente toujours. Néanmoins, contrairement au premier cas, la déflexion due à la seule pression atmosphérique est amplifiée par la contrainte σ_{el}. En effet, elle agit alors de deux manières. Au même titre que σ_{mb}, elle ajoute une raideur supplémentaire à celle de la membrane. Celle-ci devrait, comme dans le premier cas, limiter la déflexion mais une charge due à la discontinuité des moments (cf. équation (9.6)) vient contrecarrer le premier effet dans l'équation d'équilibre. Les contraintes dans l'électrode sont en effet "libérées" lors de leur gravure et c'est au niveau de ces libérations (c'est-à-dire la transition entre zone métallisée et zone non-métallisée) qu'elle s'exprime comme une charge supplémentaire qui vient défléchir la membrane.

Ainsi, il nous a paru intéressant d'étudier si le positionnement de la discontinuité (et donc des charges supplémentaires) influait sur la déflexion de la membrane. Une simulation où la surface de métallisation varie a donc été effectuée (9.5(a)). Dans ce cas, on a cherché à se rapprocher un peu plus du procédé de fabrication utilisé : le dépôt d'aluminium

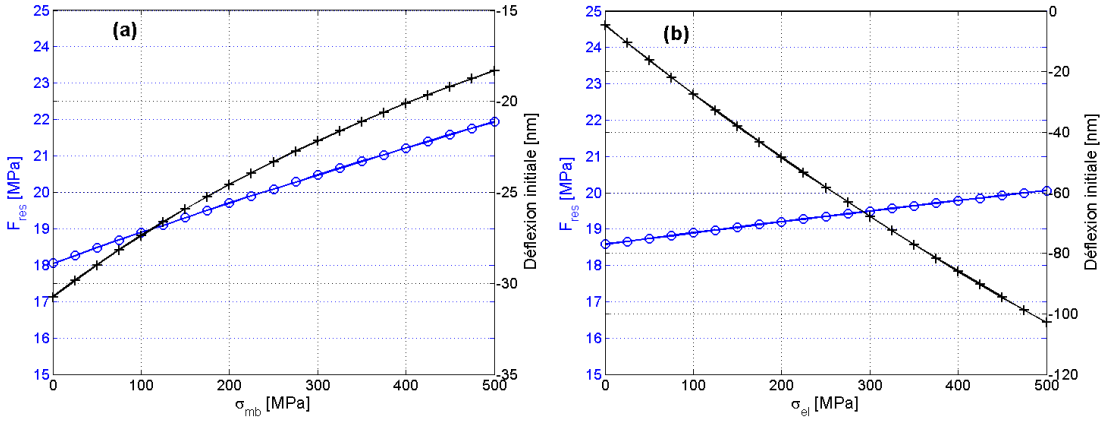

FIGURE 9.4 – Variations de la fréquence de résonance (bleu) et de la déflexion initiale (noire) en fonction de la contrainte dans la membrane σ_{mb} (a) et de la contrainte dans l'électrode σ_{el} (b)

s'effectuant à 200°C et connaissant la valeur du coefficient de dilatation thermique de celui-ci (tableau 9.3), une contrainte de 450 MPa a été appliquée à cette couche. La contrainte dans le nitrure de silicium est quant à elle fixée à 100 MPa (valeur fournie par notre partenaire STMicroelectronics).

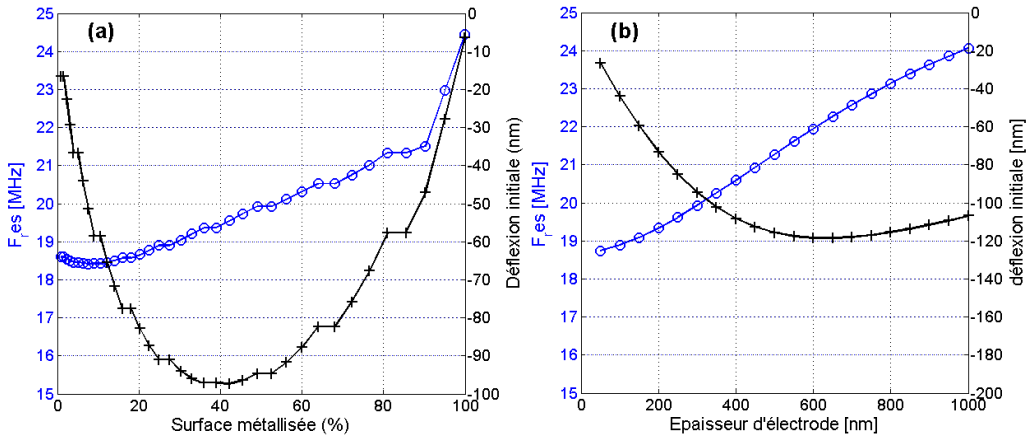

FIGURE 9.5 – Variation de la fréquence de résonance et de la déflexion initiale en fonction du pourcentage de métallisation (a) et de l'épaisseur de l'électrode (b) avec σ_{mb}=100 MPa et σ_{el}=450MPa

On voit donc que, suivant la surface de métallisation, la déflexion varie fortement : elle est maximale pour des surfaces comprises entre 20 et 70% de la surface totale et est fortement réduite en-dessous de 10% et au-delà de 80% de métallisation. Dans une démarche de réduction des contraintes, il faudra donc se situer dans ces deux dernières zones. Néanmoins, cela va à l'encontre d'un coefficient de couplage électromécanique optimum lors d'une polarisation à 80% de la tension de collapse [20] qui, justement, nécessite un pour-

centage surfacique autour de 50%. Une deuxième étude consistant à faire varier l'épaisseur de l'électrode entre 100 nm et 1 μm a été faite dans les mêmes conditions (figure 9.5(b)). Ainsi, la courbe de déflexion présente un maximum autour de 700 nm d'épaisseur dans notre configuration. De plus, entre 100 et 700 nm, elle augmente progressivement. Cette dernière observation était d'ailleurs attendue, car, en augmentant l'épaisseur, on augmente la discontinuité entre les deux zones. Ainsi, toujours dans une démarche de minimisation de la déflexion initiale, il sera toujours préférable de réduire l'épaisseur de l'électrode à condition de préserver la qualité en termes de conductivité et d'échauffement de l'électrode.

9.5.2 Limitations de la déflexion initiale

Dans le chapitre précédent, nous avons donc vu que l'origine de la déflexion initiale provenait majoritairement de la métallisation. Pour la limiter, il faut donc , en première approche, soit, limiter les contraintes dans cette couche, soit essayer de réduire au maximum la discontinuité entre les deux.

Afin de limiter les contraintes dans la métallisation, on peut déjà chercher à jouer sur le dépôt et la nature de l'électrode. En effet, comme nous pouvons l'observer dans le tableau 9.3, l'aluminium, qui est le matériau le plus utilisé pour la structuration des électrodes supérieures, possèdent un coefficient de dilatation thermique bien supérieur à d'autres matériaux envisageables comme le titane ou l'or. De plus, l'utilisation d'une température moins élevée pourrait aussi fortement limiter la contrainte due aux dilatations thermiques.

Matériau	E (GPa)	ν	$\rho[kg.m^{-3}]$	$\alpha[10^{-6}K^{-1}]$	$T_{\text{dépôt}}$ [°C]
Al	70	0.35	2700	23.1	200
Ti	116	0.32	4507	8.6	100 ou 200
Au	78	0.44	19300	14.2	N.C.

TABLE 9.3 – Caractéristiques mécaniques des matériaux envisageables pour l'électrode supérieure (**source :** WebElement)

Une piste complémentaire de limitation de la déflexion initiale serait de jouer sur la contrainte dans la couche de nitrure de silicium. Comme nous l'avons vu précédemment, plus la contrainte dans le Si_xN_y est élevée, plus la déflexion est limitée. Ainsi, une expérience mettant en jeu deux types de Si_xN_y dit "very low stress" (σ_{SiN} = 60 MPa) et "low stress"(σ_{SiN} = 150 MPa) a été mise en œuvre (figure 9.6). On voit ainsi qu'entre les deux dispositifs sur lesquels on a mesuré la déflexion initiale, celui possédant la membrane la plus contrainte est pratiquement 40% moins défléchie que la seconde. Ce procédé est donc une minimisation intéressante car elle ne joue que sur un paramètre à changer par rapport au procédé initial qui est la contrainte dans le SiN. Néanmoins, on sait qu'au delà de 300-400 MPa, des claquages de membrane risque d'apparaître ce qui en fait une solution intéressante mais qui ne peut pas suffire à réduire totalement la déflexion due aux contraintes dans l'électrode. Finalement, la solution optimale serait de faire une métallisation surfacique totale et de structurer l'électrode inférieure à l'échelle de la cellule. Ce procédé "idéal" nécessite néanmoins des études complémentaires de faisabilité du procédé avant d'être mis en place.

Un dernier point d'optimisation de la déflexion initiale peut être la combinaison d'un

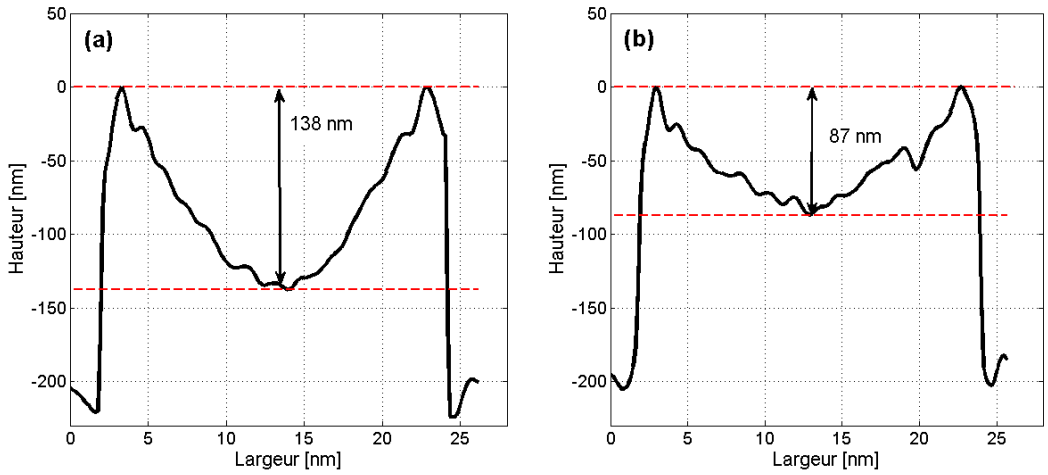

FIGURE 9.6 – Mesure de déflexion initiale de deux cellules carrés de 22μm - (a) σ_{SiN}= 60 MPa - (b) σ_{SiN}= 150 MPa

recuit de la métallisation complété par l'ajout d'une couche supplémentaire sur la totalité de la cellule. Ce procédé a déjà été testé expérimentalement par nos partenaires (VERMON et STMicroelectronics) et le résultat sur la déflexion initiale semble pour le moins intéressant (cf. figure 9.7). Pour cela, un dépôt PECVD à 400°C de 450 nm d'oxyde de silicium (SiO_2) a été effectué sur un dispositif équivalent à celui mesuré 9.6(b). La mesure de la déflexion initiale montre que le procédé supplémentaire provoque une courbure positive de la membrane. Afin d'expliquer ce phénomène, il est alors intéressant d'utiliser le modèle en discrétisant les différentes étapes.

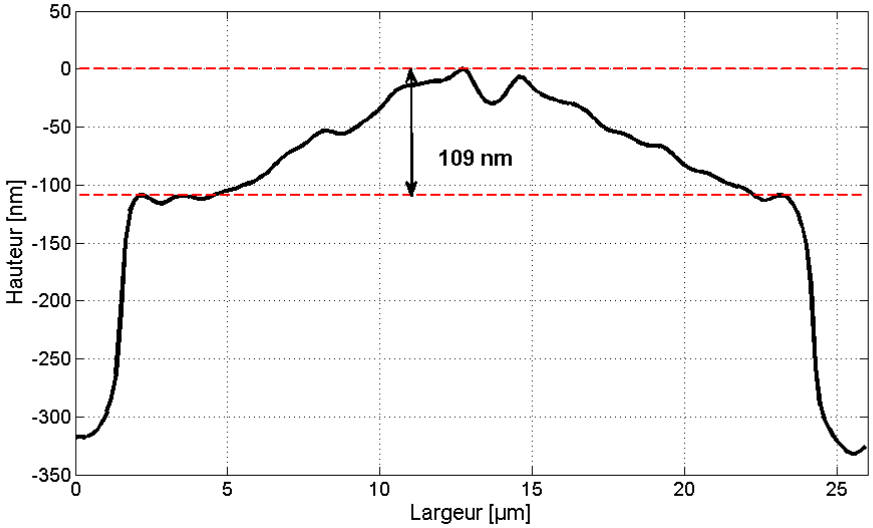

FIGURE 9.7 – Mesure de déflexion initiale sur une cellule carré de 22μm avec recuit et un dépôt supplémentaire

Néanmoins, l'utilisation d'un modèle de petites déformations pour décrire des systèmes

fortement contraints est problématique. En effet, comme nous l'avons vu dans le chapitre 8.4, au-delà de 30% de l'épaisseur totale de la membrane de la cellule, la déflexion est fortement surestimée. Ainsi, on se propose de faire cette étude, pour, d'une part, présenter la démarche de l'étude et d'autre part, faire une analyse phénoménologique du comportement lors d'un dépôt supplémentaire. Hélas, d'un point de vue optimisation, ce type d'étude ne peut pas être utilisé et l'intégration des équations de Von Karman (chapitre 7.2.3) est ici indispensable.

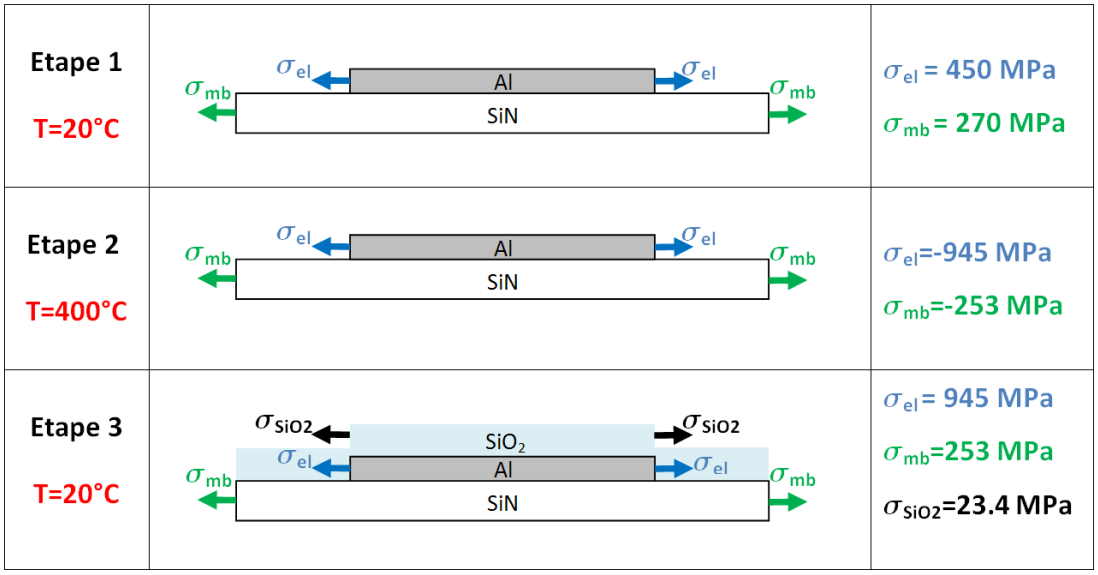

FIGURE 9.8 – Etapes intégrées dans le modèle pour étudier l'impact du recuit

Matériau	E (GPa)	ν	$\rho[kg.m^{-3}]$	$\alpha[10^{-6}K^{-1}]$	$T_{\text{dépôt}}$ [°C]
Al	70	0.35	2700	23.1	200
SiO2	70	0.17	2200	0.17	400
SiN	200	0.22	3000	2.6	N.C.

TABLE 9.4 – Caractéristiques mécaniques des matériaux utilisés dans le modèle

Dans cette dernière étude, les différentes étapes présentées sur la figure 9.8 sont donc successivement implémentées dans le modèle. Les caractéristiques des matériaux sont rappelées dans le tableau 9.4. Ainsi, pour la première étape, on considère connaître la contrainte intrinsèque dans le nitrure de silicium (150 MPa) à laquelle on ajoute la contrainte due à la dilatation thermique pendant le dépôt de l'électrode. On calcule de même la contrainte de dilatation thermique que l'aluminium a subie lors de son dépôt. Ainsi, après résolution du problème, on obtient une déflexion de 114.6 nm. Cette dernière donnée est intégrée comme position initiale de la membrane pour la seconde étape. Il suffit alors de recalculer les contraintes pour le passage de 20 à 400°C dans les différentes couches (cf. Etape 2 de la figure 9.8). C'est à cette étape, qui correspond à un flambement de la membrane, que les

moments résultants entraînent une déformation trop importante dans le modèle. On voit ainsi que la membrane devient "bombée" mais de manière exagérée. La troisième étape bien que subissant le cycle inverse de la seconde étape ne permet pas à la membrane de revenir à la position d'équilibre de la fin de l'étape 1 car le dépôt d'oxyde a eu pour effet de diminuer la discontinuité entre la zone métallisée et la zone non-métallisée. La pression atmosphérique, pourtant intégrer dans la 3e étape ne suffit pas à imposer une déflexion négative sur la membrane.

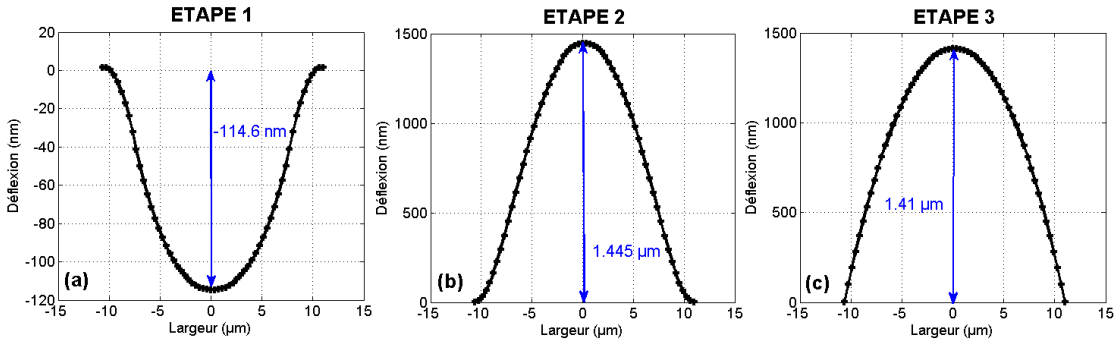

FIGURE 9.9 – Evolution du profil statique selon l'étape de fabrication (a) refroidissement de 200 à 20°C, (b) échauffement de 20 à 400°C (c) refroidissement de 400 à 20°C avec ajout du SiO2

Ainsi, le modèle, bien que surestimant les résultats, décrit bien le phénomène observé sur la figure 9.7. Cette méthode de minimisation des déflexions est très intéressante si elle est contrôlée. En effet, elle permettrait simplement (un dépôt haute-température pleine plaque) d'amenuiser considérablement la déflexion initiale. Pour une bonne prédiction de ces phénomènes, il sera par contre nécessaire d'intégrer une théorie de grandes déformations dans le modèle actuel.

Chapitre 10

Conclusion

Dans cette deuxième partie, une étude approfondie des phénomènes physiques mis en jeu et des moyens de les modéliser a tout d'abord été abordée. Une attention particulière sur la modélisation de la mécanique de la membrane en flexion a été apportée en s'attachant à bien mettre en place les différentes hypothèses qui en découlent.

Ensuite, le modèle "différences finies" basé sur la théorie des plaques multi-couches de Kirchhoff et issu d'un développement continu dans notre laboratoire depuis 2005 [28], a été présenté. Nous avons apporté ici une validation par comparaison avec un modèle éléments finis qui nous a permis d'identifier le domaine de validité de notre modèle.

Une étude approfondie des contraintes résiduelles a enfin été présentée. Pour cela, il a été nécessaire de les intégrer dans le modèle. La mise en place d'une méthode de caractérisation par problème inverse nous permettant de discriminer la contrainte résiduelle globale de la membrane et son module d'Young a été exposée. Cette étude s'est basée sur des mesures de déflexion initiale par microscope holographique digital. Ensuite, une étude de l'impact des contraintes résiduelles dans chacune des couches de la membrane a été mise en œuvre. Nous avons pu identifier la source principale des fortes déflexions initiales obtenues pour nos dispositifs comme étant les contraintes résiduelles de la métallisation libérées aux niveaux des discontinuités de l'électrode. Des solutions ont alors été proposées : optimisation du taux de métallisation, changement du matériau utilisé pour la métallisation. Enfin, une solution originale s'appuyant sur l'ajout d'une couche supplémentaire a été proposée expérimentalement et vérifiée d'un point de vue phénoménologique avec notre modèle, s'appuyant sur la modélisation de chacune des étapes du procédé de fabrication.

Troisième partie

Comportement dynamique d'une cellule - Modèle temporel

Chapitre 11

Introduction

L'étude du comportement dynamique d'une cellule cMUT en temporel a fait l'objet d'assez peu de travaux dans la littérature. En effet, elle nécessite le développement de modèles qui sont, soit consommateurs en temps de calcul dans le cas de modèles de type éléments finis, soit assez peu précis dans le cas de modèle à une dimension. Ce type d'étude permet pourtant de comprendre l'évolution des phénomènes physiques selon l'excitation, de montrer l'influence de la non-linéarité sur la réponse de la membrane et finalement d'optimiser l'excitation dans le cadre de transmission d'onde ultrasonore dans le fluide.

On peut tout de même citer les travaux de Lohfink [87, 86, 85] qui a développé un modèle 1D de la membrane en immersion et a étudié l'impact de l'amplitude sur la réponse et l'évolution de la tension critique (que nous appellerons tension de collapse dynamique dans ce document) en fonction de la fréquence d'excitation.

L'équipe de Stanford a utilisé les modèles temporels pour démontrer les avantages en termes de coefficient de couplage électromécanique et de niveau de pression du mode "collapsé" par rapport au mode conventionnel d'excitation [7, 11, 150]. Ils ont pour cela développé un modèle FEM à partir des distributions commerciales de ANSYS et LS-DYNA. Leur modèle semble prendre en compte la nature du contact avec le fond de la cavité (mode collapsé), mais seulement dans le cadre d'une résolution en mode statique (en condition initiale du problème temporel) et non pas en mode transitoire.

Zhou et al. ont développé un modèle équivalent à celui de Stanford avec ANSYS [155] et l'ont utilisé pour valider des algorithmes de compensation d'harmoniques sur la réponse de la membrane.

Vogl [139] a développé un "macro-modèle" d'une membrane rectangulaire incluant la non-linéarité de la mécanique (voir chapitre 7.2.3). il a ainsi proposé une étude de type "système dynamique" et regardé l'impact de la non-linéarité de la mécanique sur le comportement de la cellule.

Enfin, plus récemment, Oguz et al. [100] ont proposé un nouveau modèle 1D (dit de "balance harmonique") et l'ont validé avec un modèle éléments finis.

C'est donc dans ce cadre que nous proposons une étude du comportement dynamique à l'aide d'un modèle temporel basé sur les équations (et donc les hypothèses) présentées chapitre 8 en intégrant le chargement du fluide. L'un des avantages de ce modèle est

qu'il propose une résolution précise du problème tout en limitant les temps de calcul. Nous incorporons de plus dans notre modèle une condition relativement simple de contact avec la cavité afin de modéliser les phénomènes de collapse et de snapback en transitoire. Une étude détaillée du comportement dynamique de la cellule immergée sera faite à la fois à partir de ce modèle mais aussi de résultats expérimentaux. Enfin, nous proposons avec l'outils développé une première étude non exhaustive d'optimisation des paramètres d'excitation des membranes en jouant sur les conditions de polarisation et le type de signal utilisé.

Chapitre 12

Description du modèle temporel d'une cellule

Le modèle temporel développé reprend les opérateurs mécaniques K et de masse M_a présentés dans le chapitre 8. Les hypothèses mécaniques et électrostatiques (plaques minces multi-couches, petites déformations et condensateur plan) sont alors conservées. La première partie présente l'algorithme de résolution temporel utilisé et la seconde décrit la mise en œuvre de la condition de contact de la membrane avec le fond de la cavité.

12.1 Algorithme de résolution temporel

L'équation fondamentale de la dynamique à résoudre pour une plaque en flexion soumise à un chargement extérieur est une équation différentielle du 2nd ordre en temps. Ainsi, sous forme matricielle, on peut écrire le problème tel que :

$$[K][W] + [\alpha][\dot{W}] + [P_{ext}] = [M_a][\ddot{W}] \tag{12.1}$$

avec
- $[K]$ la matrice de raideur du système,
- $[W]$, $[\dot{W}]$ et $[\ddot{W}]$ respectivement les matrices de déplacements, de vitesses et d'accélérations des points du maillage,
- $[P_{ext}]$ la matrice de chargement extérieur qui est fonction du temps,
- $[M_a]$ la matrice des masses,
- $[\alpha]$ la matrice d'amortissement traduisant les pertes mécaniques de la membrane.

On réécrit l'équation (12.1) sous la forme suivante :

$$[\ddot{W}] = [M_a]^{-1}\Big([K][W] + [\alpha][\dot{W}] + [P_{ext}]\Big) \tag{12.2}$$

et on effectue le changement de variable suivant :

$$\begin{cases} [X_1] &= [W] \\ [X_2] &= [\dot{W}] \end{cases} \tag{12.3}$$

Le but de ce changement de variable est de réécrire l'équation du 2nd ordre sous la forme d'un système d'équations en temps du premier ordre. L'algorithme de résolution utilisé est l'algorithme du 1er ordre de Runge-Kutta d'ordre 4 (RK4). On peut alors réécrire l'équation (12.2) comme le système suivant :

$$\begin{bmatrix} [\dot{X}_1] \\ [\dot{X}_2] \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [X_2] \\ [M_a]^{-1}\left([K][X_1] + [\alpha][X_2] + [P_{ext}]\right) \end{bmatrix} = f\left(t, \begin{bmatrix} [X_1] \\ [X_2] \end{bmatrix}\right) \tag{12.4}$$

La résolution dynamique se fait tout d'abord par l'intégration des conditions initiales suivantes :

$$\begin{bmatrix} [X_1] \\ [X_2] \end{bmatrix}_{t_0} = \begin{bmatrix} [W_0] \\ [\dot{W}_0] \end{bmatrix} \tag{12.5}$$

avec $[W_0]$ et $[\dot{W}_0]$ les vecteurs déplacements et vitesses à t_0.

L'algorithme RK4 est un algorithme de résolution explicite qui calcule la valeur au temps $t + \Delta t$ en ne faisant intervenir que la valeur au temps t et qui se base sur une approche itérative de la solution. Ainsi, On obtient la solution au temps $t + \Delta t$ avec l'équation suivante :

$$\begin{bmatrix} [X_1] \\ [X_2] \end{bmatrix}_{t+\Delta t} = \begin{bmatrix} [X_1] \\ [X_2] \end{bmatrix}_{t} + \frac{\Delta t}{6}\left([k_1] + 2[k_2] + 2[k_3] + [k_4]\right) \tag{12.6}$$

avec Δt le pas de temps du calcul. Les matrices $[k_1]$, $[k_2]$, $[k_3]$ et $[k_4]$ sont les approximations successives des pentes dans l'intervalle de temps $[t, t + \Delta t]$ calculées comme ci-suit :

$$\begin{cases} [k_1] = f\left(t, \begin{bmatrix} [X_1] \\ [X_2] \end{bmatrix}_{t}\right) \\ [k_2] = f\left(t + \frac{\Delta t}{2}, \begin{bmatrix} [X_1] \\ [X_2] \end{bmatrix}_{t} + \frac{\Delta t}{2}[k_1]\right) \\ [k_3] = f\left(t + \frac{\Delta t}{2}, \begin{bmatrix} [X_1] \\ [X_2] \end{bmatrix}_{t} + \frac{\Delta t}{2}[k_2]\right) \\ [k_4] = f\left(t + \Delta t, \begin{bmatrix} [X_1] \\ [X_2] \end{bmatrix}_{t} + \Delta t[k_3]\right) \end{cases} \tag{12.7}$$

L'algorithme RK4 a été choisi pour sa facilité d'intégration numérique et sa stabilité. Il est toutefois nécessaire de préciser que le pas de temps du calcul doit être suffisamment petit ($10^{-12} \leq \Delta t \leq 10^{-10}$ s) pour que le calcul converge.

On s'attache maintenant à détailler la nature du chargement extérieur. Il comprend la pression atmosphérique (lorsque la cavité est sous vide) qui est une charge statique $P_{atm} = 10^5$ Pa et la pression électrostatique s'exprimant par :

$$[P_{elec}]_t = -\frac{(V(t))^2\epsilon_0}{(h_{eq} - [W]_t)^2}[O] \tag{12.8}$$

avec $V(t)$ la valeur de la tension d'excitation au temps t, les autres éléments de l'équation étant détaillés pour l'équation de la pression électrostatique en régime statique (équation (8.20)).

Enfin, la matrice d'amortissement $[\alpha]$ s'exprime en fonction de la matrice $[K]$ tel que

$$[\alpha] = -\eta[K] \tag{12.9}$$

où η est le facteur de perte de la membrane . Sa valeur, dans le cas des cMUTs, est généralement comprise entre 10^{-8} et 10^{-10}. Elle traduit l'amortissement dynamique de la membrane et est dépendante de la fréquence de vibration et de la température. Dans toutes les études suivantes, elle est ajustée par comparaison entre le modèle et l'expérimentation pour une excitation impulsionnelle large bande. D'un point de vue résolution numérique, sa valeur influe sur la stabilité du calcul.

En conclusion, on peut rappeler les étapes successives de calculs du modèle temporel :

1. Calcul des différentes matrices utilisées $[K]$,$[M_a]$ et $[\alpha]$,
2. Calcul statique des conditions initiales $[W_0]$ en fonction de la première valeur de pression électrostatique $[P_{elec}]_0$ et en imposant une vitesse nulle $[\dot{W}_0] = 0$,
3. Calcul itératif à chaque pas de temps du déplacement par l'algorithme de l'équation (12.6).

12.2 Conditions de contact sur le fond de la cavité

Afin de simuler les effets d'effondrement de la membrane sur l'électrode inférieure ("le collapse"), on se propose ici d'utiliser une hypothèse assez simple pour le contact. On considère que si le déplacement $w(x, y)$ du point $M(x, y)$ de la membrane est supérieur à la hauteur de cavité alors on impose la valeur de la hauteur de cavité au point M et on annule sa vitesse (voir équation (12.10)).

$$w(x,y)_{t+\Delta t} > h_{GAP} \Rightarrow \begin{cases} w(x,y)_{t+\Delta t} = h_{GAP} \\ \\ \dot{w}(x,y)_{t+\Delta t} = 0 \end{cases} \tag{12.10}$$

Un exemple de réponse temporelle de la membrane est présenté sur la figure 12.1 pour illustrer la condition de contact dans le modèle. Pour cela, une tension d'excitation d'un cycle sinusoïdal à 1 MHz avec une amplitude pic-pic supérieure à la tension de collapse ($V_{collapse}$=57 V) est appliquée avec une tension de polarisation de $\frac{V_{collapse}}{2}$. La figure 12.1-(a) présente le déplacement en fonction du temps du point central de la membrane où

le phénomène de blocage peut être distingué à partir du point (c) jusqu'au point (e). L'évolution du profil avant et pendant le collage de la membrane est présenté sur les figures 12.1-(b-e). On observe ainsi qu'au début du collapse, seule la partie centrale de la membrane touche le fond de la cavité, et, qu'au fur et à mesure que la tension augmente, la surface en contact de la cavité augmente et rend le profil plus plat. Juste avant le phénomène de décollement de la membrane (le "snapback"), la surface de contact est de plus en plus réduite grâce à la diminution de la tension (et donc des forces électrostatiques). Le phénomène de collage de la membrane tel qu'il est modélisé, semble correspondre au premier abord au phénomène de collapse/snapback "dynamique" que l'on cherche à modéliser. Une étude plus aboutie comprenant à la fois une analyse phénoménologique et une validation du modèle est présentée dans le chapitre 15.3.

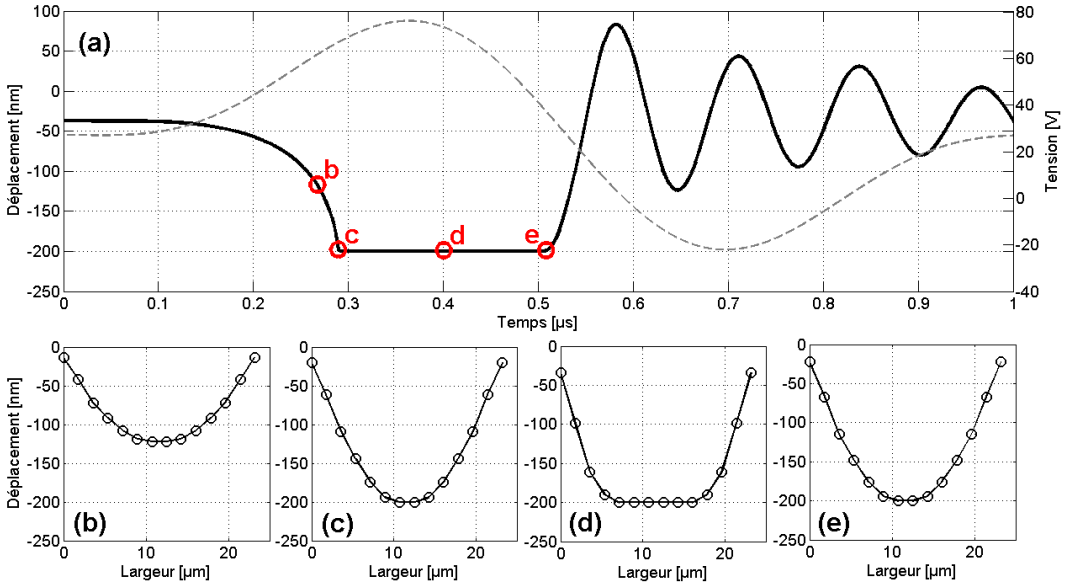

FIGURE 12.1 – Evolution du profil calculé d'une membrane 25×25 μm^2 - (a) déplacement au centre de la membrane (noir) et excitation appliquée à la cellule (gris hachuré) (a) - profil avant (b), en début (c), au milieu (d) et à la fin (e) du collapse

Chapitre 13

Intégration du chargement du fluide dans le modèle

Ce chapitre expose la mise en place du chargement du fluide dans le modèle temporel. Dans le cas d'un modèle résolvant une seule cellule plongée dans un fluide, l'effet d'inertie du fluide est traduit par le rayonnement acoustique de chaque élément du maillage sur l'ensemble des autres éléments. La stratégie adoptée a été d'utiliser la formulation analytique du rayonnement d'une source de géométrie connue (ici, le rectangle) sur un point de l'espace en se cadrant dans les hypothèses d'espace semi-infini et de baffle rigide. Cette formulation utilise la réponse impulsionnelle de diffraction qui est présentée dans la première partie de ce chapitre. Ensuite, le calcul de la pression en 1 point de l'espace est présentée, suivie de l'intégration proprement dite dans le modèle temporel. Enfin, une méthode de simplification du problème sera présentée. Celle-ci cherche à trouver le rayonnement d'un piston équivalent à la membrane, ce qui permet de limiter les temps de calcul en vue de la mise en place d'un modèle multi-cellules présenté dans le chapitre 18.2.

13.1 Réponse impulsionnelle de diffraction

Le concept de réponse impulsionnelle de diffraction (généralement appelée SIR pour "Spatial Impulse Response") permet de décrire, dans le domaine temporel, de manière discrète le rayonnement acoustique . La méthode SIR se base sur l'acoustique linéaire où la propagation d'onde est traitée comme un système linéaire invariant. Le calcul de la pression en un point de l'espace s'appuie sur la formulation intégrale de Rayleigh présentée dans la partie 7.3 (équation (7.78)) et considère la source comme un piston rigide (la vitesse est homogène sur toute la surface du piston). L'intérêt de cette méthode consiste en l'existence de formulations analytiques des SIR pour des transducteurs de géométries connues. Dans le modèle, on considère chaque élément du maillage comme une source rectangulaire.

Ainsi, d'après Lockwood et al. [81], on peut écrire la réponse impulsionnelle de diffraction $h(r,t)$ d'une source rectangulaire de taille $L \times l$ sur un point d'observation situé dans l'angle de l'ouverture à la cote z_M (voir figure 13.1) telle que :

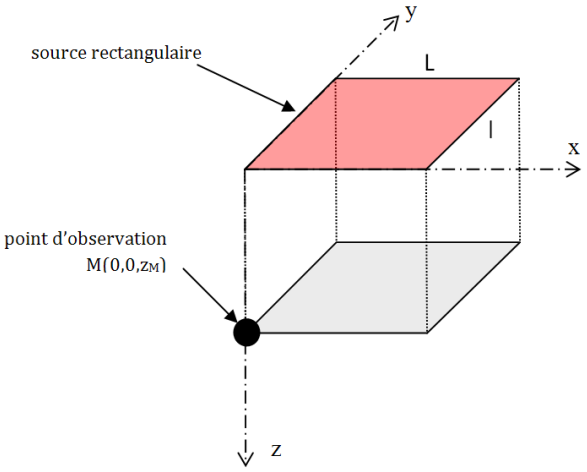

FIGURE 13.1 – calcul de la SIR d'une source rectangulaire sur un point d'observation $M(0,0,z_M)$ situé à l'angle de l'ouverture

$$\begin{aligned} h(x,y,z,t) = & \frac{c_0}{2\pi}\left(\frac{\pi}{2}\Pi\left(\tau^{\mathrm{I}},\tau^{\mathrm{IV}}\right)\right. \\ & - cos^{-1}\left(\frac{L}{c_0\sqrt{t^2-t_z^2}}\right)\Pi\left(\tau^{\mathrm{II}},\tau^{\mathrm{IV}}\right) \\ & \left. -cos^{-1}\left(\frac{l}{c_0\sqrt{t^2-t_z^2}}\right)\Pi\left(\tau^{\mathrm{III}},\tau^{\mathrm{IV}}\right)\right) \end{aligned} \tag{13.1}$$

où

- c_0 est la célérité de l'onde dans le milieu de propagation,
- l et L sont respectivement les largeur (en x) et hauteur (en y) de la source rectangulaire,
- Π est la fonction porte définie telle que $\Pi(t_1,t_2) = 1$ si $t \in [t_1,t_2]$ et $\Pi(t_1,t_2) = 0$ sinon.

Les temps τ^{I}, τ^{II}, τ^{III} et τ^{IV} sont les temps de vols des impulsions provenant des 4 coins de la source, définis tels que

$$\begin{cases} \tau^{\mathrm{I}} = t_z = \frac{z_M}{c_0} \\ \tau^{\mathrm{II}} = \frac{\sqrt{L^2+z_M^2}}{c_0} \\ \tau^{\mathrm{III}} = \frac{\sqrt{l^2+z_M^2}}{c_0} \\ \tau^{\mathrm{IV}} = \frac{\sqrt{L^2+l^2+z_M^2}}{c_0} \end{cases} \tag{13.2}$$

Dans la mise en œuvre du calcul pour un point $M(x_M, y_M)$ arbitrairement placé, on considère que la SIR peut être obtenue par la somme et/ou la soustraction de réponse de sous-ouvertures rectangulaires (voir figure 13.2).

On distingue alors 4 cas de figures :

1. le point d'observation est dans l'ouverture de la source rectangulaire (figure 13.2-(a)) : les contributions de chaque sous-ouverture I, II, III et IV sont sommées.
2. x_M est en dehors de l'ouverture (figure 13.2-(b)) : on somme les contributions des sous-ouvertures II et III et on y retranche les sous-ouvertures I et IV.
3. y_M est en dehors de l'ouverture (figure 13.2-(c)) : on somme les contributions des sous-ouvertures III et IV et on soustrait I et II.
4. x_M et y_M sont tous les deux en dehors de l'ouverture (figure 13.2-(d)) : on soustrait II et IV à la sous-ouverture IV et on additionne I qui a été supprimé à la fois par II et III.

Finalement, la réponse impulsionnelle de diffraction d'une ouverture rectangulaire pour un point quelconque de l'espace peut s'écrire :

$$\begin{aligned} h(x,y,z,t) = \frac{c_0}{2\pi} \sum_{i=1}^{4} g_i \Bigg(& \frac{\pi}{2} \Pi \left(\tau_i^{\mathrm{I}}, \tau_i^{\mathrm{IV}}\right) \\ & - cos^{-1} \left(\frac{L_i}{c_0 \sqrt{t^2 - t_z^2}} \right) \Pi \left(\tau_i^{\mathrm{II}}, \tau_i^{\mathrm{IV}}\right) \\ & - cos^{-1} \left(\frac{l_i}{c_0 \sqrt{t^2 - t_z^2}} \right) \Pi \left(\tau_i^{\mathrm{III}}, \tau_i^{\mathrm{IV}}\right) \Bigg) \end{aligned} \tag{13.3}$$

où $g_i = 1$ ou -1 suivant la position du point d'observation.

13.2 Calcul du champ en 1 point

On exprime la pression en un point $M(x, y, z)$ à un temps t comme la convolution de la SIR d'une ouverture rectangulaire de l'ouverture $h(x, y, z, t)$ avec la dérivée de la vitesse normale à la surface de la source :

$$p(x,y,z,t) = \rho_0 \frac{dv}{dt} * h(x,y,z,t) \tag{13.4}$$

13.3 Chargement de la cellule sur elle-même

Afin d'implémenter le chargement du fluide, il est nécessaire de calculer les SIR $h_{nm}(t)$ pour chaque maille cible m de source n. On considère donc la source comme un rectangle de surface $\delta x \times \delta y$ avec δx et δy le pas de discrétisation du maillage dans les directions x et y. Il est de plus nécessaire de prendre en compte les conditions de symétries du problème (cf.

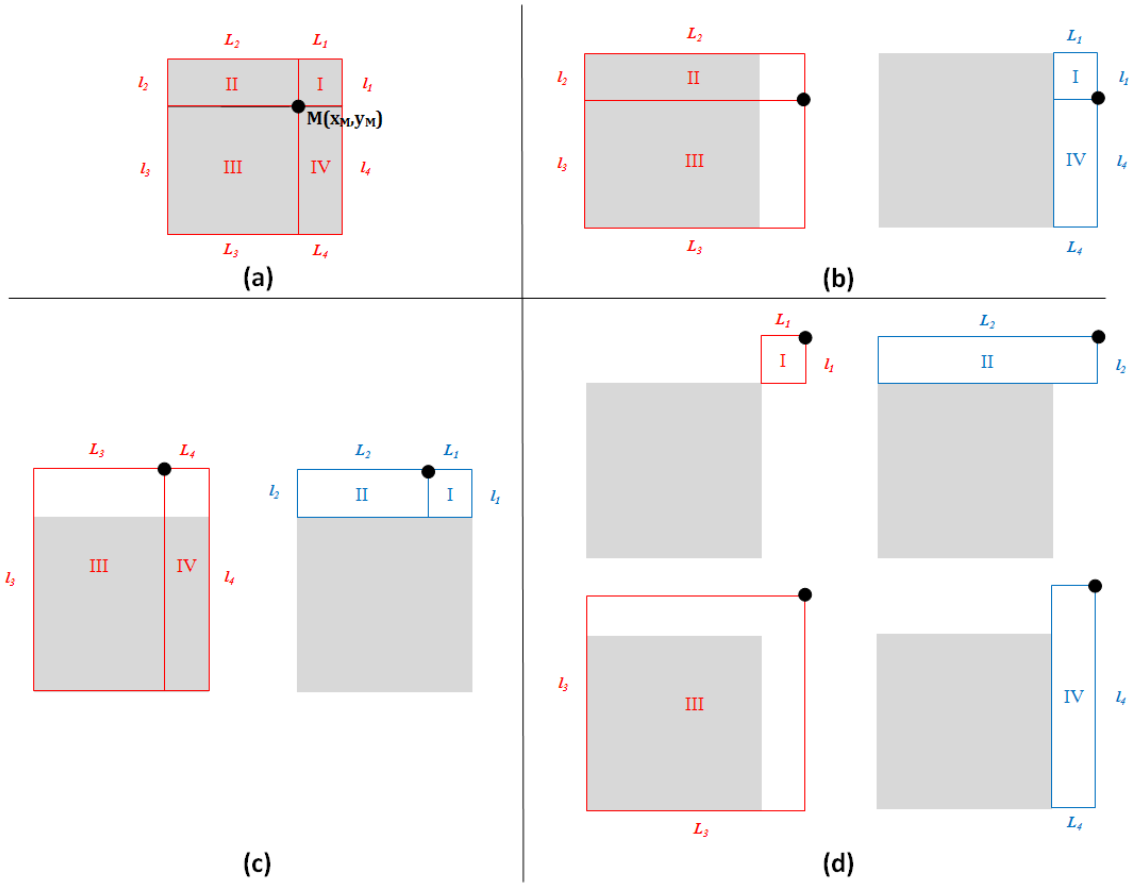

FIGURE 13.2 – Présentation des 4 positions possibles de la cible en fonction de la source rectangulaire (en gris) (a) $M(x_M, y_M)$dans l'ouverture de la source - (b) x_M est en dehors de l'ouverture - (c) y_M est en dehors de la source - (d) x_M et y_M sont en dehors de la source - les zones rouges sont les zones à sommer alors que les zones bleues sont celles à soustraire lors du calcul

figure 13.3). Pour cela, afin d'éviter toute redondance, le maillage du chargement du fluide est décalé d'un demi-pas en x et y et chaque SIR h_{nm} est la somme des SIR des 4 points-sources (le point du maillage et ses trois symétriques) possédant la même accélération :

$$h_{nm}(t) = \sum_{s=1}^{4} h_{nm}^{s}(t) \tag{13.5}$$

On construit alors la matrice des réponses impulsionnelles de diffraction pour les N sources et les N cibles, N étant le nombre de mailles du problème.

$$[H]_t = \begin{bmatrix} h_{11}(t) & & h_{1N}(t) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ h_{N1}(t) & & h_{NN}(t) \end{bmatrix} \tag{13.6}$$

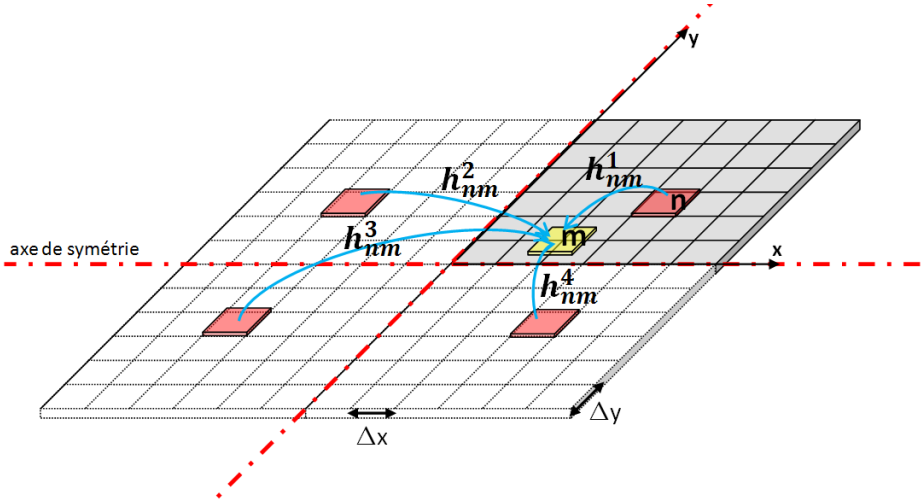

FIGURE 13.3 – Calcul de la réponse impulsionnelle de diffraction d'un élément de maillage n sur m en prenant en compte les conditions de symétrie

La matrice de pression du fluide $[P_{fluid}]_t$ est déduite de l'équation (13.4) :

$$\begin{aligned}[P_{Fluid}]_t &= \rho_0 [H]_t * [\ddot{W}]_t \\ &= \rho_0 \sum_{j=1}^{t} [\ddot{W}]_j \times [H]_{(t-j)}\end{aligned} \tag{13.7}$$

avec ρ_0 la masse volumique du fluide et $[\ddot{W}]_t$ la matrice accélération au temps t.
L'équation différentielle du second ordre (12.1) devient alors :

$$[M_a][\ddot{W}]_t = [K][W]_t + [\alpha][\dot{W}]_t + [P_{ext}] + \rho_0 \sum_{j=1}^{t} [\ddot{W}]_j \times [H]_{(t-j)} \tag{13.8}$$

Afin de résoudre l'équation (13.8), il est nécessaire d'extraire les termes $[\ddot{W}]_t$ du chargement du fluide comme ci-suit :

$$([M_a] - [H]_1)\,[\ddot{W}]_t = [K][W]_t + [\alpha][\dot{W}]_t + [P_{ext}] + \rho_0 \sum_{j=1}^{t-1} [\ddot{W}]_j \times [H]_{(t-j)} \tag{13.9}$$

Ainsi la matrice des masses du système chargé par le fluide devient $[\tilde{M}_a] = ([M_a] - [H]_1)$. En outre, $[H]_1$ correspond au chargement de chaque maille sur elle-même et est donc une matrice diagonale ayant pour valeurs $\rho_0 c_0$. Il est important de préciser que, dans l'algorithme RK4 présenté 12.6, le calcul de la pression du fluide s'effectue à trois instants différents t, $t + \frac{\Delta t}{2}$ et $t + \Delta t$.

13.4 Hypothèse simplificatrice d'un transducteur piston

Cette dernière partie sur le chargement du fluide consiste à présenter une hypothèse simplificatrice du chargement en vu de l'intégration d'un calcul multi-cellules (voir chapitre 18.2). En effet, le chargement, tel qu'il est présenté dans le chapitre précédent, nécessite, à chaque itération de temps t, des opérations matricielles consommatrices de temps de calcul. Les matrices mises en place ont alors une dimension de $N \times N \times (t-1)$ où N est le nombre de mailles du problème.

On se propose ici de déterminer le piston rectangulaire équivalent de la source afin de réduire le calcul matriciel d'une dimension $(N \times (t-1))$. Pour cela, la réponse impulsionnelle de diffraction est calculée pour chaque élément cible du maillage avec une source "piston équivalent" dont la largeur est celle de la membrane pondérée par un coefficient β. Afin d'obtenir un volume moyen balayé équivalent à celui du modèle distribué, l'accélération du piston est déterminé par la moyenne des accélérations de l'ensemble des points du maillage pondérée par le coefficient inverse de celui du piston $1/\beta$. L'ajustement du coefficient β se fait par comparaison entre le déplacement du calcul approché et celui du calcul exact.

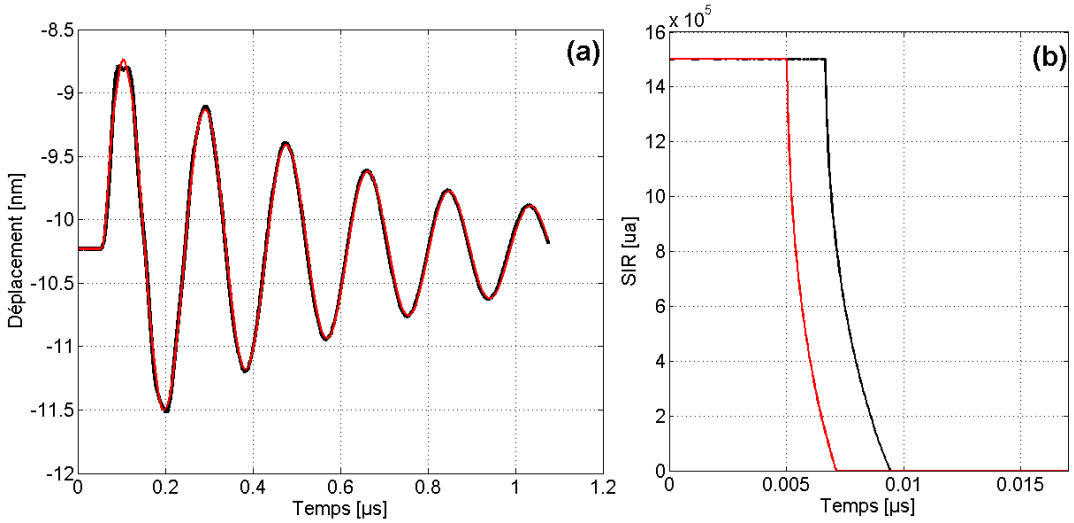

FIGURE 13.4 – Comparaison entre le calcul exact (noire) et le calcul avec piston équivalent (rouge) du déplacement moyen d'une membrane 20×20 μm^2 (a) et comparaison des réponses impulsionnelles de diffraction calculées au point central (trait plein) pour l'ensemble des points de la membrane (noire) et le piston équivalent (rouge) (b)

A titre d'illustration, la figure 13.4 présente la comparaison du modèle "piston équivalent" avec le modèle exact. Ici, une impulsion centrée à 20 MHz de 10 V avec une tension de polarisation de $\frac{V_{collapse}}{2} = 45$ V est appliquée au borne de la cellule cMUT. Un coefficient de pondération $\beta = 0.57$ a été ajusté pour cette configuration particulière de cellule présentée dans le tableau 13.1. Le milieu fluide est de l'eau de célérité $c_0 = 1500$ m/s et de masse volumique $\rho_0 = 1000$ kg/m^3.

On peut remarquer que le déplacement moyen calculé avec le modèle approché est très proche du modèle exacte (figure 13.4-(a)). La comparaison des SIR (figure 13.4-(b))

Caractéristiques	Membrane	Electrode	Cavité
Largeur	l_{mb} = 20 μm	l_{el} =14 μm	
Epaisseur	h_{mb} = 450 nm	h_{el} = 350 nm	200 nm
Module d'Young	E_{mb} = 135 GPa	E_{el} = 70 GPa	
Coefficient de Poisson	ν_{mb} = 0.22	ν_{el} = 0.35	
Masse volumique	ρ_{mb} = 3000 kg/m^3	ρ_{el} = 2700 kg/m^3	
Permittivité électrique	$\epsilon_{mb} = 9.5\epsilon_0$		$\epsilon_0 = 8.854\ 10^{-12}$

TABLE 13.1 – Caractéristiques mécaniques,géométriques et électrostatiques de la membrane simulée pour la comparaison modèle "piston équivalent"/modèle exact

calculées au centre de la cellule montre que le chargement du fluide par le piston est différent de celui en modèle exact. Pour avoir la même SIR, il faudrait prendre la SIR d'un piston de la même taille que la membrane mais alors le chargement serait totalement surestimé du fait d'un rayonnement trop important par rapport à la réalité. Les décalages de temps observés sur la figure 13.4-(b) sont de quelques millièmes de microsecondes, ils ne sont évidemment absolument pas significatifs à l'échelle des temps acoustiques (de l'ordre de la microseconde). Le gain en temps de calcul apporté par cette approximation, est pratiquement d'un facteur 10 pour cet exemple et justifie pleinement son intérêt.

Chapitre 14

Validation théorique du Modèle

Dans cette section, nous confrontons notre modèle de résolution des équations de la membrane cMUT au modèle "petits signaux" présenté dans le chapitre 8.5.2. Les conditions d'excitation que nous choisissons respectent cette hypothèse, à savoir que la tension émise est d'amplitude très inférieure à celle de la polarisation.

14.1 Validation du modèle temporel dans le vide

La configuration de base utilisée pour la comparaison entre les deux modèles est celle présentée dans le tableau 8.2 où la surface métallisée recouvre 50% de la surface totale. Dans les deux modèles, le même schéma de discrétisation est utilisé, composé d'un maillage de 7×7 éléments. De plus, pour le modèle temporel, afin de rester dans le cadre de petits signaux large bande, une excitation d'une demi-arche de sinusoïde centrée à 30 MHz est appliquée avec une amplitude de 0.5 V.

La première comparaison (figure 14.1) consiste à faire varier la tension de polarisation de l'excitation et de comparer les réponses fréquentielles des deux modèles. Pour le calcul temporel, un pas de temps de 3.10^{-10} s est appliqué pour que le calcul converge et un échantillonnage de plus de 20 000 points est utilisé afin d'obtenir la totalité du signal, qui est faiblement amortie dans le vide. De plus, pour obtenir une résolution fréquentielle suffisante et éviter un bruit numérique trop important, un sous-échantillonnage du signal par 15 suivi d'une transformée de Fourier avec un *zero-padding* de 10 000 points permet d'obtenir une résolution fréquentielle à peu près équivalente avec la résolution de 40 kHz/points calculée avec le modèle linéarisé sous chargement harmonique. La figure 14.1 montre donc que pour chaque tension de polarisation qui varie entre 10% et 90% de la tension de collapse ($V_{collapse}$= 97.6 V), les réponses fréquentielles des deux modèles sont identiques. De plus, cette courbe illustre bien l'effet de *softening* (diminution de la fréquence de résonance en fonction de la tension de polarisation) déjà identifié dans les chapitres 1.2 et 4.3.

Dans la seconde étude, on se propose d'étudier la variation de la fréquence de résonance en fonction de l'épaisseur de membrane. L'épaisseur de la membrane de nitrure de silicium est comprise entre 100 nm et 750 nm avec un pas d'incrémentation de 50 nm (voir figure 14.2-(a)). On remarque que les deux courbes se superposent et que la déviation (courbe

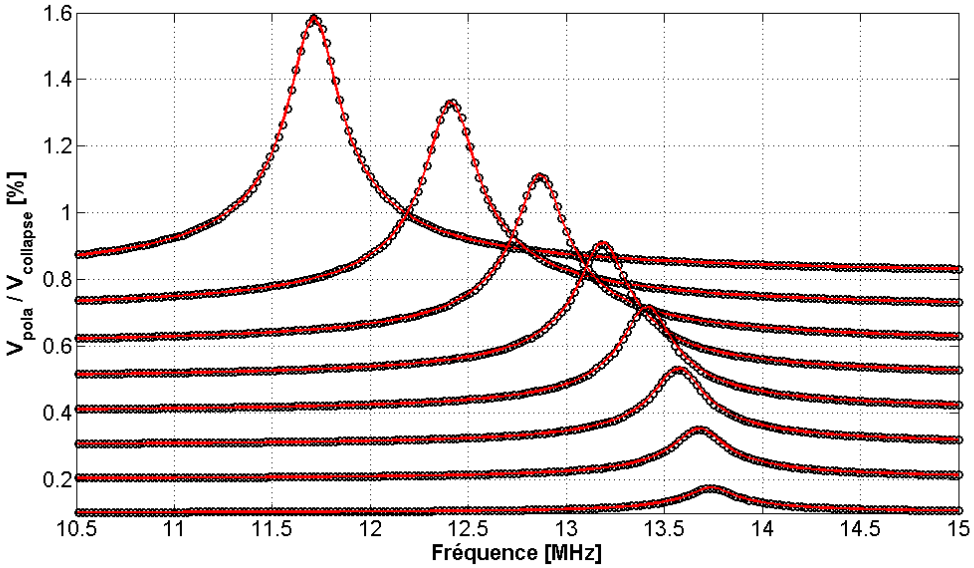

FIGURE 14.1 – Variation de la réponse fréquentielle de la vitesse d'une membrane 20×20 μm^2 en fonction de la tension de polarisation - courbe rouge : résolution temporelle - cercle noir : résolution fréquentielle

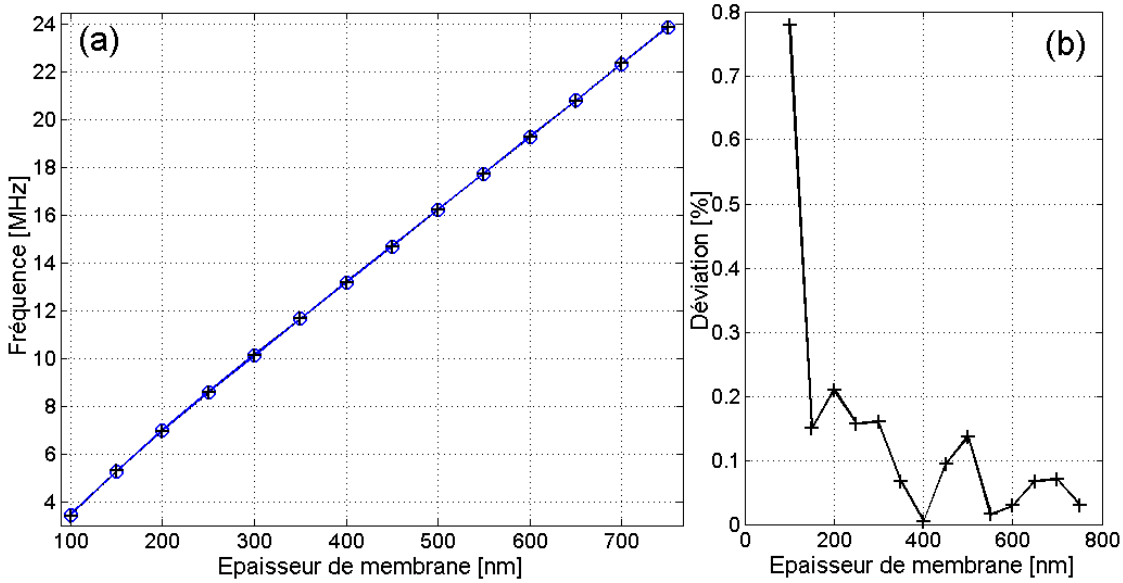

FIGURE 14.2 – (a) Variation de la fréquence de résonance d'une membrane 20×20 μm^2 en fonction de l'épaisseur de SiN (bleu : résolution temporelle - noir : résolution fréquentielle) (b) Variation de la déviation entre les deux modèles

14.2-(b)) est inférieure à 1%. La variation de la déviation entre les deux modèles, qui est beaucoup plus grande pour une épaisseur de 100 nm que pour 750 nm, s'explique par le fait que l'impact d'une résolution fréquentielle légèrement plus faible du modèle

temporel est évidemment beaucoup plus important sur la précision des plus faibles valeurs de fréquences de résonance. La différence absolue entre les deux modèles est d'ailleurs relativement constante autour de 20 kHz pour l'ensemble de l'étude.

Nous avons ainsi montré, qu'en hypothèse de "petits signaux", le modèle temporel produit bien les mêmes résultats que ceux du modèle linéarisé au premier ordre. Ce résultat est somme toute normal puisque le modèle reste le même aux niveaux des hypothèses mécaniques et du schéma de discrétisation. Il est à noter que le modèle fréquentiel est 2 fois plus rapide que le modèle temporel (15 secondes contre 30 secondes pour la résolution temporelle).

14.2 Validation du chargement du fluide

Cette dernière étape de validation consiste à vérifier l'intégration du fluide dans le modèle temporel. Pour cela, on le compare au modèle linéarisé à résolution fréquentielle où le chargement du fluide sur la membrane est traduit par une décomposition du rayonnement de chaque élément du maillage par une fonction de Green dans le domaine fréquentiel (voir chapitre 8.5.2).

L'intégration du fluide dans le domaine temporel nécessite un pas de temps Δt beaucoup plus petit que dans le vide pour que le calcul converge. Dans toute cette étude, Δt est fixé à 5.10^{-11} s. Les vecteurs d'excitation mis en entrée du modèle sont donc nécessairement plus grand (de l'ordre de 50 000 à 100 000 points) pour permettre d'observer la réponse complète de la membrane au cours du temps. Les temps de calcul ainsi que la mémoire allouée pour le stockage des différentes variables en deviennent ainsi fortement accrus par rapport à la résolution temporelle dans le vide. Ainsi, pour une simulation d'une membrane dans la même configuration (même maillage + même station de travail) que la partie précédente, la résolution s'effectue en une heure.

Pour mener cette comparaison, on considère une excitation large bande d'un demi-cycle centré à 15 MHz avec une amplitude faible devant la polarisation. De plus, on considère un fluide de célérité $c_0 = 1500$ m/s et de masse volumique $\rho_0 = 1000$ kg/m^3 et une structure initiale de membrane équivalente à celle utilisée précédemment (voir tableau 8.2).

Dans un premier temps, l'épaisseur de la membrane varie entre 100 et 750 nm et les fréquences de résonance résolues en temporel et fréquentiel sont comparées (figure 14.3-(a)). Les deux résolutions offrent des résultats cohérents avec une déviation inférieure à 5% entre les deux modèles (figure 14.3-(b)). En comparant avec la figure 14.2-(a) qui traduit la même situation dans le vide, on remarque que le fluide a pour effet de fortement baisser la fréquence de résonance par rapport au vide. De plus, la variation d'erreur entre les deux modèles est d'ailleurs, comme dans le cas du vide, due majoritairement à la résolution fréquentielle plus faible du modèle temporel.

Ce phénomène est d'ailleurs plus flagrant dans la deuxième étude (figure 14.3(c) et (d)). Dans celle-ci, on fait varier la largeur de membrane entre 20 et 100 μm. On remarque que jusqu'à 50 μm, la déviation entre les deux modèles est sensiblement équivalente à celle obtenue dans la première étude mais qu'au delà, la valeur de fréquence de résonance étant plus basse, elle nécessite une résolution fréquentielle plus petite pour être prédite

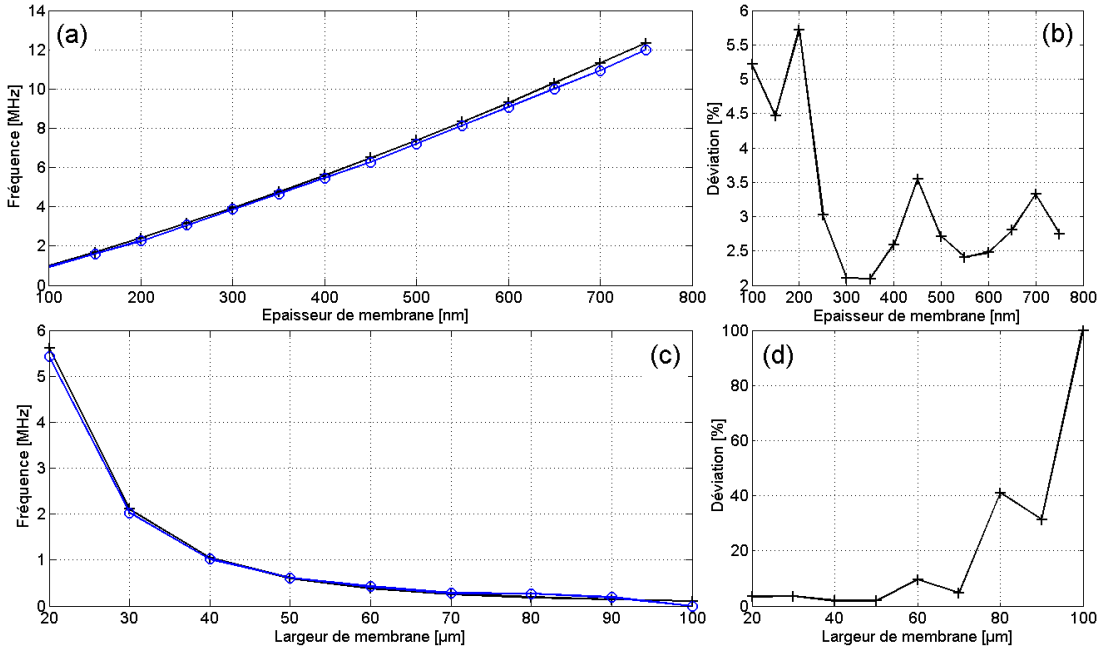

FIGURE 14.3 – Variation de la fréquence de résonance en fonction de l'épaisseur (a) et de la largeur (c) de membrane et variation respectives des déviations entre les deux modèles (b) et (d) (bleu : modèle temporel - noir : résolution fréquentielle)

correctement avec le modèle temporel. Cela impose de déterminer la réponse temporelle sur des durées importantes, inutilement longues dans le cadre de cette validation.

Chapitre 15

Impact de la non-linéarité sur la réponse temporelle

Dans ce chapitre, nous focalisons notre étude sur la réponse dynamique d'une membrane cMUT chargée par un fluide. Nous menons ici une analyse expérimentale et théorique afin d'évaluer la validité du modèle et principalement d'identifier l'impact de la non-linéarité intrinsèque des dispositifs cMUTs sur leurs réponses temporelles. Les données expérimentales que nous exploitons ici sont des mesures de déplacements réalisées en face avant d'un dispositif constitué d'une seule cellule, de forme rectangulaire. Le protocole que nous avons utilisé ainsi que l'identification des paramètres d'entrée du modèle sont décrits dans la section 15.1. Pour discriminer correctement les effets de la non-linéarité, nous avons choisi de travailler avec des signaux tels que, dans un premier cas, le régime de collapse ne soit jamais atteint (section 15.2) et, dans un deuxième cas, la membrane puisse subir en temps réel les phases de collapse et de snapback (notion de collapse/snapback dynamique - section 15.3). Enfin, nous proposons, dans la dernière section, une démarche d'optimisation de l'excitation d'un cMUT pour des applications d'imagerie.

15.1 Protocole d'ajustement du modèle temporel avec des données expérimentales

Dans cette partie, on s'attache à ajuster les paramètres du modèle pour arriver à décrire au mieux la cellule présentée sur la figure 15.1 -(a). Le dispositif étudié est constitué d'une seule cellule de forme rectangulaire. Le procédé de fabrication utilisé est celui présenté dans la section 2.4. On a ainsi une membrane en nitrure de silicium faiblement contraint et partiellement métallisée avec une couche d'aluminium. Bien que l'ensemble des paramètres géométriques aient été définis avant la fabrication, nous avons vérifié et ajusté l'ensemble des données géométriques au moyen d'une mesure au microscope holographique digitale (section 4.1).

Les mesures des tailles des différentes dimensions du plan sont faites sur l'image d'intensité (figure 15.1-(a)) . On évalue sans difficulté les dimensions latérales de la membrane ainsi que celles de l'électrode (voir tableau 15.1). Les épaisseurs des couches de nitrure

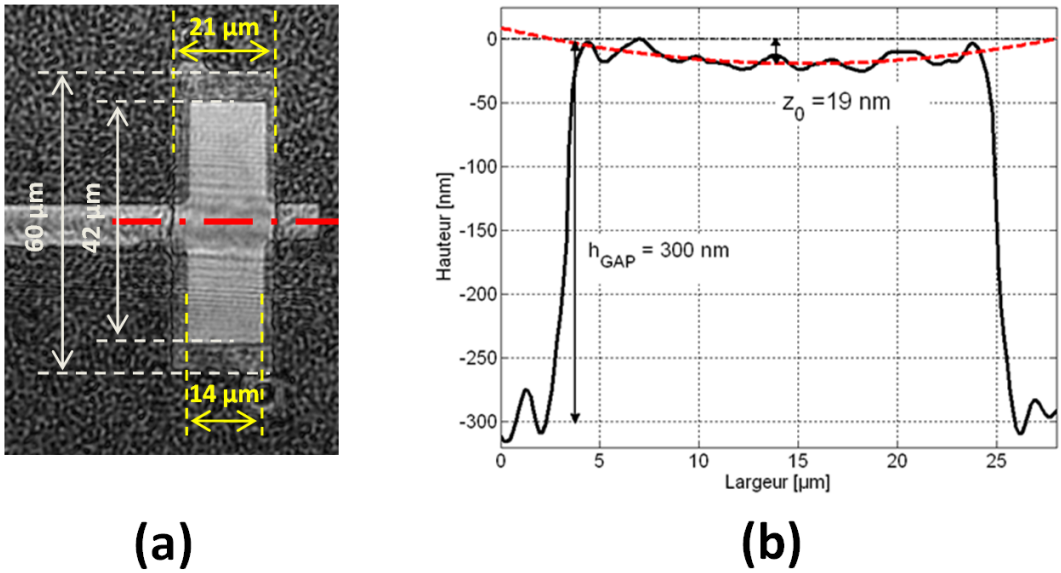

FIGURE 15.1 – (a) Mesure DHM en intensité de la cellule étudiée - (b) Mesure de la déflexion initiale sur le profil central de la cellule (noir : mesure - rouge : courbe de fit)

Caractéristiques	Membrane	Electrode	Cavité
Largeur	l_{mb} = 21 μm	l_{el} =14 μm	
Longueur	l_{mb} = 60 μm	l_{el} =42 μm	
Epaisseur	h_{mb} = 650 nm	h_{el} = 450 nm	h_{GAP} = 200 nm

TABLE 15.1 – Caractéristiques géométriques de la cellule extraites de la mesure par microscopie holographique

et d'aluminium ne peuvent être déterminées ici (on suit ici les données fournies par le constructeur). Par contre, on peut de manière indirecte évaluer la hauteur de la cavité par la mesure de profilométrie (figure 15.1-(b)) faite au centre de la membrane. On distingue un saut de 300 nm qui correspond, comme expliqué précédemment, à la hauteur de la couche sacrificielle déposée et donc de la cavité. Au vue de la forte rugosité de ce dispositif, il a été entrepris d'utiliser une interpolation des points expérimentaux mesurés uniquement sur la membrane pour évaluer sa déflexion initiale (courbe rouge de la figure 15.1-(b)). La déflexion initiale est évaluée à 19 nm. Cette valeur étant relativement faible comparativement à l'épaisseur de la membrane et tenant compte du fait qu'elle intègre l'effet de la pression atmosphérique (typiquement 10 nm pour ces configurations), la contrainte initiale n'a pas été prise en compte dans la modélisation que nous avons menée par la suite. On intègre cette donnée dans le calcul uniquement comme une position initiale de la membrane.

Une mesure de la déflexion en fonction de la tension de polarisation, toujours avec le DHM, permet d'extraire la tension de collapse statique du dispositif. La courbe expérimentale de déflexion du point central de la membrane est représentée en figure 15.2. Nous avons considéré que la tension de collapse était donnée par la valeur de tension à partir de laquelle la membrane ne défléchissait plus, soit ici à peu près 110 Volts. On peut aussi, avec cette mesure, vérifier la hauteur de la cavité par l'amplitude de la déformation subie,

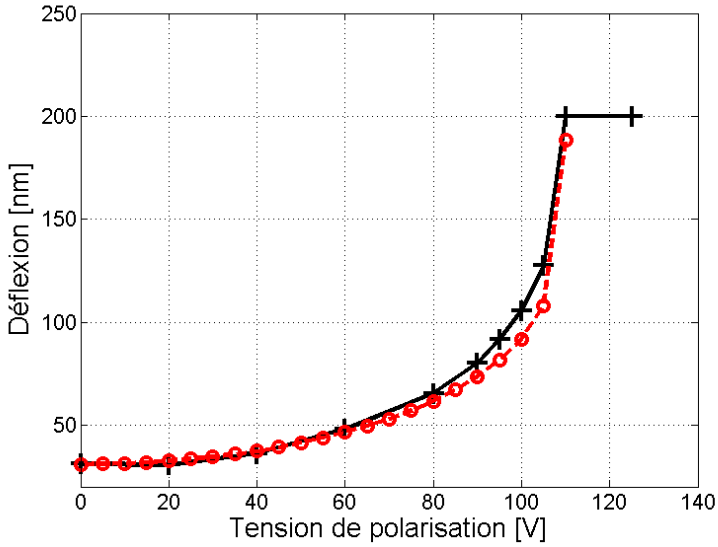

FIGURE 15.2 – Variation de la déflexion en fonction de la tension de polarisation (courbe noire : mesure par microscope holographique, courbe rouge : simulation avec les paramètres ajustés

Caractéristiques	Membrane	Electrode	Cavité
Module d'Young	$E_{mb} = 205$ GPa	$E_{el} = 68$ GPa	
Coefficient de Poisson	$\nu_{mb} = 0.23$	$\nu_{el} = 0.35$	
Masse volumique	$\rho_{mb} = 3305$ kg/m^3	$\rho_{el} = 2700$ kg/m^3	
Permittivité électrique	$\epsilon_{mb} = 9.5\epsilon_0$		$\epsilon_0 = 8.854\ 10^{-12}$

TABLE 15.2 – Caractéristiques mécaniques et électrostatiques de la cellule ajustées à partir de la mesure de la déflexion en fonction de la tension de polarisation à l'aide du DHM

ici 200 nm. Cette valeur est plus petite que la donnée géométrique. Cet écart, bien qu'il soit important, n'a pas d'explications aujourd'hui (Chapitre 4.1). Toutefois, la réponse que présente la membrane est parfaitement cohérente avec celle d'un micro-système électrostatique traditionnel et, pour la suite, nous avons choisi d'ajuster les paramètres mécaniques et électrostatiques de la membrane en considérant que la hauteur de cavité effective était de 200 nm. Partant du modèle de résolution statique présenté dans le chapitre 8 et des caractéristiques standards du nitrure de silicium, nous avons utilisé la courbe expérimentale de déflexion pour ajuster manuellement les paramètres du matériau déposé ici. La courbe théorique (courbe rouge de la figure 15.2) est superposée à la courbe expérimentale et l'ensemble des données est reporté dans le tableau 15.2.

Afin d'évaluer la validité de ces paramètres dans le cadre d'une analyse dynamique, nous avons mesuré la réponse impulsionnelle du déplacement du dispositif considéré dans le cas d'une excitation de très faible amplitude devant la polarisation, afin d'éliminer les composantes non linéaires. Les spectres de ces réponses, établis dans l'air et dans l'huile pour plusieurs tensions de polarisation, sont donnés en figures 15.3 et 15.4. Seules les simulations dans l'air ont été reportées (courbes noires de la figure 15.3). On voit que

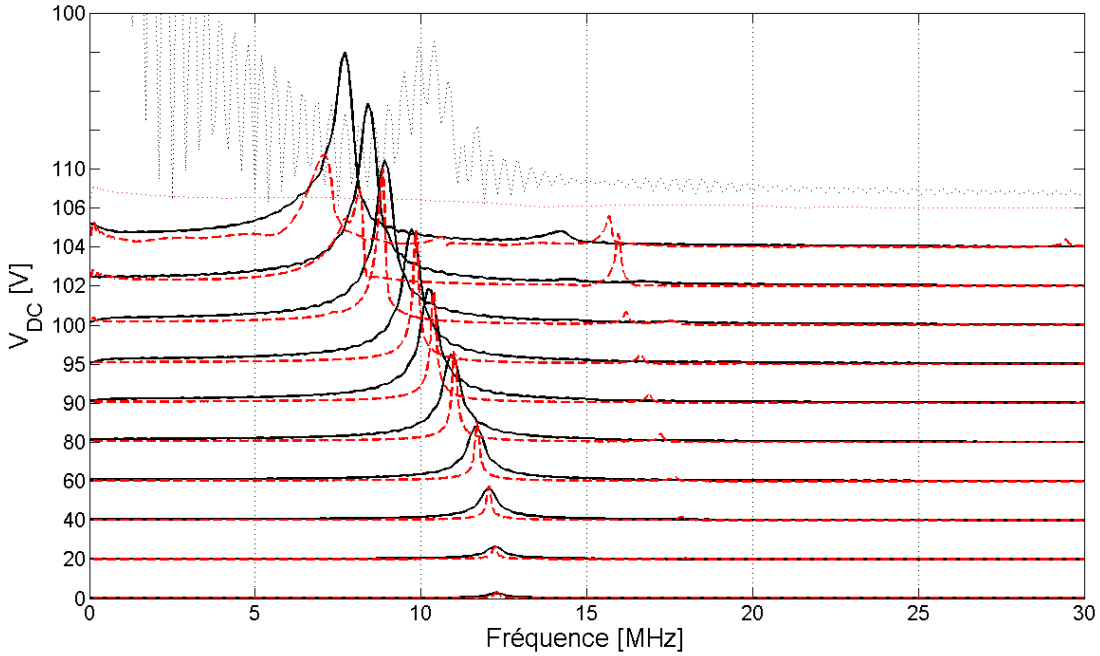

FIGURE 15.3 – Spectre du déplacement au centre de la membrane en fonction de la tension de polarisation dans l'air (rouge : mesure - noir : modèle ajusté)

l'évolution de la fréquence dans l'air avec la tension de polarisation est parfaitement prédite. Elle suit tout naturellement l'évolution de la déflexion statique. La valeur de la résonance initiale est ici de 12.3 MHz. Cette donnée a été utilisée pour ajuster la masse volumique du nitrure de silicium. Les mesures dans l'huile ont été faites selon les conditions établies dans la section 4.2. Le dispositif présente une réponse similaire à la mesure dans l'air, où cette fois du fait de l'effet de masse du fluide, la résonance chute à la valeur de 4,5 MHz. L'effet de la décroissance de la fréquence de résonance avec la tension de polarisation est, dans le cas d'une seule cellule en charge acoustique, un phénomène qui apparaît clairement contrairement au cas de plusieurs cellules couplées comme pour un élément de barrette (figure 4.10).

15.2 Réponse de la membrane en régime impulsionnel

Dans cette première étude, nous avons choisi d'appliquer à la membrane des demi-cycles positifs de forme sinusoïdale centrés aux fréquences de 1 MHz, 2,5 MHz, 5 MHz et 10 MHz, soient des excitations dont le spectre d'émission couvre respectivement des bandes de fréquence de largeur 2 MHz, 5 MHz, 10 MHz et 20 MHz. Ce choix a été établi au vu de la fréquence propre de la membrane dans l'huile (4,5 MHz). Pour chaque fréquence, deux niveaux d'amplitudes sont appliqués : l'un que l'on dénomme comme "petit signal" (PS) ayant pour valeur pic-pic $V_{PS} = 15\%\ V_{collapse} \approx 17$ V, l'autre, dit "grand signal" (GS), prenant pour valeur pic-pic $V_{GS} = 35\%\ V_{collapse} \approx 39$ V. Une tension de polarisation de $70\%\ V_{collapse} = 77$ V est superposée à l'ensemble des excitations. L'excitation GS ne

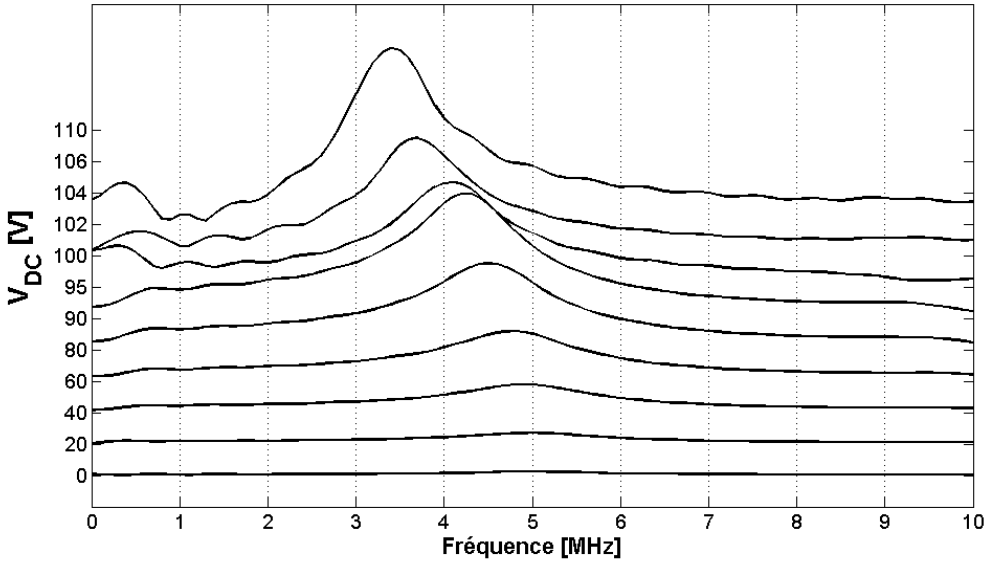

FIGURE 15.4 – Spectre du déplacement au centre de la membrane plongée dans l'huile en fonction de la tension de polarisation

dépasse jamais la tension de collapse. L'alimentation des tensions alternatives est effectuée à l'aide d'un ampli de classe A pour minimiser la non-linéarité du signal électrique en entrée de la cellule. De plus, cette tension est mesurée aux bornes du dispositif et l'acquisition de l'ensemble tension/déplacement du centre de la membrane est faite au moyen d'un oscilloscope de marque Lecroy comme présenté dans le chapitre 4.2.

Pour la simulation des dispositifs, la tension d'entrée mesurée a été réutilisée comme signal " théorique " d'excitation des membranes, ceci afin de prendre en compte les effets de filtrage liés à la connectique et aux câbles. Toutefois, la prise en compte de ces effets n'est que partielle puisque la mesure est réalisée en amont des micro-pointes, et il faut rappeler qu'une seule cellule est excitée ce qui représente une charge électrique de très faible résistance et de capacité 1 pF.

L'ensemble des mesures temporelles ainsi que leurs spectres respectifs sont présentés dans les figures 15.5 et 15.6.

Pour une fréquence d'excitation de 1 MHz (figures 15.5-(a) et 15.6-(a)), quelle que soit l'amplitude du signal d'entrée, la membrane suit la forme de l'excitation, avec toutefois l'apparition d'une distorsion d'amplitude significative à forte amplitude d'excitation. Cela se traduit sur la réponse fréquentielle par un enrichissement du spectre en composantes non-linéaires entre 1 et 2 MHz, venant ainsi élargir la bande passante de la réponse. Cette distorsion est une conséquence naturelle de la forme caractéristique de la courbe de déflexion mécanique d'une membrane électrostatique (figure 14.2).

Avec une excitation centrée à 2,5 MHz (figures 15.5-(b) et 15.6-(b)), comme précédemment, la membrane suit l'excitation, toutefois, il apparaît à la fin de la réponse temporelle une traîne qui correspond à la fréquence propre de la membrane dans l'huile. Cet effet est clairement expliqué sur la réponse fréquentielle où l'on voit que ce sont les composantes

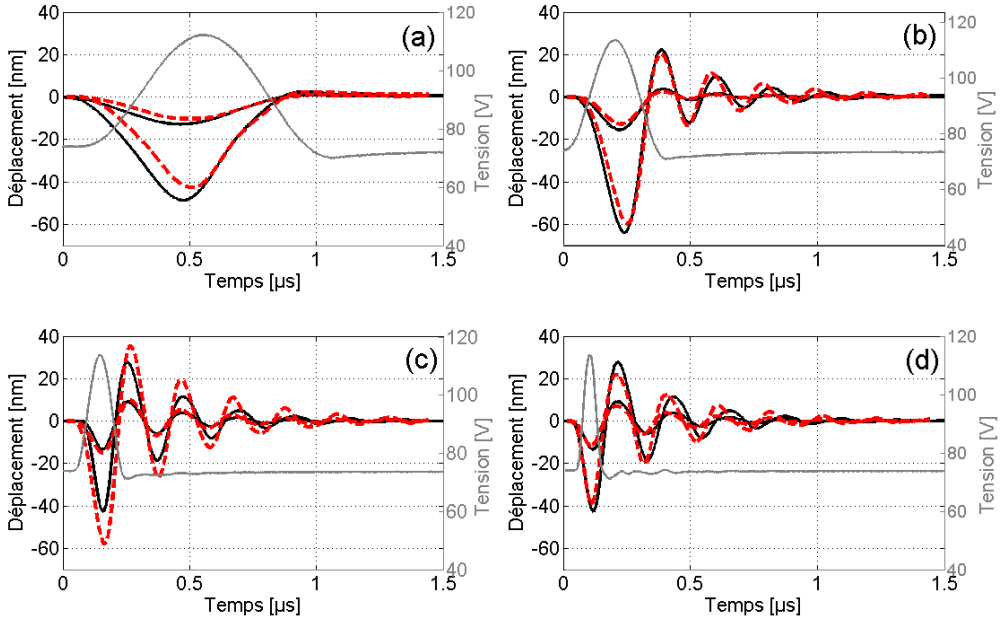

FIGURE 15.5 – Réponses temporelles au centre de la membrane pour différentes amplitudes (15% et 35% de $V_{collapse}$) et différentes fréquences centrales d'excitation (a) 1 MHz - (b) 2.5 MHz - (c) 5 MHz - (d) 10 MHz (courbes noires : mesure d'interférométrie, courbes hachurées rouges : simulation, courbes grises : tension d'entrée "grand signal")

non-linéaires qui ont excitées le mode propre, bien qu'il soit bien au-delà du spectre de l'excitation appliquée au cMUT. Ainsi, en plus des composantes non-linéaires, le spectre est enrichi des composantes spectrales qui constituent ce mode propre (figure 15.4). Cela se traduit par un spectre qui est pratiquement constant de 0 à 5 MHz. L'excitation de petite amplitude confirme l'origine non-linéaire de cette résonance puisqu'elle est pratiquement inobservable dans ce cas.

Pour les deux configurations d'excitation (1 et 2,5 MHz), les simulations prédisent parfaitement ce comportement. On peut noter que les amplitudes de déplacement mesurées sont justes ce qui, dans une démarche d'optimisation d'une sonde ultrasonore cMUT, pour de l'imagerie voire de la thérapie, est fondamental puisque l'un des principaux critères de conception est la valeur absolue du champ de pression émis. On remarque pour l'excitation de 2,5 MHz une surestimation de la fréquence double de la fréquence propre (9 MHz), celle-ci serait théoriquement issue de la non-linéarité de la résonance. La mesure ne permet pas de conclure sur son existence puisque si elle existe, son amplitude est trop faible pour sortir du bruit de mesure.

A 5 MHz (figures 15.5-(c) et 15.6-(c)), l'excitation est ici centrée sur la fréquence propre de la membrane. Le déplacement présente une réponse classique d'un système résonant amorti. Les transformées de Fourier pour les deux amplitudes d'excitation sont ainsi dominées par la résonance à 4,5 MHz et présentent un "plateau" en basses-fréquences à -10 dB du maximum de la courbe. On observe de nouveau une composante à 2 fois la fréquence propre de la membrane, issue de la non-linéarité du cMUT. Cette même composante appa-

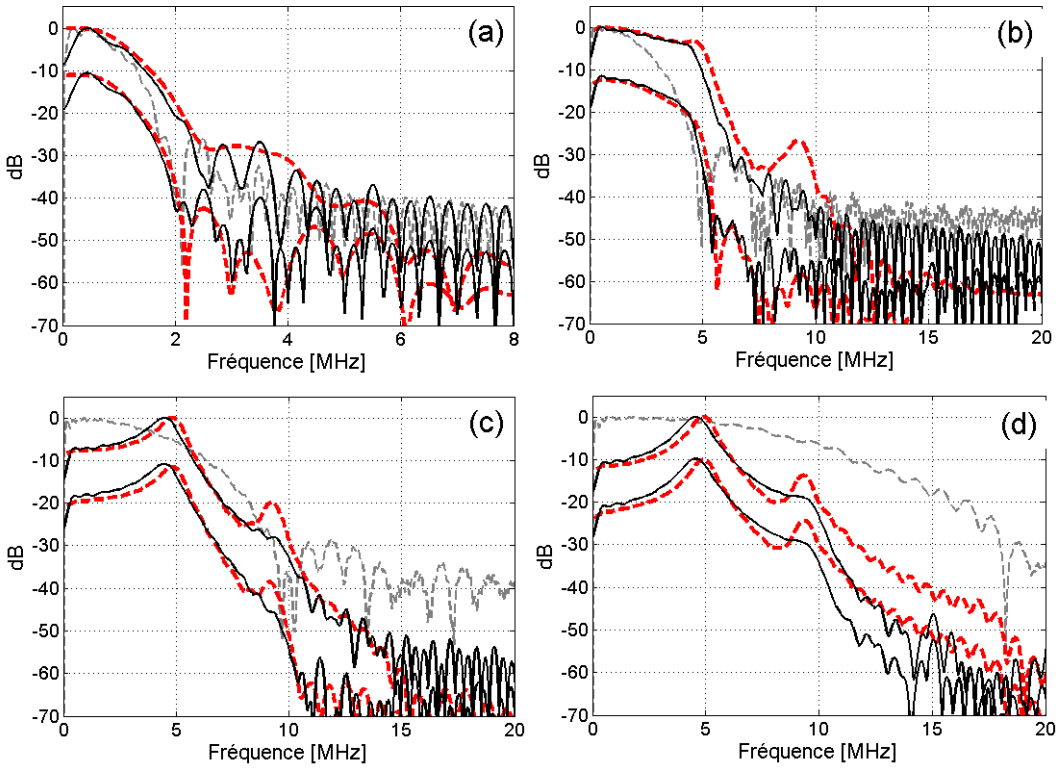

FIGURE 15.6 – Transformées de Fourier des réponses temporelles au centre de la membrane pour différentes amplitudes (15% et 40% de $V_{collapse}$) et différentes fréquences centrales d'excitation (a) 1 MHz - (b) 2.5 MHz - (c) 5 MHz - (d) 10 MHz (courbes noires : mesure d'interférométrie, courbes hachurées rouges : simulation, courbes grises : spectre de la tension d'entrée "grand signal")

raît aussi pour l'excitation à 10 MHz (figures 15.5-(d) et 15.6-(d)). Pour les deux fréquences (5 et 10 MHz) le modèle surestime l'amplitude de cette composante.

15.3 Étude du cycle d'hystérésis - Notion de collapse/snapback dynamique

Dans le paragraphe précédent, notre étude s'est limitée à l'impact de la non linéarité native des cMUTs sur leur réponse temporelle, sans jamais atteindre le phénomène de collapse. Ici, nous imposons des conditions d'excitation temporelle telle que la membrane puisse subir en temps réel le phénomène de collapse-snapback dynamique. Après avoir introduit ce phénomène (section 15.3.1), nous en analysons l'impact sur la réponse impulsionnelle (section 15.3.2) puis sur le cycle d'hysteresis (cycle déplacement-tension de la membrane - section 15.3.3). Enfin, nous introduisons dans la section 15.3.4 la notion de coefficient de couplage électromécanique dynamique utile à l'interprétation des résultats.

15.3.1 Identification du phénomène de collapse en dynamique

Pour présenter le phénomène de collapse-snapback dynamique, nous avons soumis la cellule à une excitation sinusoïdale comportant 3 périodes, de fréquence 200 kHz, avec une tension pic-pic de 140% de $V_{collapse}$ soit environ 150 V_{pp}. La tension de polarisation imposée aux bornes du dispositif est maintenue à 70% de $V_{collapse}$. Cette configuration d'excitation permet, pour une fréquence donnée, de balayer la totalité du cycle de tension 0 V - 140%$V_{collapse}$ - 0 V. La réponse temporelle du déplacement ainsi que le signal d'excitation sont présentés figure 15.7-(a). La figure 15.7-(b) traduit ces deux courbes en une seule, le cycle déplacement-tension. Cette représentation, où l'échelle des temps est sous-entendue, permet, en outre, de comparer les courbes dynamiques aux cycles statiques d'hysteresis que l'on peut acquérir, par exemple, avec le microscope holographique (voir par exemple la figure 4.3-(b)). Cette représentation a par ailleurs un autre intérêt, elle permet d'observer la stabilité de la réponse de la membrane au cours du temps, par exemple pour des études de vieillissement ou d'effets de charge.

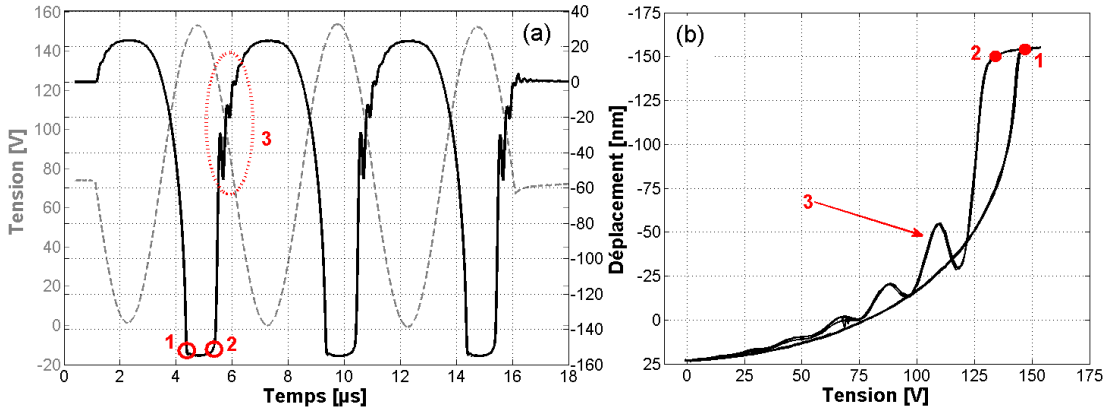

FIGURE 15.7 – (a) Réponse temporelle du centre d'une membrane à une excitation de 3 cycles sinusoïdaux à 200 kHz d'amplitude pic-pic 140% de $V_{collapse}$ et polarisée à 70% de $V_{collapse}$ - (b) courbe correspondante du déplacement en fonction de la tension d'excitation

Le déplacement mesuré présente une forte asymétrie : lors de la diminution de la tension d'excitation, le déplacement engendré, qui correspond à un relâchement des forces électrostatiques, est relativement faible. Lorsque la tension augmente, la membrane, en temps réel, se déforme pour atteindre le régime de collapse dynamique (point annoté **1**). Du point **1** au point **2**, le centre de la membrane ne bouge plus alors que la pression électrostatique varie. Au point **2**, comme dans le cas statique, l'élasticité est devenue suffisante pour contrecarrer la pression électrostatique et la membrane se décolle du fond : c'est le *snapback dynamique*. On distingue *collapse et snapback dynamique* du *collapse et snapback statique* car leurs valeurs évoluent en fonction de la fréquence d'excitation du système [42, 85] (voir chapitre 15.3.4). Immédiatement après le snapback, un mode de vibration (indiqué par **3**) apparait, contrairement au cas statique. Ce mode n'est autre que le mode propre de la membrane comme nous le confirmerons dans la prochaine section.

15.3.2 Impact du collapse sur la réponse impulsionnelle

Dans cette deuxième partie, nous reprenons le protocole de l'étude présentée chapitre 15.2 en imposant des tensions dont la valeur maximale est supérieure à la valeur de tension de collapse $V_{collapse}$ = 110 V. Pour cela, un demi-cycle positif d'une amplitude de 70% $V_{collapse}$ (= 77 V) se superpose à la tension de polarisation dont la valeur est maintenue à 77 V. Les mesures temporelles au centre de la cellule excitée à des fréquences de 1 MHz, 2,5 MHz, 5 MHz et 10 MHz sont présentées dans la figure 15.8 ainsi que les simulations temporelles associées. Leurs spectres respectifs sont tracés sur la figure 15.9.

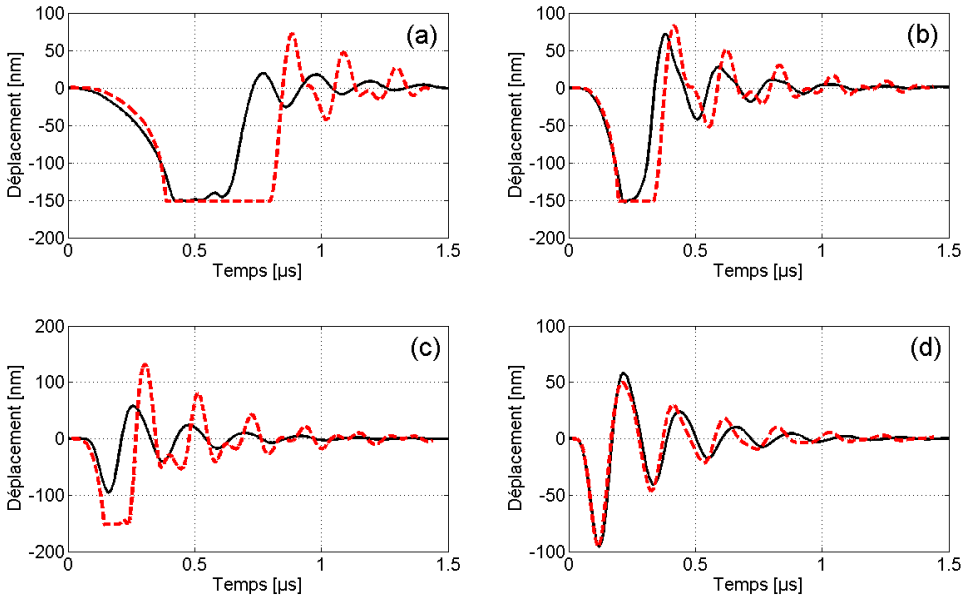

FIGURE 15.8 – Réponses temporelles au centre de la membrane pour une amplitude totale supérieure à la tension de collapse ($V_{DC} = V_{AC} = 70\%\ V_{collapse} = 77$ V) à différentes fréquences centrales d'excitation (a) 1 MHz - (b) 2.5 MHz - (c) 5 MHz - (d) 10 MHz (courbes noires : mesure d'interférométrie, courbes hachurées rouges : simulation)

Ainsi, pour une fréquence d'excitation de 1 MHz (figures 15.8-(a) et 15.9-(a)), on identifie de nouveau les phénomènes de collapse-snapback dynamique et la présence du mode de relâchement. Le spectre du signal est en conséquence plus complexe : la bande utile est fortement élargie autour du spectre d'émission du fait de la forme "carrée" de la première partie de la réponse avec la présence à 4,5 MHz du mode propre de la membrane pour les données expérimentales. Le modèle décrit correctement ces phénomènes. La fréquence propre simulée est de 4,8 MHz. Toutefois, la tension de snapback dynamique est surestimée par le modèle, ce qui explique la différence que l'on observe entre les réponses théoriques et expérimentales. Cet écart provient vraisemblablement du fait que le calcul des forces électrostatiques en mode collapse assimile la zone de contact substrat/membrane à un condensateur plan parfait sans tenir compte d'éventuels effets de bords. En conséquence, la confrontation des spectres théoriques à 1 MHz est fortement biaisée. De la même façon, à 5 MHz, théorie et expérience présentent une différence liée au fait qu'à 5 MHz, la mem-

brane a théoriquement atteint le collapse mais pas expérimentalement. Cet écart est lié aux différences entre les deux fréquences propres (4,5 MHz et 4,8 MHz) où expérimentalement la membrane subit fortement les effets d'inertie du fluide, tandis que théoriquement on se situe pratiquement à la fréquence propre. A 2,5 MHz, l'écart a moins d'importance sur la réponse temporelle et on peut observer que le mode propre en phase de " relâchement " est accompagnée de son harmonique d'ordre 2. Si, lors des mesures impulsionnelles précédentes, ce phénomène était difficile à visualiser, il est ici clairement observé et démontré. A 10 MHz, la membrane est excitée au-delà de la zone de transition entre régime élastique et régime d'inertie, le modèle décrit prédit parfaitement la réponse temporelle mesurée ainsi que la présence de l'harmonique d'ordre 2 de la fréquence propre.

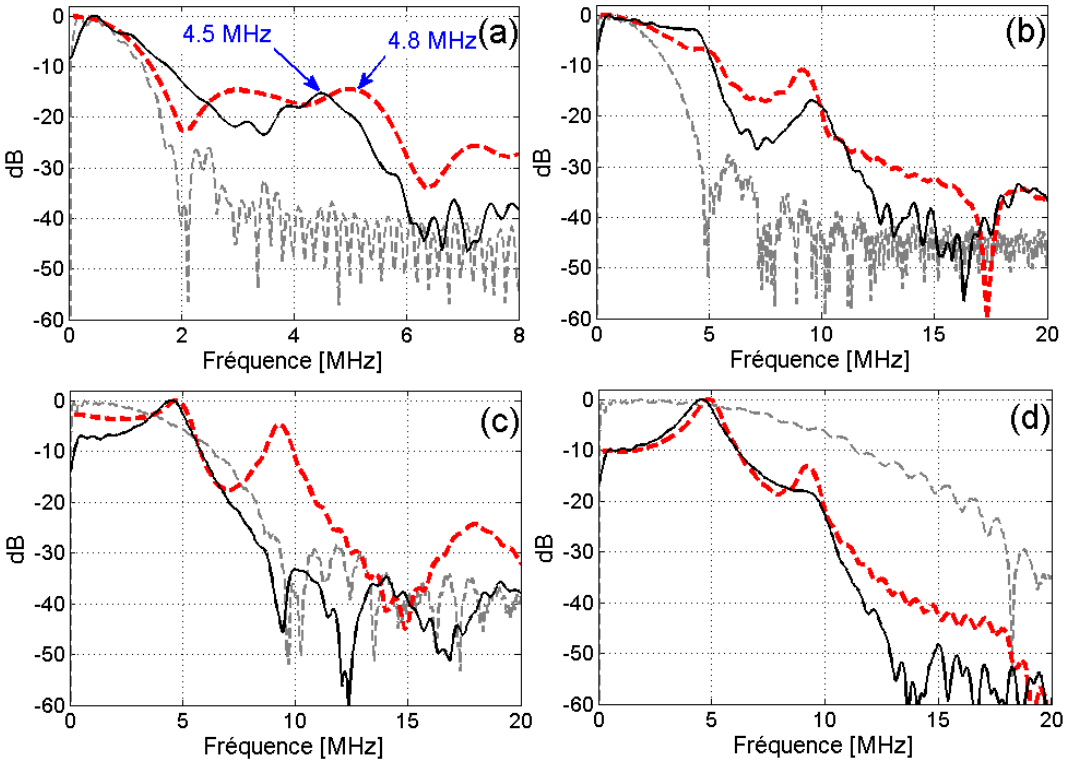

FIGURE 15.9 – Transformées de Fourier des réponses temporelles au centre de la membrane pour une amplitude totale supérieure à la tension de collapse ($V_{DC} = V_{AC} = 70\%\ V_{collapse}$ = 77 V) à différentes fréquences centrales d'excitation (a) 1 MHz - (b) 2.5 MHz - (c) 5 MHz - (d) 10 MHz (courbes noires : mesure d'interférométrie, courbes hachurées rouges : simulation)

15.3.3 Évolution du cycle d'hystérésis

Dans cette partie, l'évolution en fonction de l'amplitude et de la fréquence d'excitation du cycle d'hystérésis est analysée sur la base de résultats expérimentaux uniquement. Pour cela, de la même manière que dans la partie 15.3.1, une excitation de 3 cycles sinusoïdaux aux fréquences de 200 kHz, 1 MHz, 2,5 MHz, 5 MHz et 10 MHz est appliquée en conservant

une tension de polarisation de 77 V. Trois niveaux d'amplitude pic-pic (30%, 70% et 140% de $V_{collapse}$) sont appliqués. On mesure toujours ici le déplacement du centre de la membrane en immersion dans l'huile à l'aide de l'interféromètre laser. L'ensemble des cycles mesurés est regroupé dans la figure 15.10.

Dans cette étude, nous proposons de scinder l'analyse de la réponse de la membrane en trois domaines (parties 15.2 et 15.3.2), du régime purement élastique (domaine **I**) jusqu'au régime purement inertiel (domaine **III**).

Dans le premier domaine (domaine **I** de la figure 15.10 soient les figures 15.10-(a) et (b)), les fréquences d'excitation sont très inférieures à la fréquence de résonance. En cycle complet (cycle 0 V-150 V-0 V, courbes noires des figures), la réponse, bien que dynamique, est purement hystérétique et rappelle le comportement statique de la membrane, même à 1 MHz. Pour les faibles valeurs d'amplitudes (courbes bleues et rouges), les parties croissantes et décroissantes du cycle se superposent. On voit qu'en comparant les cycles complets à 200 kHz (figure (a)) et 1 MHz (figure (b)), les tensions de collapse augmentent (145 V pour 200 kHz et 150 V pour 1 MHz) et les tensions de snapback diminuent (respectivement 145 V et 131 V). La réponse de la membrane est stable au cours des différents cycles parcourus. Cela traduit que les charges majoritaires proviennent de la pression électrostatique et, que l'inertie du fluide n'agit finalement que lors de l'apparition du mode de relâchement après contact au fond de la cavité. En basses fréquences, le comportement peut assez naturellement être assimilé à un *régime quasi-statique*.

Le deuxième domaine (domaine **II** de la figure 15.10 soit la mesure à 2.5 MHz, figure 15.10-(c)) considère une fréquence d'excitation plus proche de la fréquence de résonance tout en restant inférieure à celle-ci. Le cycle complet est ici beaucoup plus complexe : pendant le premier cycle sinusoïdal, le déplacement suit à peu près l'allure statique comme dans les cas précédents, mais l'inertie du fluide intervient finalement assez vite changeant profondément la forme de la réponse. On observe toutefois, qu'une fois le régime permanent établi (premier cycle), le comportement reste stable en fonction de l'excitation. Ceci implique que les effets de charges additionnelles, sont ici inexistants. Pour des amplitudes moyennes (courbe rouge), la courbe est similaire à celle de très fortes amplitudes alors que pour de faibles amplitudes, le cycle déplacement/tension présente une forme elliptique caractéristique d'un système linéaire. Ce second domaine est finalement, dès lors que la tension augmente trop, dominé par le régime transitoire de la membrane généré à chaque phase de relâchement de la pression électrostatique, même si le collapse n'est pas atteint. En pratique, ce type de réponse peut être extrêmement délicat à contrôler, notamment dans le cas d'une utilisation des cMUTs avec des excitations de type bande étroite.

Enfin, le troisième domaine (domaine **III** de la figure 15.10 c'est-à-dire les réponses aux fréquences d'excitation à 5MHz (d) et 10 MHz (e)) illustre le comportement pour des fréquences d'excitations supérieures ou égales à la fréquence de résonance. Les figures (d) et (e) présentent ainsi des comportements où l'inertie du fluide est dominante. A 5 MHz, proche du mode propre de la membrane, la forme de la réponse est une ellipse, quelle que soit l'amplitude, c'est bien la signature d'un système linéaire. On peut juste noter une légère distorsion du cycle pour la plus grande amplitude d'excitation. A 10 MHz, les amplitudes de déplacement ont naturellement fortement diminué (50 nm contre 150 nm à 5 MHz). Bien au-delà de la fréquence propre de la membrane, les forces de rappel

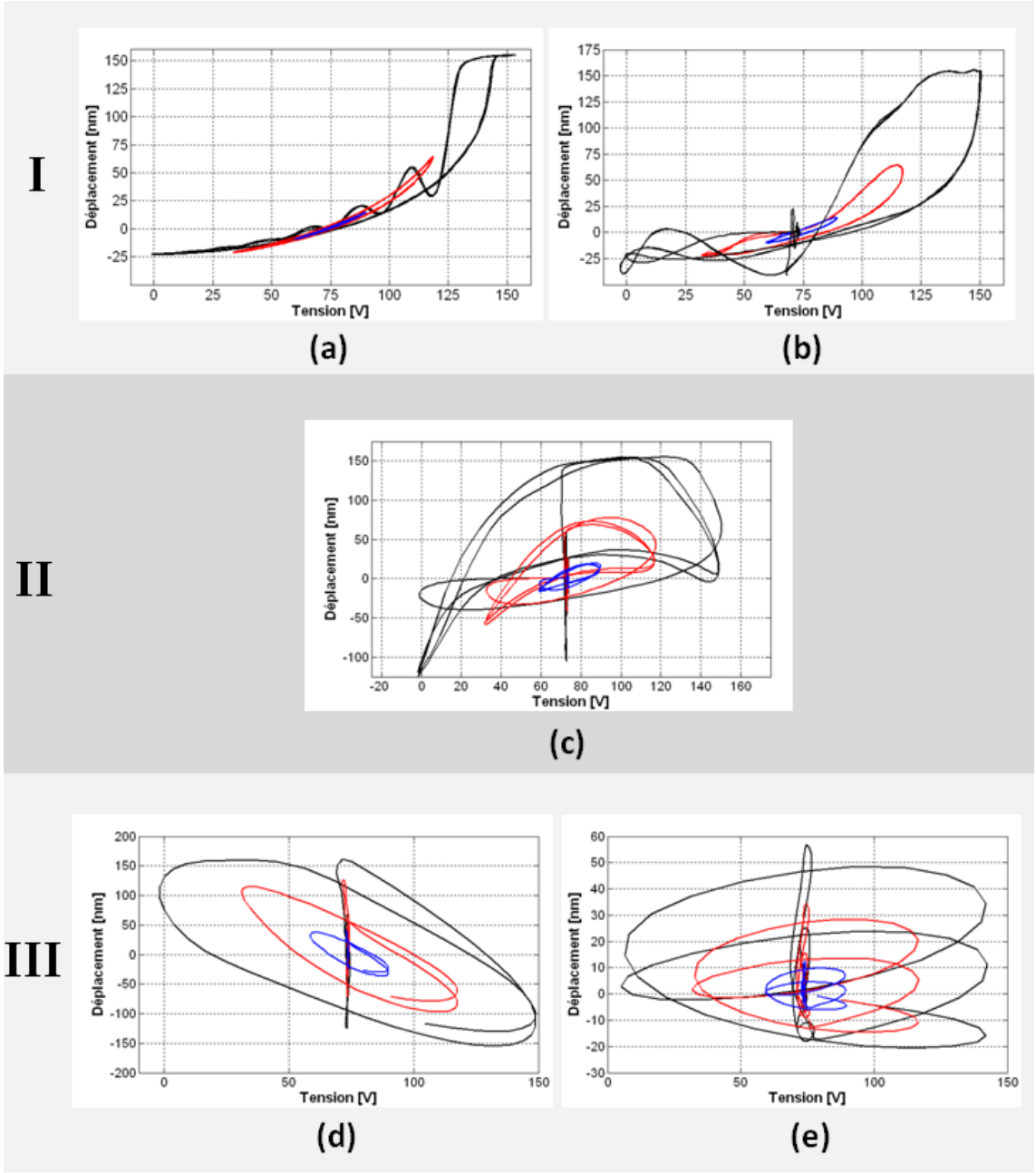

FIGURE 15.10 – Comparaison des comportements déplacement/tension d 'excitation en fonction de la fréquence et de l'amplitude d'excitation : (a) 200 kHz, (b) 1 MHz, (c) 2,5 MHz, (d) 5 MHz et (e) 10 MHz (courbe bleue : V_{pp} = 30 V, courbe rouge V_{pp} = 75 V, courbe noire V_{pp} = 150 V)

dominantes sont uniquement celles liées à l'inertie du fluide. En d'autres termes, dans cette gamme de fréquence, les cMUTs sont quasiment des générateurs " parfaits " avec une impédance acoustique interne très faible devant celle du fluide. Toutefois, à chaque période d'excitation, le cycle parcouru change et semble très sensible aux conditions initiales de

la membrane, en termes de déplacement et de vitesse. Cette sensibilité se traduit sur la mesure par une forme d'instabilité apparente de la réponse qui disparaît une fois le régime permanent établi.

On peut assez bien illustrer la transition entre les régimes élastique et d'inertie des cMUTs à travers les résultats de la figure 15.11. Nous avons, par simulation, calculé l'évolution des tensions de snapback et de collapse dynamiques en fonction de la fréquence d'excitation (3 cycles sinusoïdaux). La polarisation est toujours de 77 Volts et l'amplitude est ajustée manuellement à chaque fréquence pour atteindre le collapse.

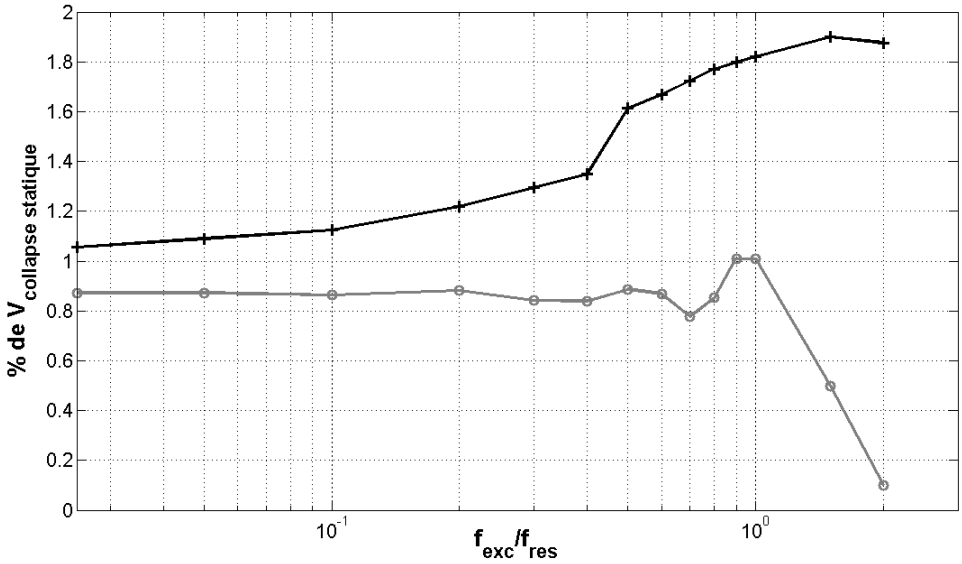

FIGURE 15.11 – Evolution du collapse (courbe noire) et du snapback (courbe grise) dynamique (normalisée par rapport à la valeur de $V_{collapse}$ en statique) dans l'eau en fonction de la fréquence d'excitation normalisée par rapport à la fréquence de résonance dans l'eau de la membrane

Dans un premier temps, jusqu'à une fréquence d'excitation d'une valeur de la moitié de la fréquence de résonance, la pente d'augmentation de la tension de collapse est régulière tandis que la tension de snapback n'évolue pas (autour de $0.8\times V_{collapse}$ statique). C'est le régime quasi-statique. Une forte augmentation de la tension de collapse apparait alors dans la zone de transition entre le régime quasi-statique et le régime inertiel. L'évolution de la tension de collapse est alors constante alors que la tension de snapback diminue fortement à partir d'une fréquence d'excitation supérieure à la fréquence de résonance.

Le comportement de la tension de collapse dynamique avait déjà été mis en avant par Lohfink et al. [86, 85] qui présentaient des courbes similaires à celles présentées ici, néanmoins, l'évolution du snapback n'avait pas été mise en avant. Ce type de courbe montre que l'on peut appliquer des tensions d'excitation bien supérieures à la valeur de tension de collapse statique (ici, la tension maximale est aux alentours de $1.8\times V_{collapse}$ statique pour une excitation centrée à la fréquence de résonance).

15.3.4 Notion de coefficient de couplage dynamique

Nous avons compris à travers les résultats issus de l'analyse en régime impulsionnel, que les composantes non-linéaires de la réponse suffisent à exciter le mode propre de la membrane. Ce mode sera généré même s'il se trouve en dehors de la bande de fréquences émises par l'excitation. On se propose de compléter ici cette analyse en introduisant la notion de coefficient de couplage électromécanique dynamique $k_t^2(t)$.

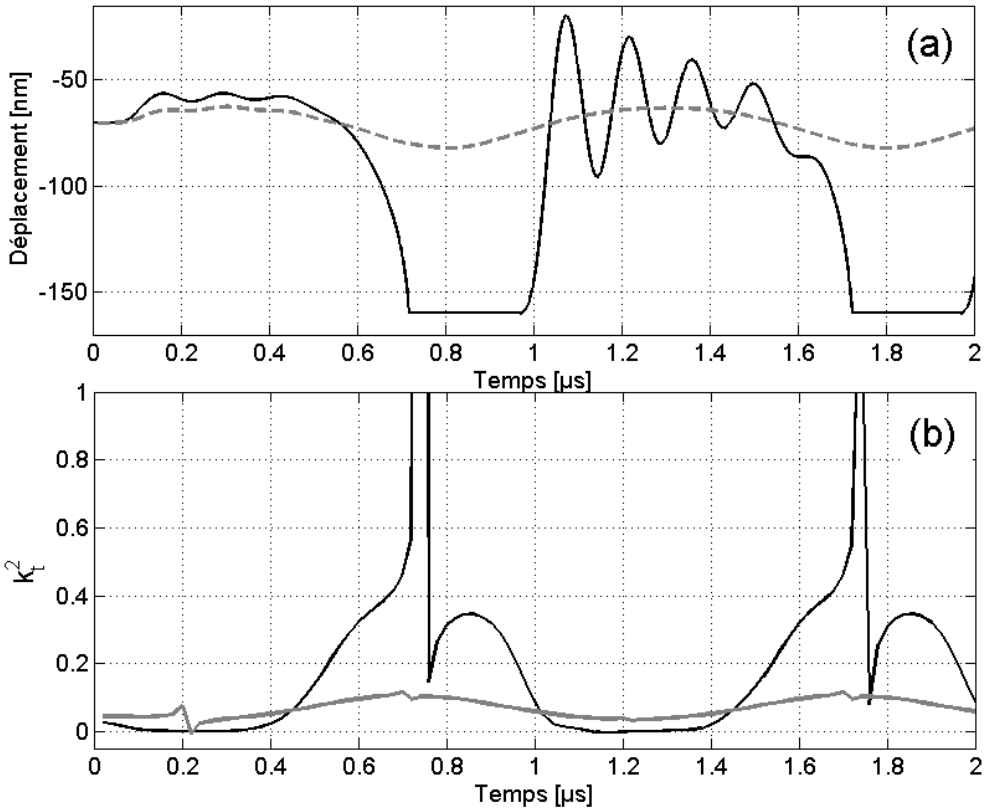

FIGURE 15.12 – (a) déplacement au centre d'une membrane 20x20 à 1 MHz (b) évolution du k_t (courbe noire : parcours d'un cycle complet - courbe grise : excitation "petits signaux"

Partant de la définition standard des coefficients de couplage électromécaniques [131], on peut écrire :

$$k_t^2(t) = \frac{E_c(t)}{E_{tot}(t)} \tag{15.1}$$

où $E_c(t)$ est l'énergie convertie en déplacement telle que

$$E_c(t) = \sum_{x,y} [P_{elect}]_t \times [\dot{W}]_t = -\left(\frac{(V(t))^2 \epsilon_0}{(h_{eq} - [W]_t)^2}[O]\right)[\dot{W}]_t \tag{15.2}$$

et $E_{tot}(t)$ est l'énergie totale fournie à la cellule telle que :

$$E_{tot}(t) = V(t) \times I(t) \tag{15.3}$$

avec I(t) l'intensité passant dans le dispositif.

Caronti [21] avait, pour une étude statique, repris cette même relation pour l'appliquer aux cMUTs. Si l'on considère chacun des éléments du maillage comme un condensateur plan, on peut écrire l'intensité totale comme :

$$I(t) = \sum_{x,y} \left(\frac{\partial}{\partial t} \left(C_{x,y}(t) \times V(t) \right) \right) = \sum_{x,y} \left(\frac{\partial C_{x,y}}{\partial t} V(t) + C_{x,y}(t) \frac{\partial V}{\partial t} \right) \tag{15.4}$$

avec $C_{x,y}(t) = \frac{\epsilon_0 S}{h_{eq} - w_{(x,y)}(t)}$ la capacité à l'instant t pour un élément du maillage de coordonnée (x, y) de surface S considéré comme un condensateur plan.

Deux simulations à une fréquence d'excitation de 1 MHz, l'une en "petits signaux", l'autre atteignant le collapse dynamique, ont été conduites. Les réponses du déplacement au centre de la membrane ainsi que l'évolution du $k_t^2(t)$ en fonction du temps sont présentées figure 15.12. Pour de faibles amplitudes, on voit que le coefficient de couplage électromécanique dynamique varie autour d'une valeur constante qui est celle correspondant au k_t^2 statique de la tension de polarisation. Les accidents présents sur cette courbe sont dus à du bruit numérique sur les différentes dérivées car l'échantillonnage temporel est très élevé ($\Delta t = 5.10^{-11}$ s). Pour la courbe à forte amplitude, on voit que le $k_t^2(t)$ est maximal ($k_t^2(t) = 1$) lorsque le collapse est atteint. Mais un deuxième maximum local, cette fois-ci autour de 0.35 apparait pendant la phase de collapse. Celui-ci traduit une énergie qui, après le relâchement de la membrane, entraîne la vibration du mode propre de la membrane. Ce maximum local explique d'ailleurs les performances observées par Bayram & al. [7, 10, 9, 59, 103, 150] pour le mode d'excitation appelé *collapse mode* où la membrane est excitée pendant la phase de collage de la membrane.

15.4 Optimisation de l'excitation du cMUT

Dans la dernière partie de ce chapitre, une étude sur le signal d'excitation est proposée afin d'optimiser la réponse de la cellule en vue d'application échographique. Pour des applications d'imagerie, il est nécessaire d'obtenir un signal large bande, linéaire et fournissant le maximum de dynamique possible. C'est dans cet objectif qu'on se propose d'optimiser le signal d'entrée de la cellule étudiée dans les chapitres précédents à l'aide du modèle temporel et des paramètres ajustés qui ont été présentés.

15.4.1 Sens de l'excitation

En guise de première étude, on se propose de voir l'influence du signe de l'excitation sur la réponse au centre de la membrane. Pour cela, une tension de polarisation choisie arbitrairement à 70% de la tension de collapse statique a été fixée. On superpose alors un demi-cycle sinusoidal centré à 10 MHz (excitation large bande) d'une amplitude de 35 V

de manière positive et négative. Les excitations et réponses au centre de la membrane sont présentées figure 15.13.

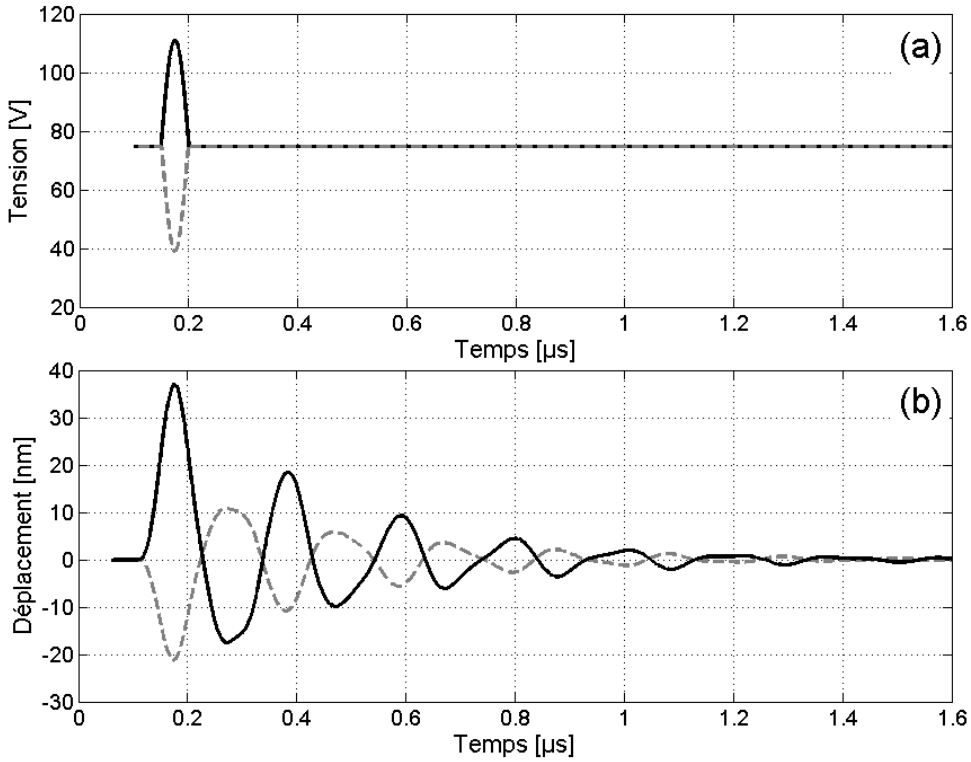

FIGURE 15.13 – Etude de l'impact du sens de l'excitation sur la réponse d'une membrane (a) Excitations appliquées à la membrane (b) Réponses au centre de la membrane (excitation pulsée positive (courbe noire) et négative (courbe grise))

On observe que le déplacement au centre obtenu avec la demi-arche positive est largement supérieur à celui obtenu avec la demi-arche négative (54.5 nm en positif contre 33 nm en négatif). Ainsi, il est raisonnable de penser que la pression émise de la réponse d'un ensemble de ces cellules sera plus élevé dans le cas d'une demi-arche positive que négative. Ce résultat semble en tout cas assez logique car la valeur de la pression électrostatique totale (dynamique + statique) est plus élevée dans le cas positif que négatif : on apporte une énergie supplémentaire au lieu d'en retirer dans le second cas.

15.4.2 Valeur optimale de tension de polarisation

La deuxième étape est de rechercher la valeur de tension de polarisation optimale pour l'émission en large bande. Il est en effet assez courant de dire que la tension de polarisation optimale est d'environ 80% de la tension de collapse statique. Néanmoins, cette conclusion a été faite à partir des courbes de coefficient de couplage obtenu en statique soit par modélisation soit par impédancemétrie et donc considérant des petits signaux devant la

tension de polarisation. Pour cette étude, on fait varier la tension de polarisation entre 10% et 90% de $V_{collapse}$ mais en gardant une valeur de tension totale maximale de $V_{collapse} = 110$ V (voir figure 15.14-(a)). Cette excitation est d'ailleurs plus représentative de la mise en œuvre des cMUTs en mode émission où, finalement, on cherche à obtenir le maximum de pression possible.

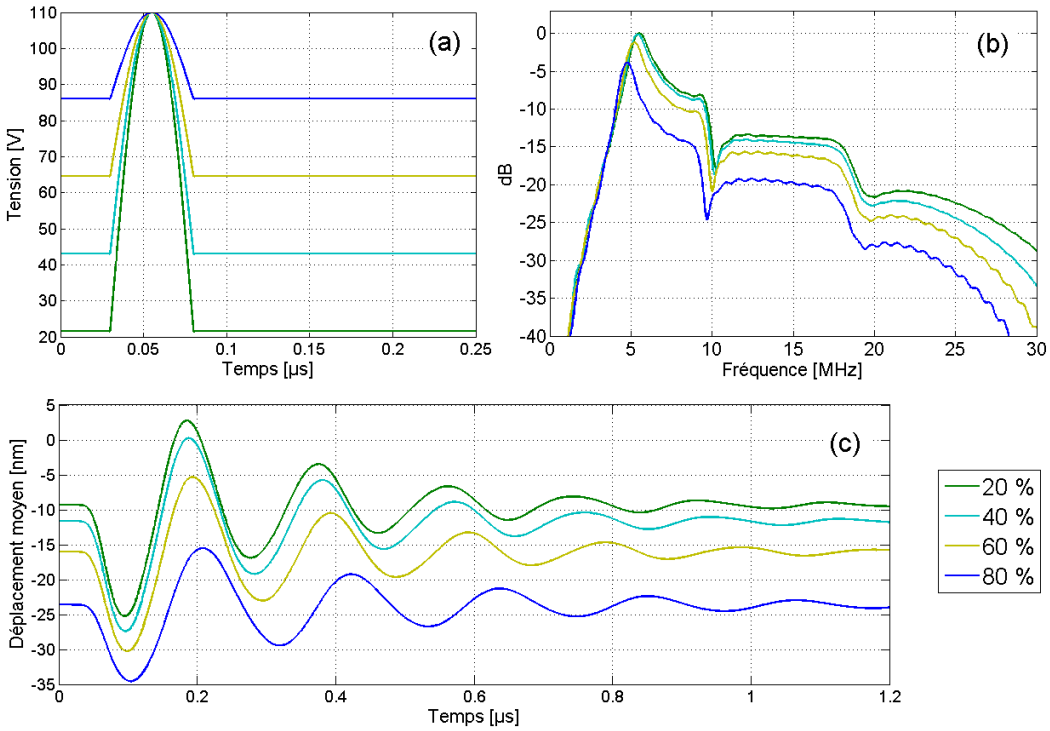

FIGURE 15.14 – (a) Forme de la tension d'excitation (b) Spectre de l'accélération moyenne de la réponse de la membrane (c) Réponse temporelle du déplacement moyen de la membrane - (a), (b) et (c) sont tracées pour 4 différentes tensions d'excitation ayant respectivement une tension de polarisation de 20, 40, 60 et 80%

Afin d'évaluer l'impact de la tension de polarisation en terme de dynamique et de non-linéarité, l'étude du déplacement en temporel (figure 15.14-(c)) est complétée d'une étude dans le domaine fréquentiel de l'accélération moyenne (figure 15.14-(b)). En effet, comme nous l'avons vu dans l'équation (13.4), la pression est la convolution de l'accélération avec la réponse impulsionnelle de diffraction de la source. Ainsi, le spectre de l'accélération moyenne nous donne une bonne indication de la non-linéarité du champ de pression. De plus, afin d'observer simplement l'évolution de la non-linéarité, on trace en fonction de la tension de polarisation le rapport des amplitudes de l'harmonique sur la fréquence de résonance de la membrane (évidemment, l'effet de softening doit être pris en compte et donc la fréquence de résonance est recherchée pour chaque tension de polarisation). Pour évaluer la dynamique du signal produit, le déplacement moyen pic-pic est considéré. Ces deux courbes sont présentées figure 15.15-(a).

La courbe de déplacement montre un maximum pour une tension de polarisation de 30% de $V_{collapse}$ alors que la non-linéarité est minimisée autour de 80% de $V_{collapse}$. Il est

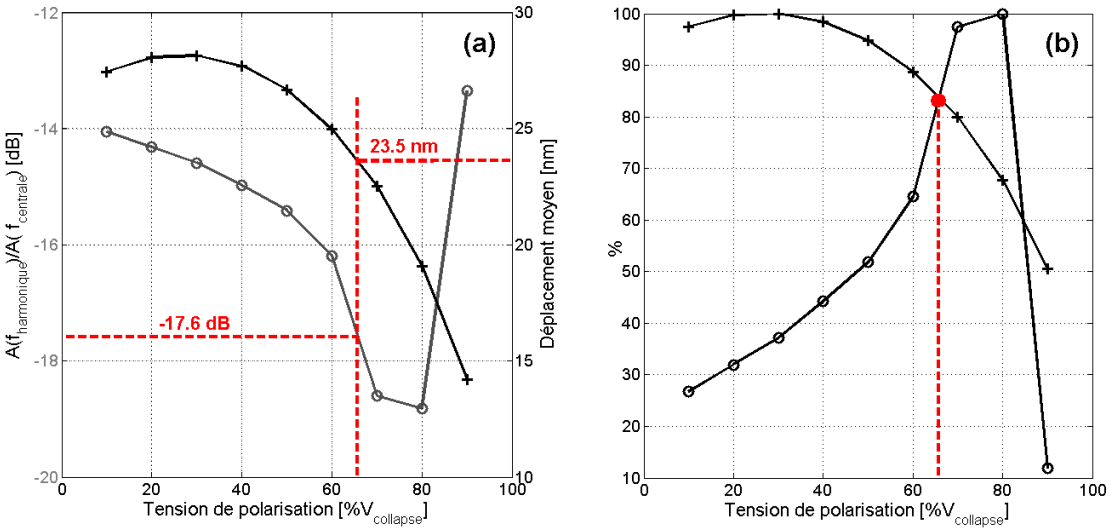

FIGURE 15.15 – (a) Evolution du déplacement moyen et de l'amplitude de l'harmonique par rapport à l'amplitude de la fréquence centrale de la bande en fonction de la tension de polarisation (b) Mise en place des critères de sélection K_{dep} (croix) et K_{NL} (cercle) et mise en évidence du point de fonctionnement optimum

donc judicieux de rechercher un point de fonctionnement permettant de minimiser la non-linéarité tout en obtenant un déplacement maximal.

On construit ainsi deux paramètres d'évaluation :
- K_{dep}, le paramètre d'évaluation du déplacement en % tel que

$$K_{dep} = 100 \frac{\hat{w}_{max}(V_0)}{max(\hat{w}_{max}(V_0))} \tag{15.5}$$

- K_{NL}, le paramètre de minimisation de la non-linéarité en % tel que

$$K_{NL} = 100 \left(1 - \frac{R_{f2/f1}(V_0)}{max(R_{f2/f1}(V_0))}\right) \tag{15.6}$$

avec $R_{f2/f1}(V_0)$ le rapport des amplitudes de l'harmonique 1 sur la fréquence de résonance en fonction de la tension de polarisation V_0 et $\hat{w}_{max}(V_0)$ le déplacement moyen pic-pic en fonction de la tension de polarisation V_0.

La variation de ces deux paramètres est présentée figure 15.15-(b). Ainsi, un point de fonctionnement intéressant a pu être mis en avant, permettant à la fois d'obtenir 85% du déplacement maximum soit 23.5 nm de déplacement moyen pic-pic et de minimiser de 85% la non-linéarité ce qui se traduit par une harmonique repoussée à -17.6 dB de la fréquence de résonance.

15.4.3 Forme de l'excitation

Dans ce dernier chapitre, il nous reste à optimiser la forme de l'excitation. Il est difficile de déterminer la forme optimum d'une excitation tant le nombre de possibilités est élevé pour la modifier. Notre étude va donc se limiter au cadre de 3 formes d'ondes différentes large bande (demi-cycle, 1 cycle et 3 cycles apodisés) à deux fréquences centrales différentes (5 et 10 MHz). Les simulations ont été faites en tenant compte des différents résultats obtenus précédemment : sens positif de l'excitation et tension de polarisation à 66% de la tension de collapse statique. De plus, comme dans l'étude précédente, le maximum d'amplitude d'excitation correspond à la tension de collapse statique de la membrane. Les différents résultats sont présentés sur la figure 15.16 pour les déplacements moyens temporels et sur la figure 15.17 pour les spectres des accélérations moyennes. Ainsi, en guise de critère de sélection, le déplacement pic-pic maximal est choisi pour évaluer la dynamique du dispositif et le rapport entre l'harmonique et la fréquence de résonance comme critère de non-linéarité.

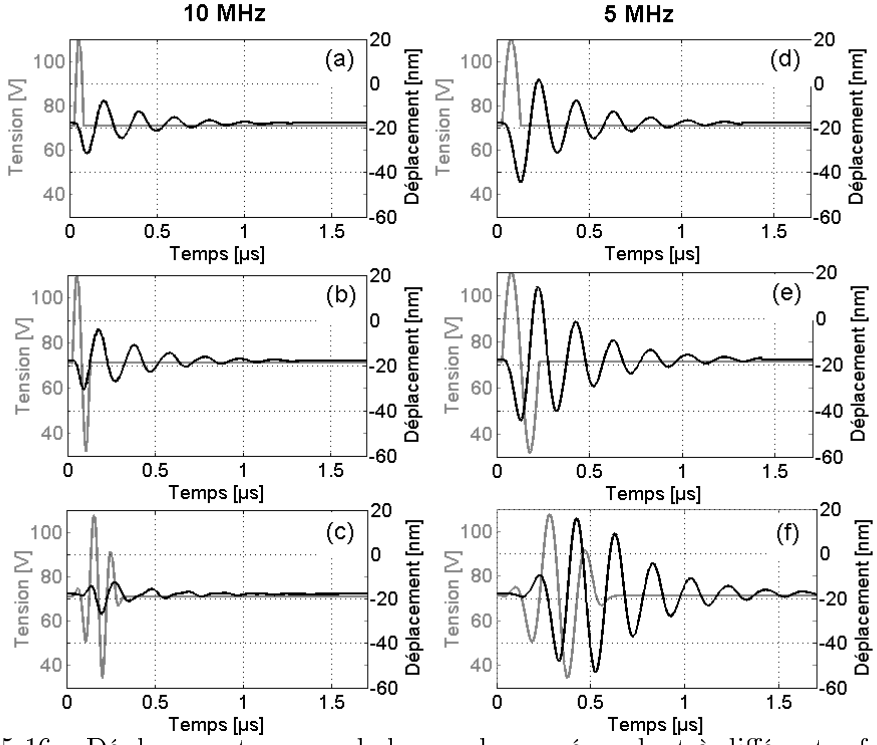

FIGURE 15.16 – Déplacement moyen de la membrane répondant à différentes formes d'excitations de fréquences centrales 5 et 10 MHz : demi-cycle (a) et (d), 1 cycle sinusoïdal (b) et (e), et 3 cycles apodisés (c) et (f)

L'ensemble des résultats de ces critères est répertorié dans le tableau 15.3. Finalement, on voit que tant au niveau de la dynamique que de la non-linéarité, il est préférable d'être centré au plus proche de la fréquence de résonance de la membrane. On remarque tout de même que sur l'ensemble des résultats à 10 MHz, les résultats pour les excitations en demi-cycle et 1 cycle sinusoïdaux sont quasiment équivalents alors que l'excitation à 3 cycles

apodisés excite beaucoup plus l'harmonique que la fréquence de résonance de la membrane. Cette excitation présente en effet le spectre le plus "bande-étroite" parmi les 3 formes et fournie ainsi beaucoup plus d'énergie à l'harmonique qu'à la fréquence fondamentale.

Fréquence d'excitation	Forme d'excitation	$\frac{A_{f2}}{A_{f1}}$ (dB)	Déplacement pic-pic max (nm)
10 MHz	Demi-cycle	-6.3	23.6
	1 cycle	-9.5	26.5
	3 cycles apodisés	3.8	14.2
5 MHz	Demi-cycle	-15.2	46.1
	1 cycle	-14.9	58.1
	3 cycles apodisés	-17.4	69

TABLE 15.3 – Résumé des différentes configurations d'excitation testées et résultats associés

Finalement, c'est cette même forme d'onde qui semble la plus appropriée lorsqu'elle est centrée sur la fréquence de résonance. On voit que les déplacements sont largement augmentés (10 nm de plus que les deux autres types d'ondes) et que l'harmonique est rejetée à -17.4 dB du pic principal. Cette observation va finalement à l'encontre des signaux d'excitation couramment utilisés pour l'imagerie. En effet, il est généralement utilisé des signaux impulsionnels carrés très large bande pour l'excitation des éléments de barrette. Cette étude montre donc que, dans le cas des cMUTs, les signaux apodisés centrés sur la résonance semble les plus appropriés pour un fonctionnement optimum. Néanmoins, il ne faut pas oublier que cette étude est faite sur une seule cellule plongée dans le fluide et qu'un élément de barrette échographique est un arrangement périodique de ces cellules. C'est pourquoi la dernière partie de ce document s'attachera à étudier et à modéliser l'impact d'un réseau multi-cellulaire sur le comportement de la cellule mais aussi le champ de pression rayonné.

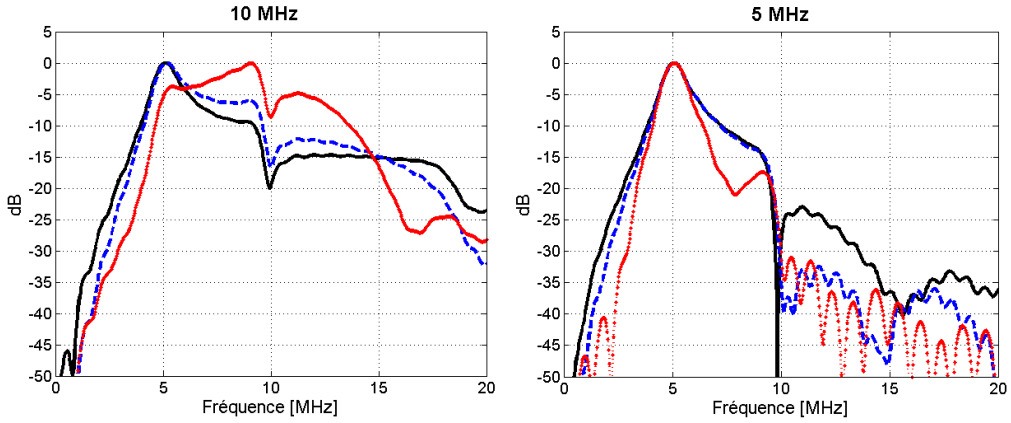

FIGURE 15.17 – Spectre de l'accélération moyenne pour les différentes formes d'excitations de fréquences centrales 5 et 10 MHz (noir : demi-cycle, bleu : 1 cycle sinusoïdal, rouge : 3 cycles apodisés)

Chapitre 16

Conclusion

Dans cette partie, une étude de la dynamique d'une cellule a été présentée. Pour cela, un modèle temporel d'une membrane chargée par le fluide [125] a été mis en place et a ensuite été validé en s'appuyant sur une comparaison avec un modèle harmonique "petit signal" [90].

Une étude de l'impact de la non-linéarité a ensuite été menée, à la fois expérimentalement (à travers des mesures faites par interférométrie laser) et par simulation, en fonction de la fréquence et de l'amplitude d'excitation. Cela nous a permis d'une part de démontrer la validité de notre modèle dans un cadre "grand signal", et, d'autre part, d'améliorer notre compréhension sur le comportement dynamique des dispositifs cMUTs. Une étude particulière sur les phénomènes de collapse et snapback dynamiques a ensuite été menée mettant en avant à la fois leur dépendance à la fréquence d'excitation mais aussi leurs impacts sur la réponse notamment en termes de non-linéarités. De l'ensemble de ces études, différents domaines de comportement, où les phénomènes de non-linéarité et de collapse/snapback se sont révélés différents, ont été discriminés : le régime "élastique pseudo-statique", le régime "intermédiaire" et le régime "inertiel". Le modèle s'est finalement révélé comme un bon prédicateur du comportement de la membrane dans le fluide avec, toutefois, une légère surestimation de la non-linéarité et une condition de contact probablement trop simpliste aux vues des phénomènes abordés.

Une exploitation du modèle a enfin été présentée pour optimiser de manière non-exhaustive l'excitation d'entrée du cMUT. Une tension de polarisation de 66% de la tension de collapse statique et une forme d'excitation positive de cycles apodisés assez bandes étroites se sont révélées comme les paramètres d'entrées les plus probants pour obtenir une meilleure dynamique et une minimisation de la non-linéarité.

Quatrième partie

Modélisation temporelle d'un réseau de cellules : compréhension et exploitation

Chapitre 17

Introduction

Cette dernière partie est l'extension naturelle des travaux menés dans le paragraphe précédent. Après avoir analysé le comportement d'une cellule cMUT chargée par un fluide, on s'intéresse ici au rayonnement, en régime impulsionnel, d'une population de cellule cMUTs dont l'agencement correspond à celui d'un élément de barrette. Nous avons deux objectifs, étendre le modèle décrit précédemment à l'échelle d'un élément de barrette et proposer une approche de conception de sondes ultrasonores. Le nombre de cellules mis en jeu dans un élément oblige à formuler des hypothèses simplificatrices quant aux conditions de chargement des cellules par leurs voisines, en l'occurrence des conditions de périodicité 1D ou 2D selon le cas étudié. Nous vérifierons expérimentalement sur des mesures de pression la validité de ces hypothèses. Ce travail fait l'objet du chapitre 18. Rappelons que la modélisation de la dynamique d'un réseau de membranes cMUT a, jusqu'à aujourd'hui, toujours été traitée dans le domaine fréquentiel [90, 25, 119, 39] en s'appuyant sur des hypothèses simplificatrices linéarisant l'expression de la pression électrostatique au 1er ordre. L'approche conception que nous proposons est dédiée à la réalisation de sondes ultrasonores basses fréquences (typiquement inférieures à 2 MHz). Deux raisons nous ont poussés vers ce choix, la première est liée aux origines de mon travail de thèse qui portait sur la réalisation de transducteurs cMUTs pour des applications dans l'air, donc basses fréquences. La seconde est liée à la nécessité, pour nombre d'applications médicales et industrielles, de disposer de sondes basses fréquences capables de travailler entre 500 kHz et 1,5 MHz mais dont les épaisseurs sont relativement faibles. Il faut en effet rappeler, qu'avec les technologies de type PZT, la nécessité d'amortir la réponse oblige à utiliser des milieux absorbants ou backing de plusieurs dizaines de millimètres de hauteur, alors qu'ici l'encombrement se limite à celui du wafer, soit 500 μm. Cette dernière étude reportée dans le chapitre 19 a fait l'objet d'un dépôt de brevet en cours d'évaluation par l'INPI [27].

Chapitre 18

Comportement dynamique d'un élément de barrette d'imagerie

Afin d'aborder la mise en place du modèle pour plusieurs cMUTs couplés (section 18.2), nous avons choisi de commencer par présenter une analyse expérimentale de la réponse d'un cMUT au sein d'un élément de barrette. Fort des phénomènes décrits précédemment, avec notamment une discrimination des effets de non linéarité selon le régime "élastique", "intermédiaire" et "inertiel" des membranes, il nous a semblé intéressant de construire une analyse similaire dans le cas d'un élément de barrette. La première raison est liée au fait que nos travaux de modélisation ont trouvé leurs origines dans ces résultats expérimentaux et qu'ils justifient naturellement les hypothèses que nous avons choisies pour étendre notre modèle à plusieurs cellules couplées. Enfin, la validation proposée regarde par contre directement le champ de pression rayonnée, qui est évidemment la grandeur déterminante pour l'utilisation d'une barrette ultrasonore (section 18.3).

18.1 Dynamique d'une cellule au sein d'un élément de barrette

Le dispositif étudié est un capteur composé de 64 éléments, chacun possédant une largeur de 0.165 mm et une élévation de 2 mm équivalents à 4 cellules en largeur sur une centaine en hauteur (voir figure 18.1) avec un pas inter-membrane en largeur et en hauteur de 35 μm. Deux cellules (une cellule du bord et une cellule de centre) ont été mesurées en leurs centres par interférométrie laser avec le même protocole expérimental que celui présenté dans la section 15.5. Il est à préciser qu'il a été vérifié que le comportement des cellules est symétrique dans la largeur de l'élément (les deux cellules du centre et les deux cellules du bords ont réciproquement le même comportement).

Des mesures d'impédancemétrie et de microscopie holographique ont été préalablement réalisées (figure 18.2) : une tension de collapse de 48 V et une déflexion initiale de 58 nm ont ainsi été estimé. La mesure de l'impédance électrique permet d'identifier la bande passante de l'élément de barrette, ici elle s'étend typiquement de 3 à 9 MHz (voir figure 18.2-(a)). On distingue que cette courbe possède un minimum situé autour de 5 MHz.

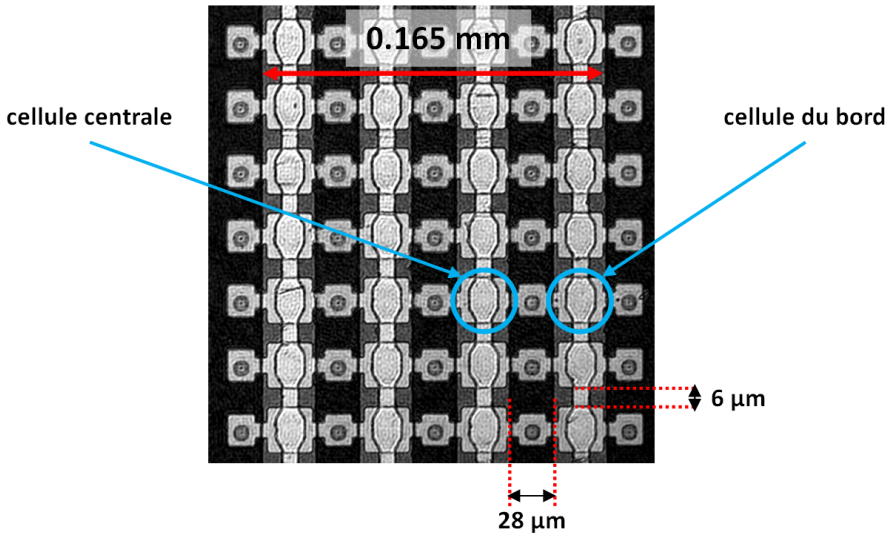

FIGURE 18.1 – Image d'une partie d'un élément de la barrette étudiée composée de 4 cellules 20×20 μm^2 en largeur et de plus d'une centaine en hauteur - 2 cellules sont étudiées ici : une cellule centrale et une cellule du bord

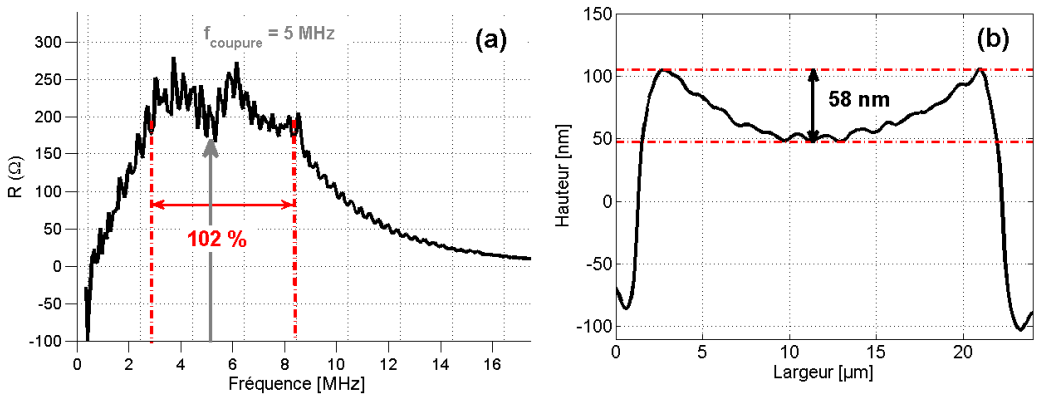

FIGURE 18.2 – (a) Mesure d'impédancemétrie dans l'huile de l'élément étudiée pour une tension de polarisation $V_0 = 35$ V (b) Mesure de la déflexion initiale sur une cellule appartenant à l'élément étudiée

Ce phénomène résulte des couplages mutuels [25, 13] entre cMUTs ou en d'autres termes d'effets de baffle. Ces derniers sont liés au fait que lorsque les membranes sont soumises aux pressions mutuelles, leur rigidité étant finie, elles peuvent localement perturber le champ de pression.

Du point de vue de l'excitation, une tension de polarisation de 70% de $V_{collapse}$ soit 35 V a été appliquée et 3 niveaux d'amplitudes pic-pic sont considérés : 20%, 70% et 140% de $V_{collapse}$ soit respectivement 10 V_{pp}, 35 V_{pp} et 70 V_{pp}. De manière analogue au chapitre 15, deux types d'études ont été menées : une étude en régime impulsionnel où 1 cycle de sinusoïde a été appliqué et une étude en régime continu avec une excitation composée de 5 cycles sinusoïdaux. Afin de se mettre dans des conditions d'excitation analogues à la

Caractéristiques	Membrane	Electrode	Cavité
Largeur	l_{mb} = 20 μm	l_{el} =14.5 μm	
Longueur	l_{mb} = 20 μm	l_{el} =14.5 μm	
Epaisseur	h_{mb} = 450 nm	h_{el} = 350 nm	h_{GAP} = 200 nm
Module d'Young	E_{mb} = 160 GPa	E_{el} = 68 GPa	
Coefficient de Poisson	ν_{mb} = 0.24	ν_{el} = 0.35	
Masse volumique	ρ_{mb} = 3000 kg/m^3	ρ_{el} = 2700 kg/m^3	
Permittivité électrique	$\epsilon_{mb} = 7.5\epsilon_0$		$\epsilon_0 = 8.854\ 10^{-12}$

TABLE 18.1 – Paramètres géométriques et mécaniques de la cellule étudiée 20×20 μm^2 pour la comparaison entre le modèle d'une cellule et les mesures d'interférométrie d'une cellule dans un élément de barrette

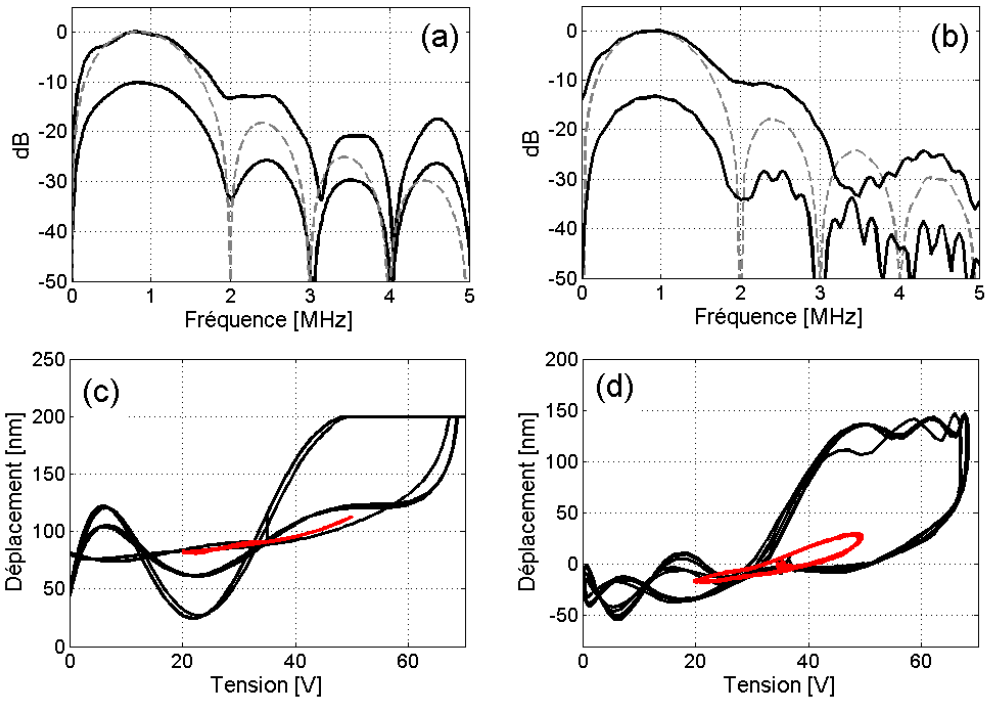

FIGURE 18.3 – Confrontation modèle mono-cellulaire et mesure sur une cellule d'un élément de barrette - Spectre de la réponse impulsionnelle centrée à 1 MHz pour 2 niveaux d'amplitude (30% et 70% de $V_{collapse}$) (a) Modèle et (b) Mesures d'interférométrie laser - Courbe déplacement-tension en régime continu à 1 MHz pour 2 niveaux d'amplitude (70% et 140% de $V_{collapse}$) (a) Modèle et (b) Mesures laser

première étude, les fréquences choisies sont 1 MHz ($f_{exc} << f_{centrale}$) (figure 18.3), 3 MHz ($f_{exc} < f_{centrale}$ et $f_{centrale}$ appartient à la bande d'excitation) (figure 18.4) et 10 MHz ($f_{exc} > f_{centrale}$) (figure 18.5) ont été mises en œuvre.

A 1 MHz, le comportement mesuré est parfaitement similaire au comportement élastique dit "pseudo-statique" du chapitre précédent. On voit ici que les mesures traduisent

exactement les mêmes phénomènes déjà observés pour une cellule seule dans le fluide. Le spectre de la réponse impulsionnelle au centre de la membrane (figure 18.3-(b)) suit celui de l'excitation et l'augmentation de l'amplitude entraine une augmentation des non-linéarités. De plus, en régime continu (figure 18.3-(d)), le cycle complet (courbe noire), lorsque le collapse est atteint, est identique à celui d'une seule cellule dans le fluide et, pour des tensions inférieures à la tension de collapse (courbe rouge), le comportement de la membrane suit la partie montante du cycle complet à l'aller comme au retour, pratiquement sans hystérésis. De plus, la stabilité du déplacement en fonction de l'excitation est conservée confirmant le fait que la membrane suit l'excitation. A titre de comparaison, il nous a semblé intéressant d'associer à ces résultats expérimentaux ceux produits par la simulation d'une seule cellule, avec les mêmes conditions d'excitation. Les paramètres d'entrée du modèle ont été ajustés comme dans le chapitre 15.1 et sont présentés dans le tableau 18.1, à l'aide des mesures d'impédance et de déflexion. Assez logiquement, dans ce cas, le modèle (figure 18.3-(a) et (c)) d'une cellule dans le fluide décrit bien le comportement de l'ensemble des cellules d'un élément de barrette échographique. On peut donc dire que pour des fréquences d'excitations très inférieures à la fréquence centrale de l'élément, le comportement est identique au comportement "quasi-statique" d'une cellule dans le fluide, montrant alors que le couplage entre cellules par le fluide est quasiment inexistant. Cette hypothèse est d'ailleurs vérifiée car le comportement à cette fréquence d'excitation est identique quelle que soit la membrane mesurée (membrane du bord ou du centre). Pour ce cas de figure, le modèle d'une seule cellule est pertinent jusqu'à 2 MHz.

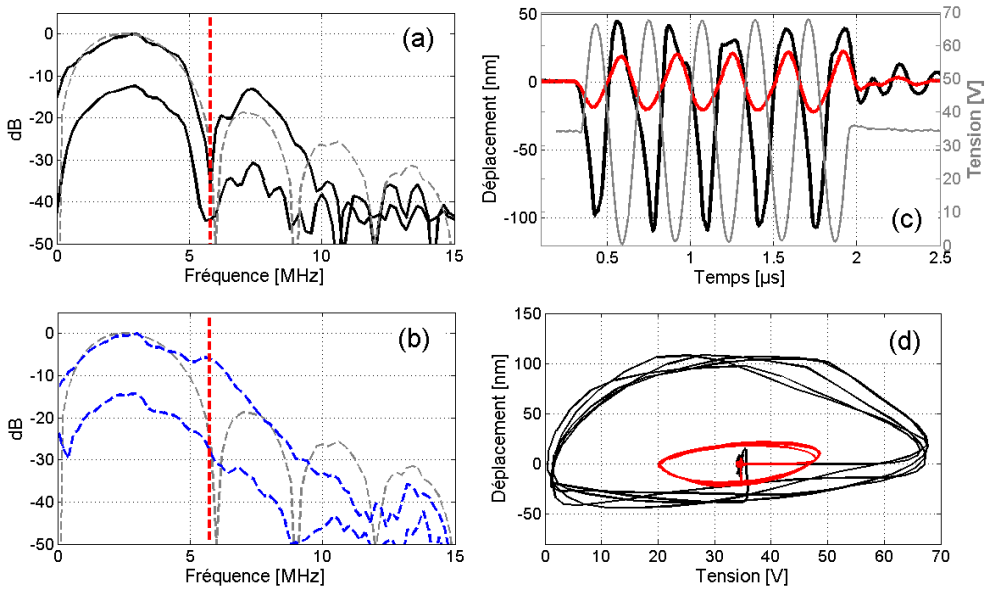

FIGURE 18.4 – Mesures de déplacement pour le régime intermédiaire (3 MHz) - Spectre de la réponse impulsionnelle centrée à 3 MHz pour 2 niveaux d'amplitude (30% et 70% de $V_{collapse}$) (a) Cellule du centre et (b) Cellule du bord (courbes grises hachurées : spectre de l'excitation) - Mesures en régime continu à 3 MHz pour 2 niveaux d'amplitude (70% et 140% de $V_{collapse}$) (c) Mesures temporelles et (d) Cycles déplacement/tension

Pour une fréquence d'excitation à 3 MHz, les spectres des réponses mesurées au centre (figure 18.4-(a)) et au bord de la membrane (figure 18.4-(b)) présentent des comportements distincts, du fait des couplages mutuels précédemment observés sur l'impédance électrique. Dans les deux cas, la réponse en fréquence du déplacement est constituée de deux parties. La première correspond au spectre d'émission (centrée ici à 3 MHz) comme dans le cas d'une membrane seule (figure 15.6-(b)). La seconde est constituée des fréquences propres de la membrane excitées par les composantes non-linéaires, bien qu'elles soient en dehors de l'excitation. On retrouve le même comportement que celui d'une membrane seule. Pour la membrane située au bord, les composantes non-linéaires excitent un mode situé à 6 MHz (lié aux couplages mutuels), qui n'apparaît naturellement pas à faible amplitude. Pour les membranes centrales, le spectre est plus complexe car les membranes affichent un minimum à 6 MHz (du fait des couplages mutuels) et ensuite un maximum autour de 7,5 MHz. Ce lobe centré à 7,5 MHz est bien issu des composantes non-linéaires car il présente, en grands signaux, un écart de 12 dB en amplitude avec le lobe centré à 3 MHz, tandis que l'excitation présente 20 dB.

L'analyse du cycle d'hystérésis déplacement/tension est représentée sur la figure 18.4-(d) pour la membrane extérieure. La figure 18.4-(c) présente les formes d'onde temporelle associées. Pour une amplitude pic-pic de 70% de $V_{collapse}$ (courbe rouge), la mesure présente une réponse stable et la forme du cycle est relativement proche d'une ellipse, c'est la signature d'un système où les composantes linéaires dominent la réponse de la membrane. Si on augmente l'amplitude pour atteindre le collapse dynamique, lorsque la pression électrostatique tire sur les membranes, celle-ci suit la déformation imposée, comme on peut le voir sur la réponse temporelle, puis en post-snapback, la membrane vibre selon son régime transitoire impulsionnel, dont la durée est naturellement plus petite que celle d'une membrane seule.

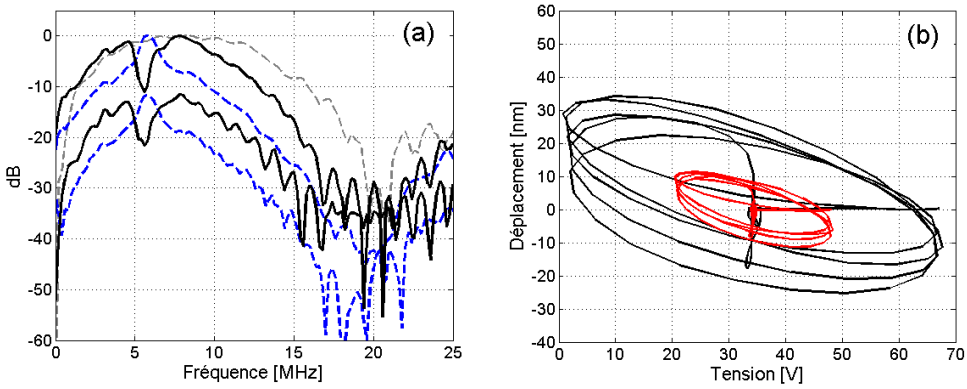

FIGURE 18.5 – Mesures de déplacement pour le régime inertiel (10 MHz) - (a) Spectre de la réponse impulsionnelle centrée à 10 MHz pour 2 niveaux d'amplitude (30% et 70% de $V_{collapse}$) (courbe bleue : cellule du bord, courbe noire : cellule du centre, courbe grise : spectre de l'excitation) - (b) Courbes déplacement-tension en régime continu à 10 MHz à 2 niveaux d'amplitude (70% et 140% de $V_{collapse}$)

Pour une excitation à 10 MHz, les spectres des réponses temporelles mesurées sont présentées figure 18.5-(a). La réponse est large bande, rappelant la mesure d'impédance-

métrie (figure 18.2-(a)). La fréquence de coupure sur la courbe de la cellule centrale (courbe noire) est toujours présente et correspond toujours à un maximum local sur la cellule du bord. Comme dans le cas d'une cellule seule (cas 5 et 10 MHz, figures 15.6-(c) et (d)), les fréquences du signal d'excitation sont dans la bande passante des membranes et de ce fait, la réponse ne présente que très peu de composantes non-linéaires. La forme du cycle d'hystérésis (figure 18.5-(b)) est bien une ellipse avec pour les grandes amplitudes, une légère dérive qui correspond au temps d'établissement du régime permanent.

18.2 Extension du modèle à un problème multicellulaire

Les comportements non-linéaires identifiés dans le cas d'une cellule se transposent au cas d'un élément de barrette. C'est en modifiant uniquement les conditions de charge acoustique que l'on traite le cas d'un élément de barrette. Les phénomènes qui induisent les non-linéarités, à savoir la force électrostatique, le collapse et le snapback seront traités de la même façon. Nous proposons ici deux configurations de charge acoustique. La première consiste à modéliser un réseau périodique 2D fini de cellules en supposant que chacune d'elles a la même réponse. La seconde est celle d'un élément de barrette où on considère qu'au sein d'une même colonne chaque membrane a exactement la même réponse. Ainsi, par exemple, dans un cas de barrette comportant 4 colonnes par élément, uniquement deux membranes seront à considérer dans la modélisation.

18.2.1 Modélisation temporelle d'un réseau périodique 2D de cellules

Dans une première approximation, on se propose de modéliser le comportement d'une cellule dans un réseau périodique fini. Pour cela, on considère un réseau de $N_{X-cell} \times N_{Y-cell}$ cellules au milieu desquelles se trouve la cellule étudiée (voir figure 18.6). Le schéma de discrétisation de la membrane est équivalent à celui présenté dans le chapitre 8. L'hypothèse forte de ce premier modèle multicellulaire est de considérer que chacune des membranes du réseau 2-D possède le même comportement. Cela sous-entend que nous négligeons les effets de bord acoustiques. Ce modèle s'applique typiquement bien pour l'étude de membranes au centre de capteurs mono-éléments composés de plusieurs dizaines de membranes à la fois dans la largeur et dans la longueur.

Par rapport au modèle d'une cellule dans le fluide, il faut donc considérer en plus de la pression rayonnée de la membrane sur elle-même $[P_{auto}]_t$, la pression de l'ensemble des autres cellules sur l'ensemble des points du maillage de la membrane discrétisée $[P_{inter}]_t$:

$$[P_{fluid}]_t = [P_{auto}]_t + [P_{inter}]_t \tag{18.1}$$

Le chargement de la cellule sur elle-même $[P_{auto}]_t$ a déjà été présenté précédemment dans le chapitre 13. Dans le cas précis d'un problème multi-cellules où les temps de calculs sont encore augmentés, on conserve l'hypothèse simplificatrice du piston équivalent. Pour le chargement des membranes voisines, on reprend la même hypothèse, considérant chaque cMUT comme un piston rigide rectangulaire possédant une accélération $\left\langle \ddot{W} \right\rangle$ égale à

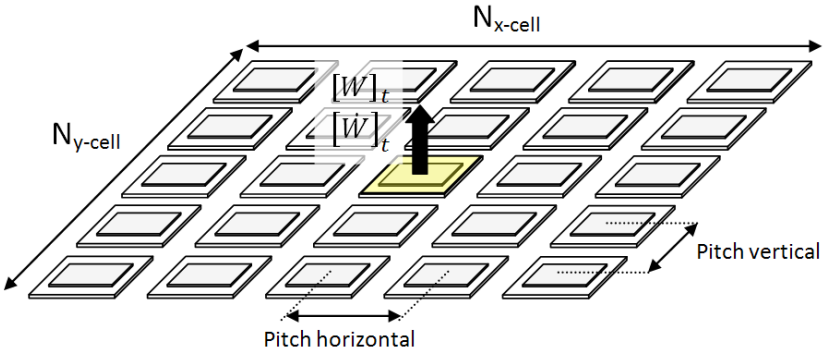

FIGURE 18.6 – Schéma de principe du modèle d'un élément de barrette dans un réseau 2-D de cellules

l'accélération moyenne de la membrane étudiée. On peut donc écrire le chargement au temps t, $[P_{inter}]_t$, par :

$$[P_{inter}]_t = \rho_0 \sum_{i=1}^{t} \left\langle \ddot{W} \right\rangle_i \times [H_{inter}]_{t-j} \tag{18.2}$$

$[H_{inter}]_t$ est la matrice des réponses impulsionnelles de diffraction de l'ensemble des membranes voisines sur chacun des points du maillage de la membrane modélisée. Elle s'écrit :

$$[H_{inter}]_t = \sum_{i=1}^{N_{Cell-X} \times N_{Cell-Y}} [h_{i/m}]_t \tag{18.3}$$

avec

- N_{Cell-X} et N_{Cell-Y} le nombre de membranes réparties sur les axes X et Y,
- $[h_{i/m}]_t$ le vecteur de longueur N de la réponse impulsionnelle de diffraction au temps t d'une cellule voisine sur les points m du maillage. (N étant le nombre de mailles du schéma de discrétisation de la membrane étudiée)

La réponse impulsionnelle d'une cellule voisine sur un élément du maillage $h_{i/m}(t)$ est calculée à l'aide de l'équation (13.3).

A titre d'illustration, une comparaison entre la réponse à une excitation large bande d'une membrane seule dans le fluide et la réponse d'un réseau 2D de 5×5 membranes est présentée figure 18.7. Pour cela, le calcul a été fait pour une membrane rectangulaire dont les caractéristiques ont été présentées dans les tableaux 15.1 et 15.2. Dans le cas du réseau de 25 cellules, les espaces inter-membranes sur x et y ont été fixés respectivement à 14 μm et 7.5 μm. Nous voyons donc que l'impact des cellules voisines a pour effet de diminuer l'amplitude de déplacement et surtout, d'atténuer le mode propre de la membrane. L'effet sur l'accélération (et donc sur la pression rayonnée du dispositif) est naturellement d'élargir fortement la bande passante de la réponse. C'est bien le couplage entre membranes

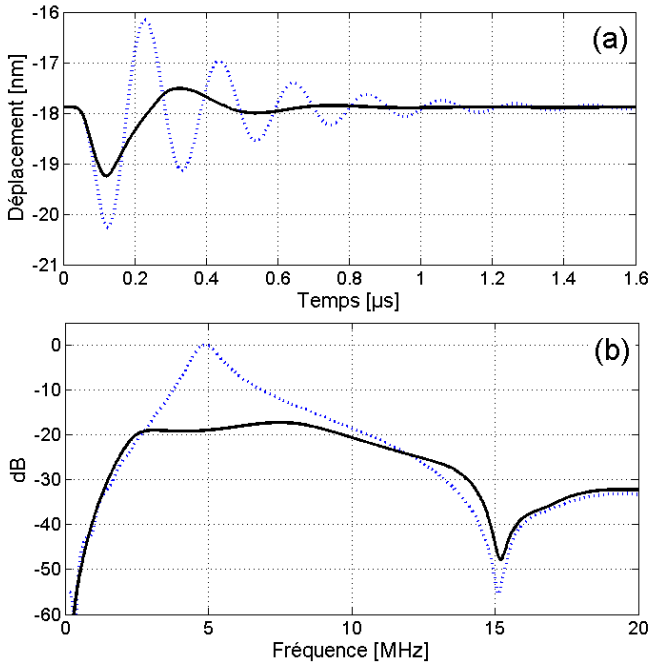

FIGURE 18.7 – Comparaison entre la réponse d'une cellule seule dans le fluide (courbe bleue hachurée) et sa réponse dans un réseau de 5×5 éléments (courbe noire)- (a) réponses temporelles -(b) spectres de l'accélération

à travers le fluide qui permet au dispositif cMUT d'obtenir des bandes passantes élevées (généralement au-delà de 100%).

18.2.2 Modélisation temporelle d'un élément de barrette

Pour le cas particulier des éléments de barrettes échographiques, le rapport entre le nombre de cellules dans la largeur et celui dans la hauteur de l'élément est très grand. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 18.1, cela entraîne des comportements différents des membranes suivant leur position dans la largeur du fait des effets de bords du problème. En considérant, par exemple, le cas particulier d'un élément de barrette composé de 4 éléments en largeur, il est donc nécessaire de calculer le comportement de deux cellules en parallèles : une cellule centrale 1 et une cellule du bord 2 (voir le schéma de principe du modèle figure 18.8). On considère alors que le comportement de l'élément est symétrique, comme dans le cas expérimental, et donc que les membranes des colonnes 1 et 4 d'une part et 2 et 3 d'autre part sont similaires.

L'équation dynamique (12.2) devient, dans ce cas, un calcul en parallèle de deux cellules 1 et 2. On construit donc le système matriciel suivant :

$$\begin{bmatrix}[\ddot{W}_1]\\ [\ddot{W}_2]\end{bmatrix} = \begin{bmatrix}[M_a]^{-1} & 0\\ 0 & [M_a]^{-1}\end{bmatrix}\left(\begin{bmatrix}[K] & 0\\ 0 & [K]\end{bmatrix}\begin{bmatrix}[W_1]\\ [W_2]\end{bmatrix} + \begin{bmatrix}[\alpha] & 0\\ 0 & [\alpha]\end{bmatrix}\begin{bmatrix}[\dot{W}_1]\\ [\dot{W}_2]\end{bmatrix} + [P_{ext}]\right) \quad (18.4)$$

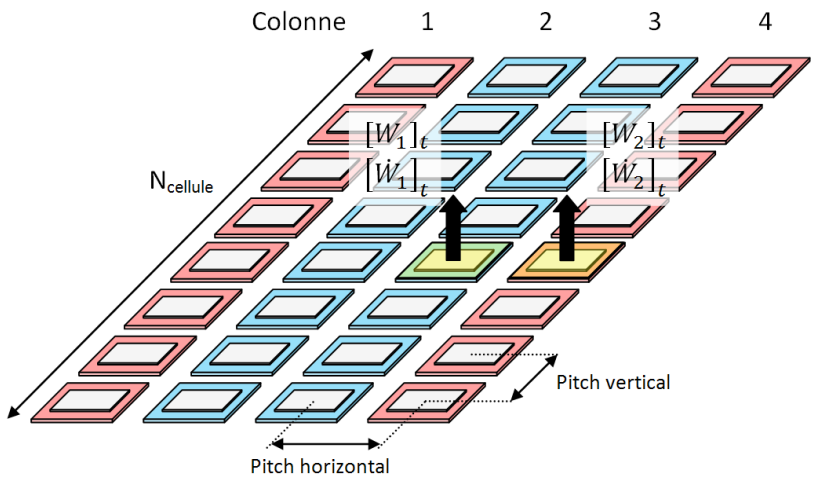

FIGURE 18.8 – Schéma de principe du modèle d'un élément de barrette avec 4 cellules de largeur

Où $[W_1]$, $[\dot{W}_1]$ et $[\ddot{W}_1]$ sont respectivement les vecteurs déplacement, vitesse et accélération de la membrane centrale 1 et $[W_2]$, $[\dot{W}_2]$ et $[\ddot{W}_2]$ ceux de la membrane du bord 2.

Le vecteur de chargement extérieur est donc composé du chargement électrostatique et du chargement des cellules voisines à travers le fluide. Étant connectées en parallèle, les cellules ont toutes le même chargement électrostatique $[P_{elec}]_t$. Pour le chargement du fluide $[P_{fluid}]$, on différencie comme précédemment 2 types de chargements : celui de chacune des membranes sur elle-même et le chargement des membranes voisines. Le chargement des membranes sur elle-même est réciproquement le même, on peut donc écrire le chargement du fluide tel que

$$[P_{fluid}]_t = \begin{bmatrix} [P_{auto}]_t \\ [P_{auto}]_t \end{bmatrix} + [P_{inter}]_t \tag{18.5}$$

Le chargement dû aux membranes voisines est ici géré suivant sa source (colonnes du centre ou colonnes du bords) et sa cible (membrane 1 ou 2). On distingue ainsi 4 chargements différents présentés sur la figure 18.9.

On peut donc écrire le chargement $[P_{inter}]_t$ au temps t tel que

$$[P_{inter}]_t = \begin{bmatrix} [P_{centre \to cellule1}]_t + [P_{bord \to cellule1}]_t \\ [P_{centre \to cellule2}]_t + [P_{bord \to cellule2}]_t \end{bmatrix} \tag{18.6}$$

Avec
- $[P_{centre \to cellule1}]_t$, le chargement des colonnes 2 et 3 sur la cellule 1,
- $[P_{bord \to cellule1}]_t$, le chargement des colonnes 1 et 4 sur la cellule 1,
- $[P_{centre \to cellule2}]_t$, le chargement des colonnes 2 et 3 sur la cellule 2,
- $[P_{bord \to cellule2}]_t$, le chargement des colonnes 1 et 4 sur la cellule 2.

Chacune des colonnes est composée d'un nombre $N_{cellule}$ de membranes, considérées comme des pistons rigides rectangulaires. Le calcul de la pression rayonnée sur chacun des

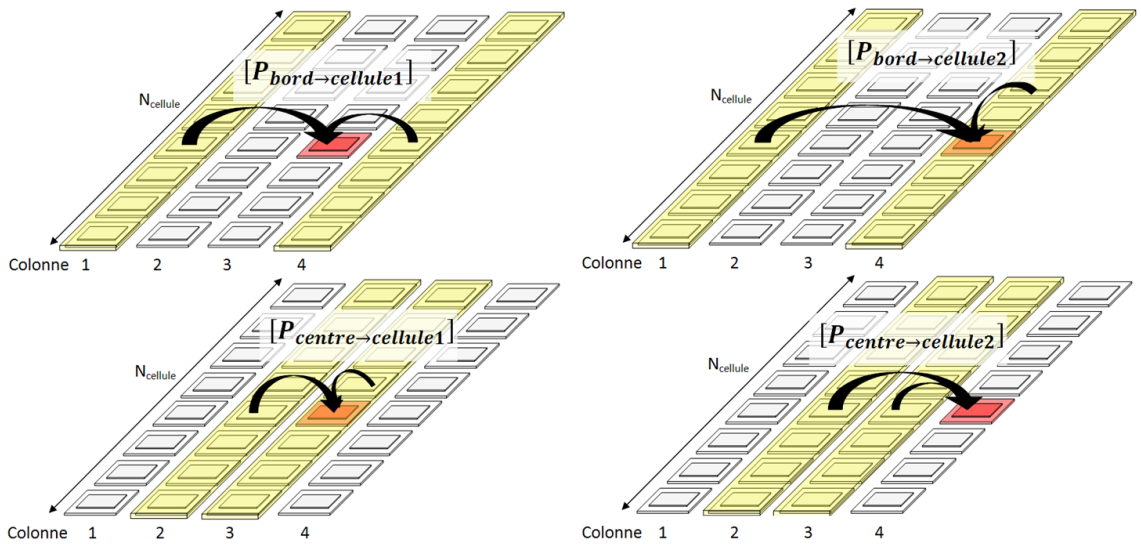

FIGURE 18.9 – Schématisation des différentes composantes des pressions provenant des différentes colonnes chargeant les cellules modélisées

points du maillage des cellules 1 et 2 est donc en tout point équivalent à celui fait dans la section précédente. On considère alors que les membranes des colonnes 2 et 3 possèdent une accélération $\left\langle \ddot{W}_1 \right\rangle$ égale à l'accélération moyenne de la cellule 1 et que celles appartenant aux colonnes 1 et 4 possèdent une accélération $\left\langle \ddot{W}_2 \right\rangle$ égale à l'accélération moyenne de la cellule 2.

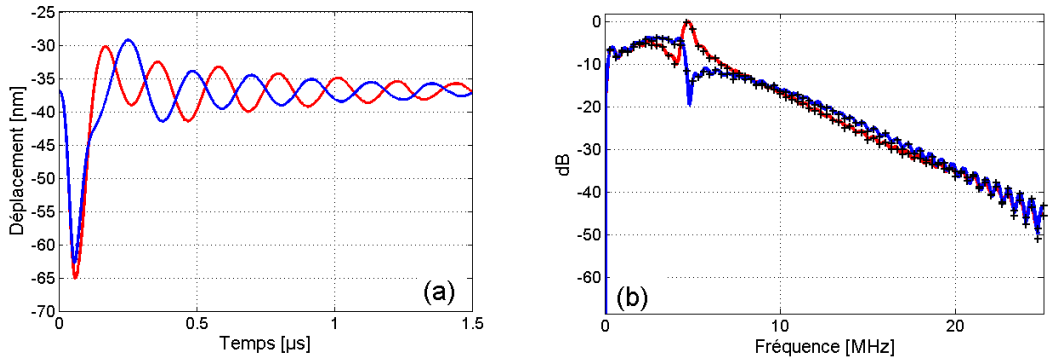

FIGURE 18.10 – Réponses temporelles (a) et spectres d'un élément composé de 4 membranes de largeur pour une excitation impulsionnelle centrée à 10 MHz (calcul pour $N_{cellule} = 100$: courbes rouges : membrane du centre, courbes bleues : membrane du bord, calcul pour $N_{cellule} = 30$: croix noires)

On s'applique maintenant à simuler le cas étudié dans le chapitre 18.1 avec les caractéristiques de membranes présentées dans le tableau 18.1 et des espaces inter-membranes

horizontal et vertical de 12 μm. Le spectre de la réponse large bande est présenté sur la figure 18.10-(b). Les *maxima* et *minima* locaux autour de 6 MHz sont ainsi bien simulés. Il est à noter qu'ici deux simulations ont été faites, l'une considérant 100 membranes en hauteur (courbes rouge et bleue) et l'autre en considérant 30 (courbes noires). On voit que les résultats sont identiques. Cela indique que la membrane ne voit qu'une partie des membranes voisines et non pas toutes les membranes de l'élément. D'un point de vue de la simulation, cet aspect est intéressant étant donnés les temps de calculs nécessaires pour ce type de résultat (une vingtaines heures pour un calcul de 70 000 points).

18.3 Étude de la pression rayonnée

18.3.1 Présentation

Le but de cette section est de valider le modèle d'un élément de barrette en comparant la pression simulée en un point de l'espace de propagation avec une mesure absolue. Le transducteur étudié est une sonde d'imagerie, fournie par la société Vermon dans le cadre du projet Monither (ANR Tecsan 2007), centrée à 5 MHz, comportant 128 éléments, chaque élément étant de dimension 0,305 mm$\times$7,8 mm. Ces derniers sont composés de 4 cellules en largeur et 273 en élévation. La topologie élémentaire des cMUTs est celle du dispositif que nous avons étudié dans la partie III.

Le calcul de la pression en un point se déroule en plusieurs étapes. Le déplacement des 2 cellules (bord et centrale) est tout d'abord calculé pour une excitation donnée à l'aide du modèle présenté dans la section 18.2.2. Pour cela, les paramètres de la membrane utilisés sont ceux issus de l'ajustement précédemment fait dans le sous-chapitre 15.1 auxquels sont ajoutés les espaces inter-membrane de 7,5 μm en élévation et 14 μm en largeur. La simulation est faite sur 30 membranes en hauteur. La seconde étape est le calcul de la pression propagée dans le fluide. On utilise pour cela le programme *DREAM* [78], développé par Lingvall [77], qui se base sur la même démarche (l'intégrale de Rayleigh et la réponse impulsionnelle de diffraction) que celle implémentée dans notre simulation pour l'intégration du chargement du fluide. Ainsi, l'élément de barrette est décomposé en pistons rigides correspondant aux membranes de l'élément. Il est à noter que sur la sonde étudiée, une lentille de focalisation dans l'élévation est intégrée. Celle-ci est modélisée dans le modèle de rayonnement par une loi de retard sur la hauteur de l'élément.

Pour l'excitation de la sonde, nous avons utilisé le formateur de faisceau à émetteurs analogiques, de marque M2M, utilisé dans le cadre du projet Monither. Chaque voie d'émission possède une bande passante comprise entre 1 et 12 MHz et permet d'émettre une amplitude pic-pic maximale de 80 V_{pp}. La sonde est équipée d'une électronique de découplage intégrée permettant l'alimentation en courant continu par une alimentation externe. Le relevé de la pression est réalisé au moyen d'un hydrophone à pointe *"Precision Acoustics"* dont la bande de fréquence est [1 MHz - 20 MHz] avec une incertitude de mesure de l'ordre de 13%.

18.3.2 Impact de l'excitation sur le champ de pression rayonnée

On se propose dans cette étude de travailler sur deux types de signaux. En premier lieu, nous nous plaçons dans une situation d'utilisation du capteur avec des signaux dits "bandes étroites". Ces formes de signaux sont typiquement ceux utilisées dans le cas d'imagerie harmonique et de contraste, particulièrement dans un mode d'émission appelé "pulse inversion" (voir le chapitre sur l'imagerie harmonique p.415 de [130]). Nous nous plaçons en fait dans le contexte du projet Monither qui a pour objectif l'application des cMUTs pour l'imagerie de contraste.

Pour cela, deux cas de figures sont donc mis en œuvre. Le premier s'attache à regarder le champ rayonné avec une excitation centrée à 5 MHz (figure 18.11), le second avec une excitation à 2,5 MHz (figure 18.12).

On se place ici dans les conditions optimales d'excitation qui sont ressorties de l'étude de la section 15.4 : une tension de polarisation de 66% de $V_{collapse}$ (73 V) et un signal de 3 cycles de sinusoïde apodisé d'amplitude 78 V_{pp} sont appliqués.

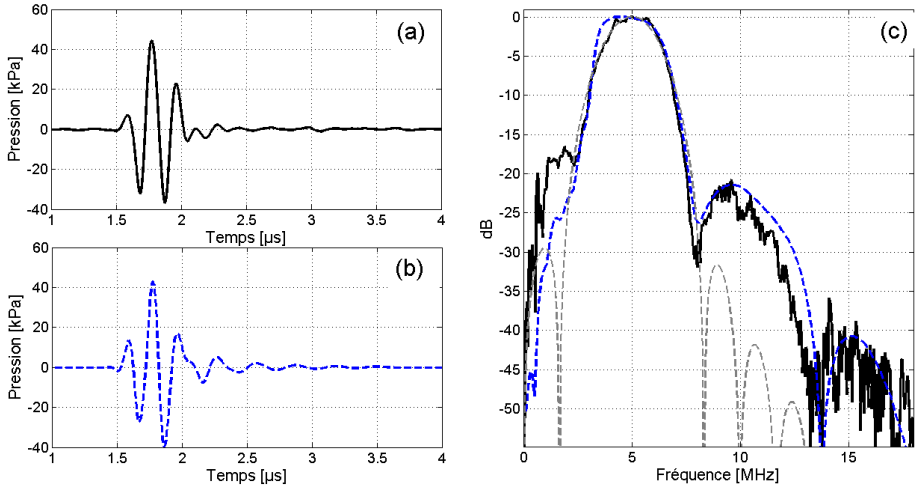

FIGURE 18.11 – Pression rayonnée à 10 mm pour un élément de barrette excitée par 3 cycles sinusoïdaux apodisés centrés à 5 MHz (a) Mesure (b) Simulation (c) Spectre (noir : mesure, bleu : simulation)

Pour l'excitation centrée à 5 MHz, on voit que le modèle (figure 18.11-(b)) prédit bien le comportement mesuré (figure 18.11-(a)) tant au niveau de l'amplitude qu'au niveau du spectre (figure 18.11-(c)). L'amplitude crête à crête de la pression est en mesure de 80,3 kPa contre 82,5 kPa en simulation et les fréquences centrales et bandes passantes relatives à -3 dB sont respectivement 5,1 MHz et 44 % pour la mesure contre 4,9 MHz et 61% pour la simulation. On peut constater que la composante non-linéaire à 2 fois la fréquence centrale est particulièrement bien prédite en termes d'amplitude. Notamment, elle se trouve à -20 dB du maximum (simulation et mesure), ce qui est cohérent avec ce que nous avions pu simuler sur une seule membrane (figure 15.6.(c)).

Le second cas, à 2,5 MHz, est étudié car il correspond plus à la fréquence d'excitation

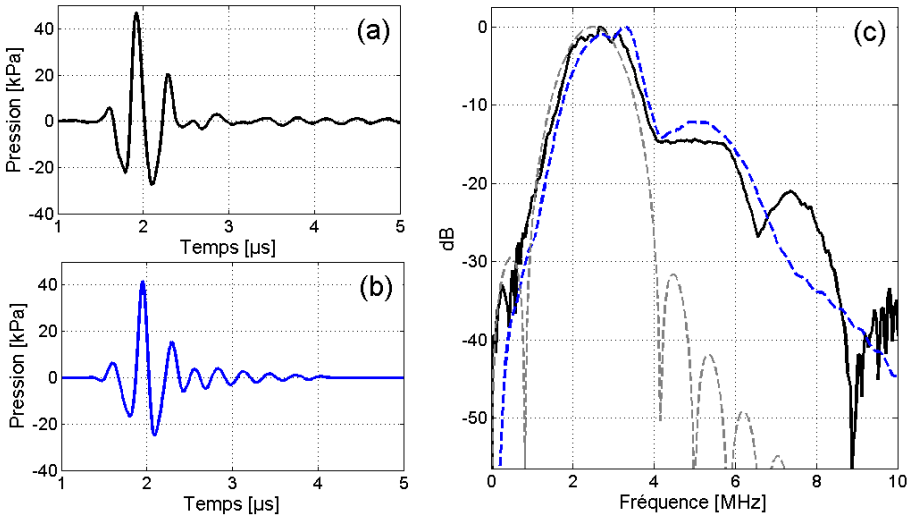

FIGURE 18.12 – Pression rayonnée à 10 mm pour un élément de barrette excitée par 3 cycles sinusoïdaux apodisés centrés à 2,5 MHz (a) Mesure (b) Simulation (c) Spectre (noir : mesure, bleu : simulation)

des micro-bulles. Comme dans le cas précédent, le modèle (figure 18.12-(b)) prédit bien la pression mesurée (figure 18.12-(a)). L'amplitude de la pression est ici de 74,2 kPa en mesure contre 66,5 kPa en simulation et les fréquences centrales et bandes passantes relatives à -3 dB sont respectivement 2,7 MHz et 50,5 % pour la mesure contre 2,9 MHz et 45% pour la simulation. Ici, la composante non-linéaire (voir figure 18.12-(c)) est légèrement surestimée (-14 dB pour la mesure contre -12 dB pour le modèle). Il est important d'insister ici sur l'impact de celle-ci sur la modalité d'imagerie. Il faut ici comprendre, qu'en réception, on cherche à mesurer seulement l'harmonique du signal. Celle-ci doit uniquement traduire la non-linéarité provenant du milieu de propagation et, pour cela, le transducteur doit avoir produit le signal le plus linéaire possible. Dans notre laboratoire, des travaux ont donc été mis en place pour minimiser cette harmonique en émission (voir l'article d'Anthony Novell [98]). Nous pouvons finalement aussi remarquer la presence de l'harmonique 3 sur le spectre de la mesure qui n'apparait pas dans la simulation. Il est probable que cette harmonique soit due à l'émission ou à la structure interne de la sonde (couche de silicone) car, aujourd'hui, rien ne nous permet d'incriminer le modèle (le phénomène n'a jamais été mis en avant sur la comparaison avec les mesures de déplacements en interférométrie).

Le second type d'excitation est une excitation "large bande", typiquement utilisée pour de l'imagerie échographique standard, constituée d'une demie arche de sinusoïde de bande passante 10 MHz (limitée par le formateur de faisceau). Les conditions d'excitation sont équivalentes à celles décrites précédemment (distance de 10 mm) et deux types de demi-cycles ont été appliqués : positif et négatif centrés à 5 MHz, avec une amplitude de 39 V, ceci afin d'évaluer la symétrie de la réponse pour les techniques d'imagerie non linéaire par inversion de pulse. Les résultats de mesures et de simulations sont présentés figure 18.13.

On peut tout de suite remarquer que les pressions corroborent avec les remarques faites à partir du modèle d'une cellule dans le fluide : pour un demi-cycle positif, la pression

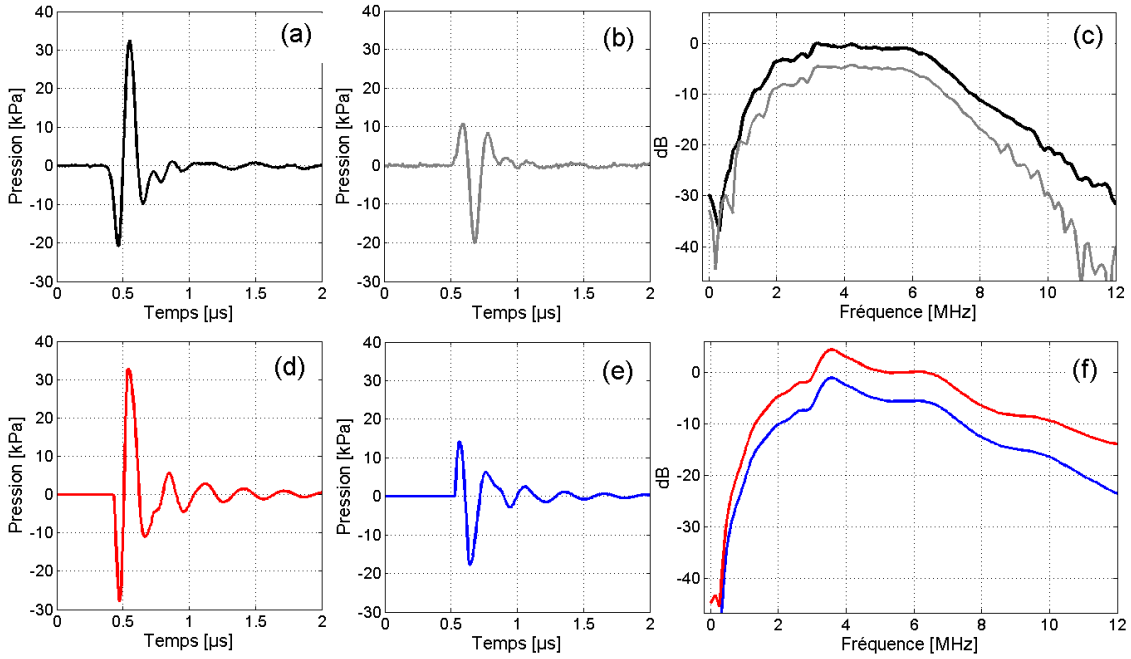

FIGURE 18.13 – Impact du sens d'excitation d'un demi-cycle de sinusoïde centrée à 5 MHz sur la pression rayonnée - Mesure : demi-cycle positif (a) et négatif (b) - Simulation : demi-cycle positif (d) et négatif (e) - comparaison des spectres mesurés (c) et simulés (f)

crête à crête est fortement augmentée par rapport au demi-cycle négatif (54,6 kPa contre 30,6 kPa). Le modèle (figure 18.13-(d) et (e)) prédit correctement les amplitudes (respectivement 60,7 kPa et 32,1 kPa) compte tenu de l'incertitude de mesure. Néanmoins, on remarque des différences notables entre spectres mesurés (figure 18.13-(c)) et simulés (figure 18.13-(f)). Tout d'abord, un maximum local à 4 MHz apparait dans les simulations, contrairement aux mesures qui présentent une bande relativement plate. Ce phénomène est sûrement dû à la différence entre excitation modélisée et réelle, cette dernière étant filtrée par l'émetteur. Cela explique notamment que cette différence ne soit pas présente sur la première comparaison qui était sur des signaux "filtrés" (ou du moins apodisé). Ensuite, on voit que les simulations surestiment la partie haute-fréquence de la bande (au-delà de 12 MHz). Dans le modèle, l'atténuation n'est pas prise en compte et il faut se rappeler que le modèle d'une cellule dans le fluide surévaluait déjà la partie non-linéaire du signal (voir le sous-chapitre 15.2).

Cette dernière étude nous a permis de montrer l'intérêt d'exciter positivement le cMUT pour de l'imagerie échographique standard mais elle a aussi mise en avant une autre difficulté dans la mise en place de l'imagerie harmonique (en plus de la non-linéarité) : la dissymétrie de la réponse en fonction du signe de l'excitation.

Chapitre 19

Exploitation des cMUTs en régime forcé basse fréquence

19.1 Identification et motivation du concept

Le sujet de ce dernier chapitre est de proposer une exploitation des technologies cMUTs pour l'émission d'onde ultrasonore basse fréquence dans l'air et dans l'eau (f $<$ 1,5 MHz). Dans cette gamme de fréquence, la technologie cMUT offre potentiellement de nombreux avantages par rapports aux technologies piézoélectriques :

- un encombrement réduit, du fait que les capteurs piézoélectriques nécessitent l'intégration de backing de plusieurs millimètres d'épaisseurs,
- une impédance acoustique relativement faible favorisant la transduction des ultrasons dans l'air (voir chapitre 3.1).

De nombreuses applications sont visées par la transduction ultrasonore basse fréquence. On peut citer notamment pour les applications aériennes, le CND ou encore la transmission de données. Dans le domaine médical, dans cette gamme de fréquence, les applications potentielles sont l'imagerie de ou à travers des milieux très atténuants comme l'os et les applications à moyenne ou forte intensité comme le HIFU.

L'utilisation conventionnelle d'un transducteur ultrasonore, quelque soit sa technologie, consiste à l'exciter avec des signaux, large bande ou faible bande, centrés dans sa bande passante nominale. Dans ce contexte, réaliser des transducteurs cMUTs basses fréquences ($<$ 2 MHz) nécessite d'abaisser la fréquence propre des membranes, chargées par un fluide, à des fréquences plus petites que 2 MHz. Cela impose de concevoir des plaques à "faible rigidité mécanique", soit en augmentant leur taille soit en diminuant leur épaisseur. Cela entraine, dans une situation où les cavités sont scellées sous vide, d'importantes déflexions initiales des membranes causées par la pression atmosphérique (voir par exemple, les déflexions des dispositifs pour l'émission paramétrique dans la section 3.1.2.3) qui nuit considérablement au fonctionnement du transducteur puisque la hauteur de cavité "utile" peut être très fortement réduite. Cela peut même conduire à bloquer la membrane au fond de la cavité. On peut compenser cette déflexion en augmentant la hauteur de cavité mais cela conduit à deux difficultés technologiques :

- les tensions de collapse augmentent fortement (plusieurs centaines de volts) et ne sont pas compatibles avec les émetteurs usuels,
- augmenter la hauteur de cavité tout en diminuant l'épaisseur des membranes est incompatible avec les procédés de micro-usinage de surface en raison de la conformité des couches déposées.

Par ailleurs, comme nous l'avons précisé dans le chapitre 2.2, la largeur maximale admissible en micro-usinage de surface est de 100 μm et la plage d'épaisseur couramment admise est 100 nm-600 nm.

Face à ces contraintes, les technologies de "wafer bonding" (voir section 2.3) offrent de meilleurs compromis. Elles vont permettre de réaliser des couches d'épaisseur micrométrique, des cavités du même ordre et des largeurs de plusieurs centaines de microns. Toutefois, les tensions d'excitation restent extrêmement élevées et le prix de revient de ce procédé de fabrication nettement supérieur.

Dans ce cadre, nous apportons ici une solution originale d'utilisation des technologies cMUT réalisées par un procédé de micro-usinage de surface pour l'émission d'ondes ultrasonores basses fréquences. On se propose d'utiliser les cMUTs en régime forcé, en dessous de leur bande conventionnelle de fonctionnement. Les cellules sont alors dans le domaine de fonctionnement élastique ou "pseudo-statique" que nous avons identifié précédemment. En effet, nous avons vu (chapitre 15) la propension de ces dispositifs à répondre à des excitations de fréquences centrales bien en-deçà de leurs fréquences de résonance. La réponse de la membrane suit alors la forme de l'excitation appliquée et produit de grands déplacements qui, au maximum, permettent de couvrir la totalité de la hauteur de cavité. De plus, ce type de fonctionnement permet d'être compatible avec des procédés de fabrication bas-coût, du type de celui présenté dans le chapitre 2.4.

Cette méthode d'excitation des cMUTs entraine néanmoins des critères de fabrication relativement différents de ceux utilisés en mode conventionnel. Le chapitre suivant consiste à présenter les règles qui régissent le dimensionnement de ces capteurs. Une validation du concept d'émission basse fréquence sera ensuite menée en simulation à partir de mesures de déplacement effectuées sur un transducteur cMUT initialement dédiée à l'imagerie médicale (section 19.3.1), suivie d'une validation expérimentale dans l'eau (section 19.3.2).

19.2 Critères de design adaptés au régime forcé basse-fréquence

Nous nous attachons tout d'abord à identifier les critères déterminant la pression générée dans le milieu. Dans le domaine des fréquences basses, chaque membrane se comporte comme un point source "idéal" de pression. Deux paramètres conditionnent ainsi l'amplitude de la pression ultrasonore émise : l'amplitude moyenne de déplacement d'une membrane et le nombre de membranes cMUT mises en jeu. En d'autres termes, à surface équivalente, c'est le taux de couverture et l'amplitude moyenne des déplacements qui définissent l'intensité ultrasonore rayonnée, celle-ci dépendant de l'application visée (voir chapitre 3).

Il est habituel d'exprimer les pressions en fonction d'une pression de référence à l'aide du SPL (Sound Pressure Level). Dans l'air, la pression de référence est de $p_{ref}^{air} = 20$ μPa

et dans l'eau de $p_{ref}^{eau} = 1$ μPa.

On définit alors le SPL tel que

$$SPL = 20log(\frac{p}{p_{ref}}) \tag{19.1}$$

On cherche ici à estimer la pression émise d'un cMUT en champ lointain. On utilise pour cela l'équation de rayonnement d'un disque en champ lointain (voir p.244 [114]) suivante :

$$p = \frac{\rho_0 S\omega^2 \times u_{moyen}}{2\pi z} \tag{19.2}$$

avec

ρ_0 la masse volumique du fluide,

S la surface du transducteur,

$\omega = 2\pi f$ la pulsation où f est la fréquence d'excitation,

u_{moyen} le déplacement moyen de la membrane.

Le déplacement moyen de la membrane u_{moyen} est évalué en première approche comme étant égale au tiers de son déplacement maximal : $u_{moyen} = u_{max}/3$. Le déplacement maximal admissible étant, pour une hauteur de cavité donnée, fixée par la déflexion initiale de la membrane.

Dans le cadre de notre étude, on s'attachera à obtenir des niveaux de pressions utiles de l'ordre de 70 à 130 dB SPL pour les applications aériennes et de l'ordre de 220 à 240 dB SPL (100 kPa à 1 MPa) pour les applications en immersion (de l'imagerie conventionnelle aux applications à hautes intensités comme le HIFU).

Milieu	Niveau de pression recherchée	Déplacement moyen	Déplacement maximal
AIR	70 dB	0.5 nm	1.5 nm
	130 dB	100 nm	300 nm
EAU	220 dB	20 nm	60 nm
	240 dB	180 nm	540 nm

TABLE 19.1 – Déplacements moyens et maximaux nécessaires pour des applications de propagation dans l'air et l'eau centrée à 500 kHz, appliqué à un transducteur de surface rayonnante de 20×20 mm² (ici l'atténuation dans l'air de 0.35 dB/cm à 500 kHz est prise en compte)

Ainsi, pour un transducteur d'une surface rayonnante de 20×20 mm² avec un taux de recouvrement de 50%, à une distance de 30 cm pour l'air et de 10 cm pour l'eau avec une fréquence d'excitation de 500 kHz, les niveaux de déplacements moyens minimaux et

maximaux pour les deux domaines de propagation varient entre 0,5 et 120 nm dans l'air contre 20 à 200 nm dans l'eau (voir tableau 19.1).

Il s'agit maintenant d'identifier les règles de design à appliquer pour la génération d'ondes basses fréquences en régime forcé.

Les critères de choix sont les suivants :

- une fréquence de résonance au moins deux fois supérieure aux fréquences d'excitation recherchées afin de garantir leurs appartenances au régime élastique,
- une déflexion initiale faible pour permettre des amplitudes de déplacement suffisantes,
- une tension de collapse inférieure à 150 V autorisant l'utilisation de systèmes d'émission standards et permettant d'éviter tout risque de vieillissement diélectrique prématuré (comme le claquage, les effets de charges...) des membranes généralement dû à des tensions élevées.

Une étude multi-paramétrique de simulation a été mise en place afin de mettre en avant les couloirs technologiques de design des capteurs pour les deux types d'excitation (forcée et "résonant"). Pour cela, le modèle présenté dans le chapitre 8 est utilisé. Il a été choisi ici de présenter une étude cadrant avec le procédé de fabrication présenté dans la section 2.4. On considère donc des membranes fabriquées en nitrure de silicium possédant un module d'Young $E = 200$ GPa. De plus, on limite l'étude pour une hauteur de cavité de $h_{GAP} = 200$ nm, cette dernière ne jouant que sur le critère de tension de collapse.

La figure 19.1 présente en fonction de l'épaisseur de membrane (variant de 100 à 1000 nm) et de sa largeur (variant entre 10 et 80 μm) les domaines de validités pour l'excitation conventionnelle (domaine **1**) et l'excitation en régime forcée (domaine **2**).

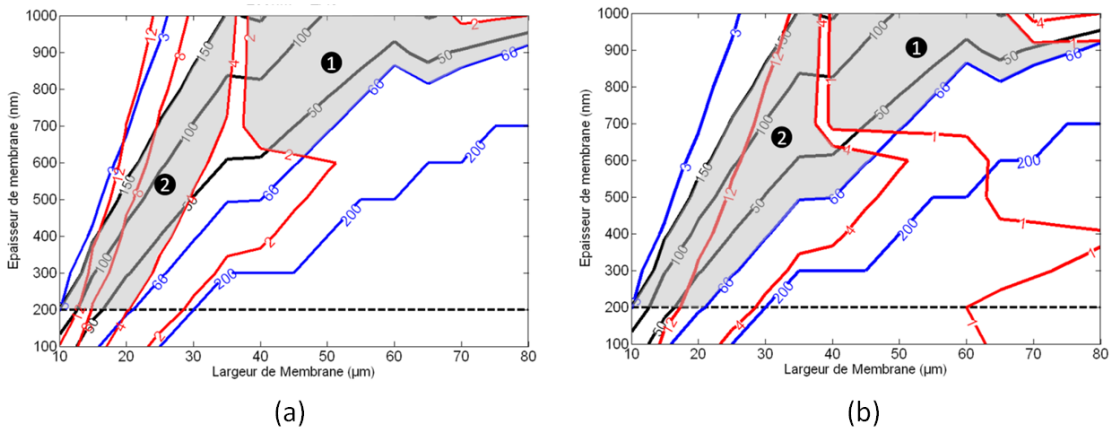

FIGURE 19.1 – Etude des domaines de validité du régime classique de résonance (domaine **1**) et du régime forcé basse fréquence (domaine **2**) en fonction de la largeur de la cellule unitaire et de l'épaisseur de membrane - (a) dans l'eau (b) dans l'air (lignes de niveaux rouges : fréquence de résonance, lignes de niveaux bleues : déflexion initiale, lignes de niveaux noires : tension de collapse)

Les valeurs limites ont donc été les suivantes : une déflexion initiale inférieure à 66 nm (lignes de niveau bleues), une fréquence de résonance inférieure à 4 MHz dans l'eau et dans l'air (lignes de niveau rouges) et une tension de collapse inférieure à 150 V. On

voit ici que le domaine de validité du régime résonant (domaine **1**) nécessite des épaisseurs de membranes au minimum égales à 600 nm pour travailler en basses fréquences. Comme nous l'avons déjà dit, ces épaisseurs nécessitent la plupart du temps l'utilisation de techniques de type "wafer-bonding" qui sont beaucoup plus onéreuses. Le domaine du régime forcée (domaine **2**) permet d'étendre l'utilisation des cMUTs en basse fréquence pour des membranes d'épaisseur plus faible, avec de faibles déflexions et de faibles tensions de collapse donc compatible avec des technologies à faible coût de type micro-usinage de surface. Pour ce type d'excitation, la largeur de membrane utile se situe alors entre 10 et 40 μm et on peut alors se limiter à une épaisseur entre 100 et 600 nm. On remarque de plus la possibilité d'utiliser ce type de membrane en mode mixte dans un fluide : en mode forcé pour la génération d'onde basse fréquence et en mode résonant, pour la génération d'ondes de gamme [4-15 MHz]. Ce type de dispositif offre ainsi une potentialité d'utilisation bi-fonction de type imagerie/thérapie.

19.3 Validation du concept de régime forcé

19.3.1 Simulation des pressions rayonnées

Afin de valider le concept d'émission basse fréquence que nous proposons, nous prendrons comme référence de dispositif cMUT, un transducteur dédié à l'imagerie médicale ultrasonore, dont la fréquence centrale est de 6 MHz. Ce dispositif a déjà été étudié dans la section 18.1. Pour rappel, les membranes sont de géométrie carrée, de taille 20×20 μm^2 et une répartition sur l'élément de barrette en 4 colonnes distantes de centre à centre de 48 μm. La distance de membrane à membrane au sein de chaque colonne est de 26 μm.

Les courbes d'impédancemétrie dans l'air et dans l'eau ont été préalablement présentées sur les figures 4.9 et 4.10. Dans l'air, la fréquence de résonance de la membrane a été identifiée à 14 MHz et la fréquence centrale de la membrane autour de 6 MHz. La tension de collapse a été déterminée autour de 48 V à l'aide de la mesure de capacité basse fréquence (figures 4.9-(b) et 4.10-(b)).

La déflexion initiale a été évaluée à 58 nm (figure 18.2-(b)). Compte tenu de la hauteur de cavité de ces dispositifs ($h_{GAP} = 200$ nm), l'amplitude crête-crête maximum que pourra supporter la membrane sera de 200-58 nm de déflexion initiale soit approximativement 140 nm. Par ailleurs, puisque le collapse est atteint lorsque le déplacement moyen de la membrane atteint 1/3 de la hauteur de cavité, la valeur maximale de déplacement admissible sera en pratique plus faible.

La méthode que nous proposons vise à exploiter le cMUT bien en dessous de sa bande de fréquence nominale de travail, ici entre 100 kHz et 1 MHz en milieu fluide et entre 50 kHz et 1 MHz dans l'air. Pour cela, nous avons polarisé les cMUTs à 75% de la tension de collapse statique soit 35 V et soumis les membranes à un signal d'excitation monofréquence, comportant 5 cycles consécutifs. Nous avons, pour les deux configurations de mesure, air et eau, ajuster manuellement l'amplitude crête à crête des signaux émis pour que le déplacement soit maximum sans atteindre le régime de collapse/snapback. Cette valeur correspond à 120% de la tension de collapse statique. Pour les mesures dans l'air, toutes les membranes présentent la même réponse, elles sont reportées dans la figure 19.2. Nous

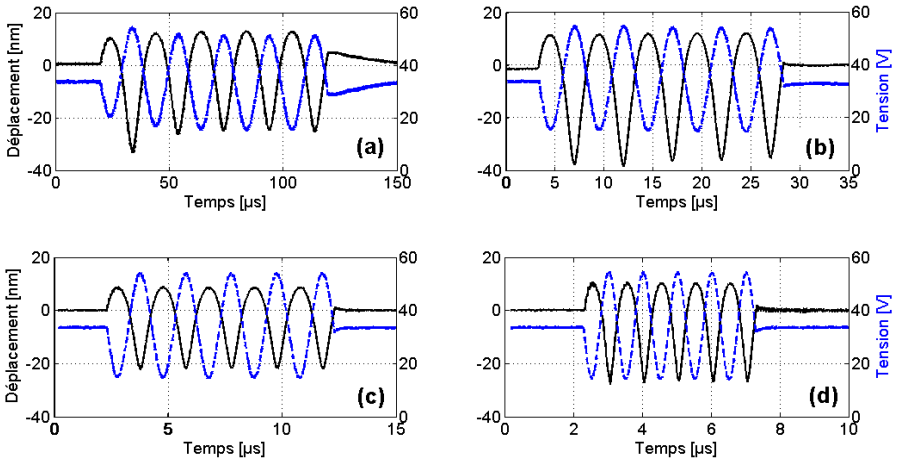

FIGURE 19.2 – Déplacement mesuré au centre des membranes vibrant dans l'air pour 4 fréquences d'excitations : (a) 50 kHz, (b) 100 kHz, (c) 500 kHz, (d) 1 MHz
(courbes noires : déplacement, courbes bleues : tension d'excitation)

avons suivi le même protocole pour les mesures dans l'huile. Les mesures sont reportées dans la figure 19.3. De la même façon toutes les membranes mesurées, qu'elles soient sur les colonnes extérieures ou intérieures, contrairement aux mesures large bande (cf. section 18.1), possédaient des réponses identiques.

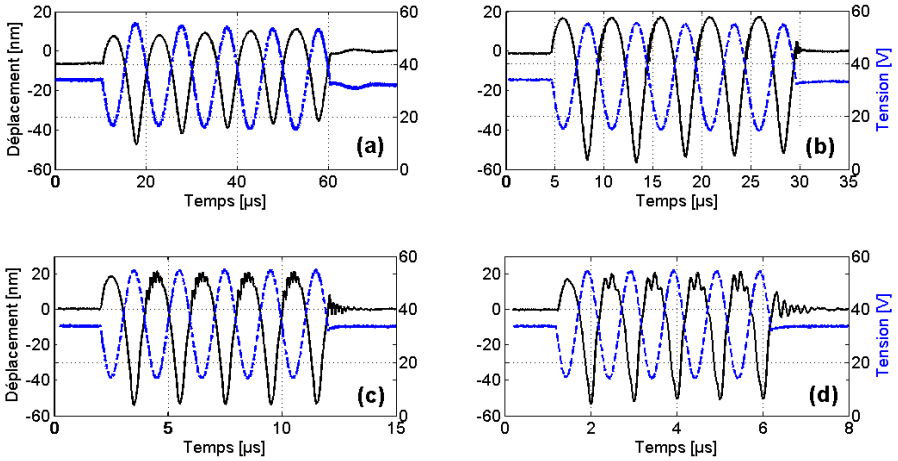

FIGURE 19.3 – Déplacement mesuré au centre des membranes vibrant dans l'eau pour 4 fréquences d'excitations : (a) 100 kHz, (b) 200 kHz, (c) 500 kHz, (d) 1 MHz
(courbes noires : déplacement, courbes bleues : tension d'excitation)

On utilise le modèle temporel présenté dans la partie III pour simuler les réponses mesurées et remonter ainsi au déplacement moyen balayé par les membranes mesurées. Les figures 19.4 et 19.5 reportent les simulations et les comparent aux données expérimentales obtenues respectivement dans l'air et dans l'huile. Le modèle employé ici ne simule qu'une seule membrane alors que les mesures sont issues d'une population de cellules rayonnant

dans le fluide.

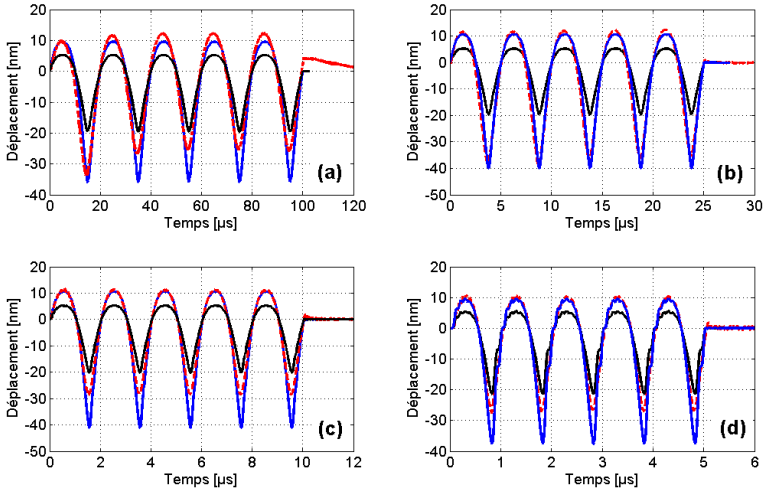

FIGURE 19.4 – Simulation du déplacement mesuré au centre des membranes cMUTs dans l'air : (a) 50 kHz, (b) 100 kHz, (c) 500 kHz, (d) 1 MHz (rouge : mesure au centre, bleu : simulation au centre, noir : simulation du déplacement moyen

Comme on pouvait s'y attendre, en régime élastique, le couplage par le fluide est pratiquement inexistant (voir section 18.1) et le modèle décrit bien le comportement mesuré. A noter tout de même qu'à 1 MHz, la membrane seule que l'on simule semble moins amortie que la mesure. Cela est dû aux couplages mutuels entre membranes qui, sur la mesure, apporte un effet d'amortissement supplémentaire non pris en compte dans la simulation. Toutefois, dans ce cas de figure, la fréquence 1 MHz est la limite haute de validité du principe de génération basse fréquence que nous proposons ici. Si l'on souhaite repousser cette limite, il suffit de concevoir un réseau de cMUTs dont la fréquence de couplage fluide/membrane sera repoussée au-delà de 8 MHz.

A partir des déplacements moyens obtenus par simulation, nous avons déterminé le champ de pression rayonné par un transducteur basse fréquence comportant plusieurs sources cMUTs considérées ici comme indépendantes. Le modèle de propagation utilisé a été développé, comme dans la section 18.3, à partir du programme de simulation de propagation *DREAM*. Chaque cMUT est assimilé à un piston parfait dont le déplacement correspondant au déplacement moyen a été calculé à partir des mesures.

Les paramètres de l'air utilisés sont :

- Célérité dans l'air à 10°C : 344 m/s
- masse volumique : 1.293 kg/m^3
- atténuation : 0.8 dB/cm/MHz

Pour l'émission dans l'air, nous avons évalué un transducteur de géométrie carrée de taille 30x30 mm^2 comportant un réseau 2D de membranes de 20x20 μm^2 avec une périodicité de 30 μm, soit un taux de couverture de 45 % et donc une surface active moyenne de 405 mm^2. Pour les 4 fréquences mesurées, nous avons déterminé le champ de pression à la limite de champ proche, dans l'axe du transducteur, soit respectivement 65, 252, 654 et

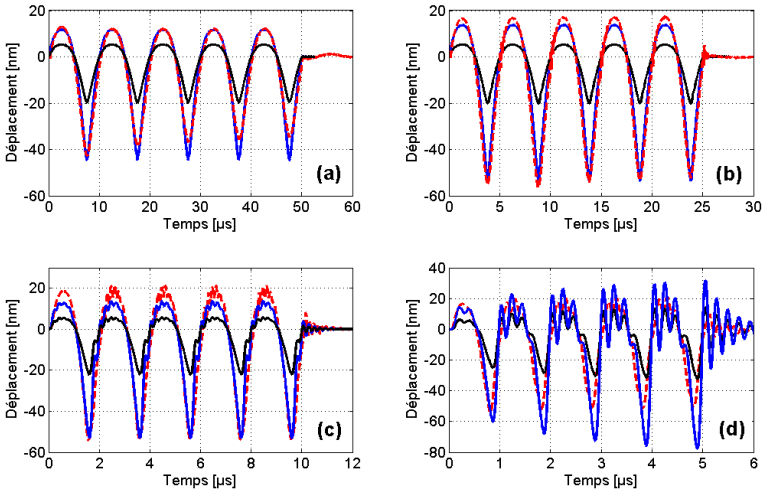

FIGURE 19.5 – Simulation du déplacement mesuré au centre des membranes cMUTs dans l'eau : (a) 100 kHz, (b) 200 kHz, (c) 500 kHz, (d) 1 MHz (rouge : mesure au centre, bleu : simulation au centre, noir : simulation du déplacement moyen

1308 mm pour 50 kHz, 200 kHz, 500 kHz et 1 MHz. Les champs de pression associés sont reportés dans la figure 19.6. Afin d'éviter les effets transitoires liés à la discontinuité initiale des signaux d'excitation utilisés, nous avons recalculer le déplacement pour une excitation de 5 cycles, apodisée par une fonction de type gaussienne. Notons que cette capacité, pour les technologies cMUTs en régime élastique, à subir des régimes transitoires importants, impliquent d'utiliser des sources d'excitation parfaitement filtrées, puisque contrairement aux dispositifs piézoélectriques, il n'y a pratiquement aucun effet d'inertie. Les valeurs du champ de pression ont été normalisées par la surface active d'émission, car ici la pression est directement dépendante du nombre de cellules mises en jeu. Le taux de couverture, liée à la technologie de fabrication, même s'il est faible pourra être compensé par une surface de transducteur plus grande.

Le champ de pression émis suit parfaitement la fréquence d'excitation initialement appliquée au cMUT. Les valeurs de pression atteintes sont comparables aux valeurs nécessaires à une exploitation de ces dispositifs dans l'air. On peut, à titre indicatif, rappeler les normes de transmission dans l'air où la valeur de référence du SPL (Sound Pressure Level) est de 20 μPa à une distance de 30 cm et qu'une application de transmission de donnée par exemple nécessite une pression de l'ordre 100-120 dB c'est-à-dire entre 2 et 20 Pa.

Pour la détermination du champ de pression dans le fluide, nous sommes partis d'un transducteur de géométrie carrée de surface 20x20 mm^2, avec un taux de couverture de 45 %. De la même façon, les champs de déplacement émis ont été calculés avec une excitation apodisée afin d'éviter les effets de bord liés aux transitoires. Pour le cas particulier de l'excitation à 1 MHz, la membrane a été considérée dans un réseau de 5×5 cellules (voir section 18.2.1) afin de prendre en compte l'amortissement dû au couplage entre membrane. Le champ de pression a été déterminé à la limite du champ proche à 13, 27, 67 et 133 mm pour les fréquences de 100 kHz, 200 kHz, 500 kHz et 1 MHz. Les champs de pression émis dans l'axe du transducteur sont reportés dans la figure 19.7. La capacité de ces

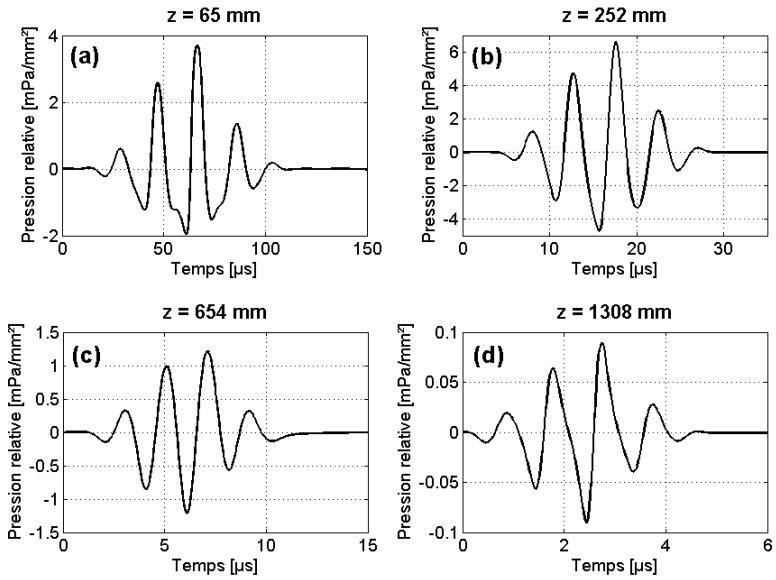

FIGURE 19.6 – Réponses temporelles de la pression rayonnée dans l'air d'une source de 20×20 mm² en champ lointain pour différentes fréquences centrales d'émissions : (a) 50 kHz, (b) 100 kHz, (c) 500 kHz, (d) 1 MHz

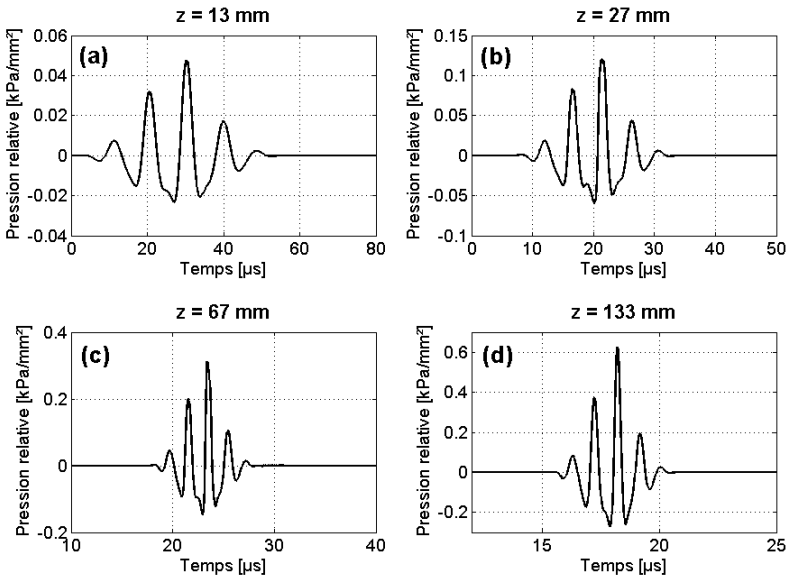

FIGURE 19.7 – Réponses temporelles de la pression rayonnée dans l'eau d'une source de 20×20 mm² en champ lointain pour différentes fréquences centrales d'émissions : (a) 100 kHz, (b) 200 kHz, (c) 500 kHz, (d) 1 MHz

technologies à produire des champs basse fréquence en régime élastique est ici démontrée. Les valeurs de pression obtenues sont comparables à ce que peuvent produire les dispositifs piézoélectriques, avec pour avantage d'avoir un encombrement nettement plus faible.

19.3.2 Validation expérimentale

Afin de compléter la validation du concept d'excitation dans le régime élastique, une mesure du champ de pression est effectuée dans l'eau sur la sonde d'imagerie utilisée dans la section 18.3. A l'aide du même dispositif expérimental, 25 éléments de barrette ont été mis en parallèle permettant d'obtenir l'équivalent d'un mono-élément de 7,8×7,8 mm^2. Les éléments ont été excités par un signal apodisé de 5 cycles de sinusoïde centrée à 500 kHz et 1 MHz d'amplitude 78 V_{pp} et une tension de polarisation de 66% de $V_{collapse}$ soit 73 V a été appliquée. Pour rappel, les cellules sont de forme rectangulaire de 60,5×20,5 μm^2 et le taux de couverture est ici aux alentours de 60% donc bien supérieur à celui appliquée dans les simulations. Les mesures de pression à 10 mm (en champ lointain) ainsi que leurs spectres sont reportés dans la figure 19.8.

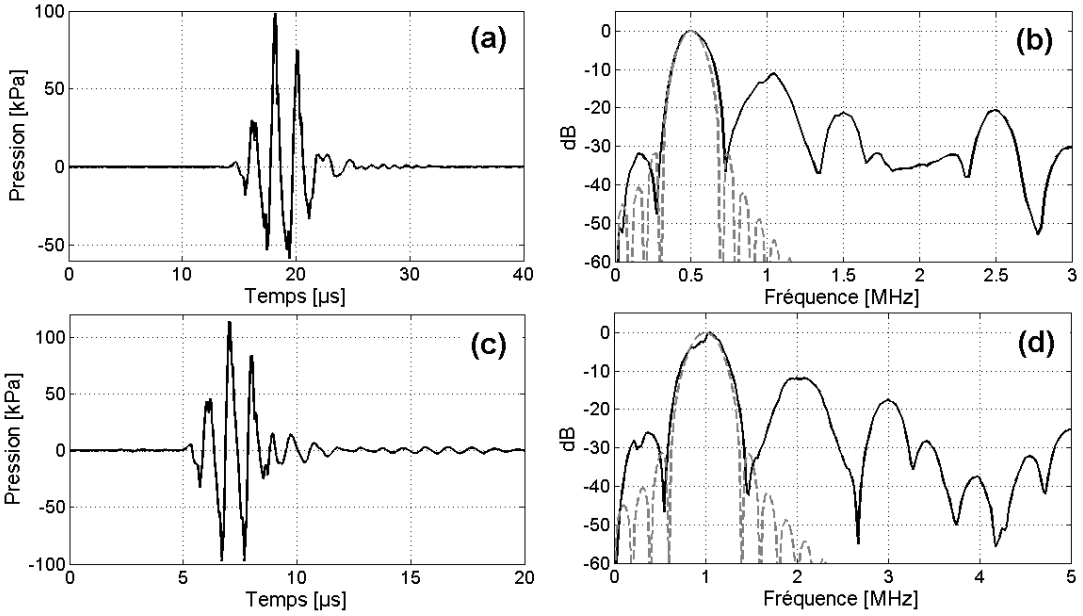

FIGURE 19.8 – Validation expérimentale du régime forcée sur une sonde d'imagerie où 25 éléments sont connectées en parallèle - régime forcée à 500 kHz (a) forme temporelle (b) spectre de la réponse - régime forcée à 1 MHz (c) forme temporelle (d) spectre de la réponse (pour (b) et (d) la courbe grise correspond au spectre de l'émission et la courbe noire au spectre de la pression)

On voit ainsi que, dans les deux cas, le champ de pression suit bien l'excitation et les valeurs pic-pic de pressions obtenues sont de l'ordre de 200 kPa (sans focalisation). On peut remarquer la forte non-linéarité des pressions émises (fréquence double de la fréquence d'excitation autour de -10 dB). Bien que celle-ci soit en partie liée aux émetteurs analogiques (on se trouve ici dans les limites basses de leurs bandes), on voit ainsi que l'un des enjeux de ce type de fonctionnement est la minimisation de la non-linéarité notamment à travers une optimisation d'excitation.

Nous avons donc montré que l'utilisation de ce type d'excitation est une alternative

intéressante pour l'émission d'ultrasons basse fréquence dans l'air et dans l'eau, tout en se cadrant dans un procédé à bas coût de production. La prochaine étape est le développement de capteurs spécialement conçus pour le régime forcé en suivant les règles de dimensionnement exposées dans ce chapitre.

Chapitre 20

Conclusion

Dans cette dernière partie, une investigation de la réponse dynamique non-linéaire des cMUTs à l'échelle de l'élément de barrette a été faite. Pour cela, une étude expérimentale du comportement des cellules d'un élément de barrette a été conduite. Celle-ci a permis de montrer que les régimes précédemment discriminés dans la partie III sont toujours valable à l'échelle d'un élément de barrette et que, pour décrire correctement le comportement des régimes intermédiaire et inertiel, il est nécessaire d'intégrer dans le modèle le couplage entre cellules à travers le fluide. Ainsi, le développement d'un modèle d'une cellule dans un réseau périodique 2D et d'un élément de barrette a été effectué. Celui-ci a ensuite été validé en s'appuyant sur des mesures de pressions rayonnées par un élément de barrette. Nous en avons alors profité pour montrer les difficultés que la non-linéarité apporte sur des techniques d'imagerie telle que le "pulse inversion". Enfin, nous avons proposé, en ciblant notamment le cadre du projet CAPI, une utilisation du régime forcé "élastique" pour l'émission d'ondes ultrasonores basses fréquences dans l'eau et dans l'air. Cette méthode découle de toutes les observations faites dans le domaine élastique "pseudo-statique", présentées dans les 3e et 4e parties. Elle nous permet ainsi de rester dans le cadre d'un procédé à faible coût de micro-usinage de surface. Les critères de dimensionnement ont alors été présentés et une validation théorique, s'appuyant sur des mesures de déplacement d'une membrane, nous a permis de valider le concept. De plus, une vérification expérimentale sur une barrette échographique où 25 éléments ont été mis en parallèle nous a permis de valider le concept à 500 kHz et 1 MHz pour un dispositif initialement centré autour de 5 MHz.

Conclusion générale

Ce travail s'est inscrit dans deux projets distincts, l'un portant sur le développement de transducteurs capacitifs micro-usinés pour des applications ultrasonores aériennes basses fréquences (le projet CAPI), l'autre sur l'utilisation des cMUTs en imagerie de contraste (MONITHER). Bien que les objectifs soient différents, ces deux projets nous ont amenés à poser deux problématiques communes aux deux catégories de dispositifs fabriqués, et de manière plus générale qui intéressent la communauté scientifique travaillant sur ces nouvelles technologies. La première concernait la mise en place de nouveaux moyens de caractérisation statique des cMUTs afin d'être capable d'une part d'évaluer l'état de précontrainte des membranes fabriquées et d'autre part, de remonter à leurs propriétés mécaniques (module d'Young et contrainte résiduelle). La seconde problématique abordée était la modélisation et la mesure de la réponse temporelle des cMUTs, dans des régimes d'excitation tels que les amplitudes de déformation mécanique soient comparables à la hauteur des cavités. Ces régimes sont ceux utilisés lorsque le transducteur fonctionne en très basse fréquence et pour la réalisation d'images échographiques (imagerie standard ou non linéaire de contraste). D'une manière quantitative, le bilan du travail mené durant ces travaux de recherche se dresse de la façon suivante :

- Caractérisation statique et dynamique de plusieurs dizaines de dispositifs cMUTs sur la base des outils de mesure développés dans le cadre des deux projets,
- Développement d'un modèle de résolution en temps des équations qui régissent la réponse d'un transducteur cMUT,
- Validation des outils théoriques développés pour l'analyse statique et dynamique des transducteurs cMUTs.

Ces travaux ont donné lieu à la mise en place et l'utilisation de deux nouveaux outils de mesure au laboratoire. Bien que de conception différente, ces deux outils exploitent les propriétés de l'optique cohérente pour déterminer des déformations dont l'amplitude est comparable aux longueurs d'onde optique. Le premier équipement est un microscope à holographie digitale qui permet de mesurer des champs de déformation statique et dynamique, à condition que la fréquence soit basse. Le second est un interféromètre capable de mesurer des déplacements dynamiques, dans l'air et dans l'eau, avec une résolution spatiale micrométrique, sur de larges bandes passantes. A travers les résultats que nous avons obtenus, nous avons pu mettre en avant la complémentarité de ces deux outils dans la caractérisation des cMUTs et valider les amplitudes de déplacement mesurées. En effet, nous avons pu confronter les données expérimentales issues des deux dispositifs de mesure et vérifier qu'elles étaient parfaitement identiques. Par ailleurs, ces mêmes mesures de déplacement ont pu ensuite être validées par leur cohérence avec les amplitudes de pression émise. Enfin,

au-delà de " simples " outils d'observation des déformations, nous avons montré que ces deux équipements, utilisés de manière appropriée sont avant tout des outils de mesure et de contrôle avec lesquels nous pouvons effectivement déterminer les propriétés mécaniques des membranes, leur coefficient de couplage électromécanique, leurs tensions de collapse et de snapback et leur fréquence de résonance.

Dans ce document, une attention particulière a été apportée à la modélisation mécanique de la membrane en flexion. Cet aspect était nécessaire dans le contexte des deux projets, pour deux raisons : la modélisation des contraintes initiales imposait de reprendre les équations existantes pour les incorporer dans le modèle développé par l'équipe et la simulation temporelle de grandes déformations nécessitait de valider, dans ce contexte, le modèle de plaque utilisé. Nous avons montré que sur la plan statique, le modèle actuel (basé sur la théorie des plaques multi-couches de Kirchhoff), bien qu'il fournisse une assez bonne analyse phénoménologique des comportements, est mis à défaut pour l'évaluation des contraintes résiduelles car elles engendrent des amplitudes de déformation qui peuvent dépasser la limite de validité de ce modèle. Par contre, nous avons pu montrer que pour la réponse dynamique, ce modèle de plaque est pertinent et suffit à prédire correctement les amplitudes mesurées. Il est clair que pour les analyses statiques l'outil actuel devra être étendu au moins à la théorie des plaques de Von Karman.

Un modèle temporel complet de détermination de la réponse d'un élément de barrette cMUT a été développé. Sur l'ensemble des travaux menés sur les technologies cMUTs jusqu'à aujourd'hui, c'est la première fois qu'un tel résultat est mis en œuvre. Notre approche s'appuie sur une " modélisation " particulièrement simple des phénomènes de collapse et de snapback, avec des algorithmes de résolution en temps qui n'ont pas fait l'objet d'optimisation particulière dans ces travaux. Notre objectif était avant tout de conduire notre démarche de validation dans sa totalité, de la membrane seule à l'élément de barrette, afin d'évaluer la validité de la démarche adoptée. Les deux aspects que nous venons de citer sont des éléments perfectibles aujourd'hui qui doivent donner lieu à des investigations plus poussées. La phase de validation du modèle a été conduite à la fois sur des mesures de déplacement obtenues en face avant d'une membrane seule et sur des mesures de pression émise par un élément de barrette cMUT. A travers cette validation, nous avons souhaité investiguer le comportement de ces dispositifs sous fort champ électrostatique. Nous avons identifié plusieurs phénomènes caractéristiques de la non-linéarité des cMUTs. En très basses fréquences (bien en dessous de la fréquence propre du transducteur), nous avons pu constater que la membrane suit pratiquement le cycle d'hystérésis statique déplacement/tension. Ce cycle introduit dans la réponse mécanique des composantes spectrales non-linéaires qui sortent du spectre d'émission. Lorsque la fréquence d'excitation augmente, tout en restant inférieure au mode propre, ces composantes non-linéaires conduisent à une asymétrie de la réponse temporelle. Lorsque les forces électrostatiques tirent sur la membrane celle-ci suit le cycle d'hystérésis, lorsque les forces sont relâchées, la membrane répond selon son régime transitoire et génère son mode propre. Enfin, pour des fréquences plus importantes, la réponse est proche d'un système linéaire mais il subsiste toujours des composantes non linéaires mais d'amplitudes plus faible qu'en basses fréquences. Le modèle prédit la totalité des phénomènes observés et fournit des amplitudes de déplacement et de pression théoriques égales aux valeurs expérimentales.

Enfin, nous avons proposé, en ciblant notamment le cadre du projet CAPI, une utilisation du régime forcé "élastique" pour l'émission d'ondes ultrasonores basses fréquences dans l'eau et dans l'air. Cette méthode découle de toutes les observations faites sur le domaine élastique "pseudo-statique" dans les troisième et quatrième parties. Elle nous permet ainsi de rester dans le cadre d'un procédé faible coût de micro-usinage de surface. Les critères de dimensionnements ont alors été présentés, une validation du concept a été conduite en s'appuyant sur des mesures de déplacement d'une membrane et une vérification expérimentale à 500 kHz et 1 MHz sur une barrette échographique (centrée à 5 MHz) où 25 éléments ont été mis en parallèle nous a permis de démontrer le concept.

A partir des différentes études conduites dans cette thèse, on peut aujourd'hui distinguer toute une orientation sur l'optimisation des dispositifs. Une optimisation sur l'impact des contraintes résiduelles dans les différentes couches devrait au plus tôt être mené en relation étroite avec nos partenaires spécialisés dans les procédés de fabrication, pour limiter la déflexion initiale. De plus, possédant dorénavant un outils efficace de prédiction du comportement dynamique, il serait intéressant de l'utiliser pour développer une étude poussée sur les conditions d'excitations pour améliorer les champs de pression émis mais aussi en parallèle voir l'impact des caractéristiques mécaniques et géométriques des dispositifs sur les excitations proposées.

Enfin, aux vues de ce que nous avons montré dans la toute dernière partie de ce travail (section 19), il semble intéressant d'appliquer ces technologies pour la générations d'ondes basses fréquences. Un projet en cours (projet ANR "COSTUM") a notamment pour objectif de s'appuyer sur ce concept pour des applications médicales (imagerie de la pulsatilité cérébrale et caractérisation de l'os cortical). Un autre projet, le projet "THERANOS", consistera à utiliser les cMUTs dans les deux modes "forcé" et "résonant" permettant une sonde mixte imagerie/thérapie.

Bibliographie

[1] *COMSOL Multiphysics - Modeling Guide.*

[2] M. Andrews, I. Harris et G. Turner : A comparison of squeeze-film theory with measurements on a microstructure. *Sensors and Actuators A : Physical*, 36(1):79 – 87, 1993.

[3] S. Ballandras, A. Caronti, W. Stelchen, M. Wilm, V. Laude, T. Pastureaud, R. Lardat et W. Daniau : Simulation of cmut radiating in water using a mixed finite element/boundary element approach. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp*, vol. 2, p. 1075–1078, 2002.

[4] S. Ballandras, V. Laude, S. Clatot et M. Wilm : A time domain approach for the analysis of periodic structures using finite element analysis. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp*, vol. 1, p. 337–340, 2005.

[5] S. Ballandras, M. Wilm, W. Daniau, A. Reinhardt, V. Laude et R. Armati : Periodic finite element/boundary element modeling of capacitive micromachined ultrasonic transducers. *Journal of Applied Physics*, 97(3):034901, 2005.

[6] M. Bao et H. Yang : Squeeze film air damping in mems. *Sensors and Actuators A : Physical*, 136(1):3 – 27, 2007. 25th Anniversary of Sensors and Actuators A : Physical.

[7] B. Bayram, E. Haeggstrom, G. Yaralioglu et B. Khuri-Yakub : A new regime for operating capacitive micromachined ultrasonic transducers. *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on*, 50(9):1184–1190, Sept. 2003.

[8] B. Bayram, M. Kupnik, G. G. Yaralioglu, O. Oralkan, D. Lin, X. Zhuang, A. S. Ergun, A. F. Sarioglu, S. H. Wong et B. T. Khuri-Yakub : Characterization of cross-coupling in capacitive micromachined ultrasonic transducers. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp*, vol. 1, p. 601–604, 2005.

[9] B. Bayram, O. Oralkan, A. S. Ergun, E. Haeggstrom, G. G. Yaralioglu et B. T. Khuri-Yakub : Capacitive micromachined ultrasonic transducer design for high power transmission. *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr.*, 52(2):326–339, 2005.

[10] B. Bayram, G. G. Yaralioglu, A. S. Ergun, M. Oralkan et B. T. Khuri-Yakub : Dynamic fem analysis of multiple cmut cells in immersion. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp*, vol. 1, p. 252–255, 2004.

[11] C. Bayram, S. Olcum, M. N. Senlik et A. Atalar : Bandwidth improvement in a cmut array with mixed sized elements. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp*, vol. 4, p. 1956–1959, 2005.

[12] J.-M. Berthelot : *Matériaux composites, comportement m´ecanique et analyse des structures, 3ème édition.* Technique & Documentation, 1999.

[13] A. Boulmé, D. Certon, N. Sénégond, C. Meynier et F. Teston : A strategy to predict and reduce baffle effects in linear array of cmuts. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp.*, 2010.

[14] A. Bozkurt : Finite element modeling of cmuts using a perfectly matched layer for fast simulation. *In Proc. IEEE Symp. Ultrasonics*, vol. 2, p. 1979–1982, 2003.

[15] A. Buhrdorf, L. Tebje, O. Ahrens, O. Glitza et J. Binder : Capacitive micromachined ultrasonic transducer (cmut) array for the frequency range below 500 khz. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp*, vol. 1, p. 915–918, 2000.

[16] M. Buigas, F. M. de Espinosa, G. Schmitz, I. Ameijeiras, P. Masegosa et M. Domínguez : Electro-acoustical characterization procedure for cmuts. *Ultrasonics*, 43(5):383 – 390, 2005.

[17] G. Caliano, A. Savoia, A. Caronti, C. Longo, P. Gatta et M. Pappalardo : Echographic images improvements with a cmut probe. *In 19th INTERNATIONAL CONGRESS ON ACOUSTICS*, 2007.

[18] A. Caronti, G. Caliano, R. Carotenuto, A. Savoia, M. Pappalardo, E. Cianci et V. Foglietti : Capacitive micromachined ultrasonic transducer (cmut) arrays for medical imaging. *Microelectronics Journal*, 37(8):770 – 777, 2006.

[19] A. Caronti, R. Carotenuto, G. Caliano et M. Pappalardo : Finite element study of cross coupling in 1-d capacitive micromachined ultrasonic transducer arrays. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp*, vol. 2, p. 1059–1062, 2002.

[20] A. Caronti, R. Carotenuto, G. Caliano et M. Pappalardo : The effects of membrane metallization in capacitive microfabricated ultrasonic transducers. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 115(2):651–657, 2004.

[21] A. Caronti, R. Carotenuto et M. Pappalardo : Electromechanical coupling factor of capacitive micromachined ultrasonic transducers. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 113(1):279–288, 2003.

[22] A. Caronti, A. Coppa, A. Savoia, C. Longo, P. Gatta, B. Mauti, A. Corbo, B. Calabrese, G. Bollino, A. Paz, G. Caliano et M. Pappalardo : Curvilinear capacitive micromachined ultrasonic transducer (cmut) array fabricated using a reverse process. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp. IUS 2008*, p. 2092–2095, 2008.

[23] A. Caronti, D. Fiasca, G. Caliano, M. Pappalardo et E. Cianci : Experimental study of acoustic coupling in cmut arrays by optical interferometry. *In Proc. IEEE Symp. Ultrasonics*, vol. 2, p. 1960–1969, 2003.

[24] A. Caronti, H. Majjad, S. Ballandras, G. Caliano, R. Carotenuto, A. Iula, V. Foglietti et M. Pappalardo : Vibration maps of capacitive micromachined ultrasonic transducers by laser interferometry. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, 49(3):289–292, 2002.

[25] A. Caronti, A. Savoia, G. Caliano et M. Pappalardo : Acoustic coupling in capacitive microfabricated ultrasonic transducers : modeling and experiments. *IEEE trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, 52(12):2220–2234, 2005.

[26] D. Certon, G. Ferin, O. B. Matar, J. Guyonvarch, J. Remenieras et F. Patat : Influence of acousto-optic interactions on the determination of the diffracted field by an array obtained from displacement measurements. *Ultrasonics*, 42(1-9):465 – 471, 2004. Proceedings of Ultrasonics International 2003.

[27] D. Certon, N. Sénégond et F. Teston : New method for operating capacitive membrane ultrasonic transducers for low- frequency and high energy applications, 2010.

[28] D. Certon, F. Teston et F. Patat : A finite difference model for cmut devices. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, 52(12):2199–2210, 2005.

[29] M.-W. Chang, H.-C. Deng, D.-C. Pang et M.-Y. Chen : A novel method for fabricating sonic paper. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp*, p. 527–530, 2007.

[30] C.-H. Cheng, C. Chao, X. Shi et W. Leung : A flexible capacitive micromachined ultrasonic transducer (cmut) array with increased effective capacitance from concave bottom electrodes for ultrasonic imaging applications. *In Proc. IEEE Int. Ultrasonics Symp. (IUS)*, p. 996–999, 2009.

[31] E. Cianci, A. Coppa et V. Foglietti : Young's modulus and residual stress of df pecvd silicon nitride for mems free-standing membranes. *Microelectronic Engineering*, 84:1296–1299, 2007.

[32] E. Cianci, V. Foglietti, G. Caliano et M. Pappalardo : Micromachined capacitive ultrasonic transducers fabricated using silicon on insulator wafers. *Microelectronic Engineering*, 61-62:1025 – 1029, 2002.

[33] E. Cianci, V. Foglietti, D. Memmi, G. Caliano, A. Caronti et M. Pappalardo : Fabrication of capacitive ultrasonic transducers by a low temperature and fully surface-micromachined process. *Precision Engineering*, 26(4):347 – 354, 2002.

[34] E. Cianci, A. Minotti, V. Foglietti, G. Caliano et M. Pappalardo : One-dimensional capacitative micromachined ultrasonic transducer arrays for echographic probes. *Microelectronic Engineering*, 73-74:502 – 507, 2004. Micro and Nano Engineering 2003.

[35] E. Cuche, P. Marquet et C. Depeursinge : Simultaneous amplitude-contrast and quantitative phase-contrast microscopy by numerical reconstruction of fresnel off-axis holograms. *Applied Optics*, 38(34):6994–7001, December 1999.

[36] C. Daft, S. Panda, P. Wagner et I. Ladabaum : 5g-1 two approaches to electronically scanned 3d imaging using cmuts. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp*, p. 685–688, 2006.

[37] W. P. Eaton et J. H. Smith : Micromachined pressure sensors : review and recent developments. *Smart Materials and Structures*, 6(5):530, 1997.

[38] P. Eccardt, K. Niederer et B. Fischer : Micromachined transducers for ultrasound applications. *In IEEE ULTRASONICS SYMPOSIUM*, 1997.

[39] P.-C. Eccardt, A. Lohfink et H.-G. v. Garssen : Analysis of crosstalk between fluid coupled cmut membranes. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp*, vol. 1, p. 593–596, 2005.

[40] P. C. Eccardt, K. Niederer, T. Scheiter et C. Hierold : Surface micromachined ultrasound transducers in cmos technology. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symposium*, vol. 2, p. 959–962, 3–6 Nov. 1996.

[41] D. Ekeom : Electrostatic-mechanical direct coupling and fem-bem coupling for cmut electroacoustic parameters identification. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp*, p. 1971–1974, 2006.

[42] D. Elata : On the static and dynamic response of electrostatic actuators. *BULLETIN OF THE POLISH ACADEMY OF SCIENCES - TECHNICAL SCIENCES*, 53(4):373–384, 2005.

[43] A. Ergun : Capacitive micromachined ultrasonic transducers : Fabrication technology. *IEEE trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, 2005.

[44] A. S. Ergun, A. Atalar, B. Temelkuran et E. Ozbay : A sensitive detection method for capacitive ultrasonic transducers. *Applied Physics Letters*, 72(23):2957–2959, 1998.

[45] A. S. Ergun, Y. Huang, C.-H. Cheng, O. Oralkan, J. Johnson, H. Jagannathan, U. Demirci, G. G. Yaralioglu, M. Karaman et B. T. Khuri-Yakub : Broadband capacitive micromachined ultrasonic transducers ranging from 10 khz to 60 mhz for imaging arrays and more. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp*, vol. 2, p. 1039–1043, 2002.

[46] A. S. Ergun, B. Temelkuran, E. Ozbay et A. Atalar : A new detection method for capacitive micromachined ultrasonic transducers. *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr.*, 48(4):932–942, 2001.

[47] W. A. Grandia et C. M. Fortunko : Nde applications of air-coupled ultrasonic transducers. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp.*, vol. 1, p. 697–709, 1995.

[48] H. Guckel, J. Sniegowski, T. Christenson, S. Mohney et T. Kelly : Fabrication of micromechanical devices from polysilicon films with smooth surfaces. *Sensors and Actuators*, 20(1-2):117 – 122, 1989. A Special Issue Devoted to Micromechanics.

[49] M. I. Haller et B. T. Khuri-Yakub : A surface micromachined electrostatic ultrasonic air transducer. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp.*, vol. 2, p. 1241–1244, 1994.

[50] M. I. Haller et B. T. Khuri-Yakub : A surface micromachined electrostatic ultrasonic air transducer. *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr.*, 43(1):1–6, 1996.

[51] S. Hansen, N. Irani, F. L. Degertekin, I. Ladabaum et B. T. Khuri-Yakub : Defect imaging by micromachined ultrasonic air transducers. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp.*, vol. 2, p. 1003–1006, 1998.

[52] S. T. Hansen, A. S. Ergun et B. T. Khuri-Yakub : Acoustic sensing using radio frequency detection and capacitive micromachined ultrasonic transducers. *In Proc. IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Digest*, vol. 3, p. 2243–2246, 2001.

[53] S. T. Hansen, A. S. Ergun et B. T. Khuri-Yakub : Wideband micromachined acoustic sensors with radio frequency detection. *In* SPIE, éd. : *Proc. of SPIE*, vol. 5090, 2003.

[54] S. T. Hansen, A. S. Ergun, W. Liou, B. A. Auld et B. T. Khuri-Yakub : Wideband micromachined capacitive microphones with radio frequency detection. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 116(2):828–842, 2004.

[55] S. T. Hansen, B. J. Mossawir, A. Sanli Ergun, F. Levent Degertekin et B. T. Khuri-Yakub : Air-coupled nondestructive evaluation using micromachined ultrasonic transducers. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp*, vol. 2, p. 1037–1040, 1999.

[56] Q. He, Z. Luo et X. Chen : Comparison of residual stress measurement in thin films using surface micromachining method. *Thin Solid Films*, 2007.

[57] D. Hohm et R. Gerhard-Multhaupt : Silicon-dioxide electret transducer. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 75(4):1297–1298, 1984.

[58] A. K. Holmes, R. E. Challis, Y. Chen, D. J. Hibberd et A. G. K. Moates : Ultrasonic scattering in chocolate and model systems containing sucrose, tripalmitin and olive oil. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, 54(11):2357–2366, 2007.

[59] Y. Huang, E. Haeggstrom, B. Bayram, X. Zhuang, A. Ergun, C.-H. Cheng et B. Khuri-Yakub : Comparison of conventional and collapsed region operation of capacitive micromachined ultrasonic transducers. *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on*, 53(10):1918–1933, 2006.

[60] Y. Huang, X. Zhuang, E. O. Haeggstrom, A. S. Ergun, C.-H. Cheng et B. T. Khuri-Yakub : Capacitive micromachined ultrasonic transducers (cmuts) with isolation posts. *Ultrasonics*, 48(1):74 – 81, 2008.

[61] D. A. Hutchins, J. S. McIntosh, A. Neild, D. R. Billson et R. A. Noble : Radiated fields of capacitive micromachined ultrasonic transducers in air. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 114(3):1435–1449, 2003.

[62] E. Jeanne : *Réalisation et caractérisations électromécaniques de transducteurs ultrasonores capacitifs micro-usinés.* Thèse de doctorat, Université François Rabelais de Tours, 2008.

[63] X. C. Jin, F. L. Degertekin, S. Calmes, X. J. Zhang, I. Ladabaum et B. T. Khuri-Yakub : Micromachined capacitive transducer arrays for medical ultrasound imaging. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp.*, vol. 2, p. 1877–1880, 1998.

[64] J. Johnson, Ömer Oralkan, U. Demirci, S. Ergun, M. Karaman et P. Khuri-Yakub : Medical imaging using capacitive micromachined ultrasonic transducer arrays. *Ultrasonics*, 40(1-8):471 – 476, 2002.

[65] M. Karaman, I. O. Wygant, O. Oralkan et B. T. Khuri-Yakub : Minimally redundant 2-d array designs for 3-d medical ultrasound imaging. *IEEE Journal of Microelectronics*, 28(7):1051–1061, 2009.

[66] B. T. Khuri-Yakub, K. K. Park, H. J. Lee, G. G. Yaralioglu, S. Ergun, O. Oralkan, M. Kupnik, C. F. Quate, T. Braun, H. P. Lang, M. Hegner, J.-P. Ramseyer, C. Gerber et J. Gimzewski : 6d-1 the capacitive micromachined

ultrasonic transducer (cmut) as a chem/bio sensor. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp*, p. 472–475, 2007.

[67] J. Knight, J. McLean et F. L. Degertekin : Low temperature fabrication of immersion capacitive micromachined ultrasonic transducers on silicon and dielectric substrates. *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr.*, 51(10):1324–1333, Oct. 2004.

[68] J. Kuhn, F. Charriere, T. Colomb, F. Montfort, E. Cuche, Y. Emery, P. Marquet et C. Depeursinge : Dual-wavelength digital holographic microscopy with sub-nanometer axial accuray. *Digital Holography & 3D Imaging*, 2008.

[69] M. Kupnik, A. S. Ergun, G. G. Yaralioglu, B. Bayram, O. Oralkan, S. H. Wong, D. Lin et B. T. Khuri-Yakub : 5i-6 finite element analysis of fabrication related thermal effects in capacitive micromachined ultrasonic transducers. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp*, p. 942–945, 2006.

[70] M. Kupnik, I. O. Wygant et B. T. Khuri-Yakub : Finite element analysis of stress stiffening effects in cmuts. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp. IUS 2008*, p. 487–490, 2008.

[71] I. Ladabaum, X. C. Jin et B. T. Khuri-Yakub : Air coupled through transmission of aluminum and other recent results using muts. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp.*, vol. 2, p. 983–986, 1997.

[72] I. Ladabaum, B. T. Khuri-Yakub, D. Spoliansky et M. I. Haller : Micromachined ultrasonic transducers (muts). *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp.*, vol. 1, p. 501–504, 1995.

[73] H. J. Lee, K. K. Park, O. Oralkan, M. Kupnik et B. T. Khuri-Yakub : Cmut as a chemical sensor for dmmp detection. *In Proc. IEEE Int. Frequency Control Symp*, p. 434–439, 2008.

[74] J. H. Lee, H. H. Chung, S. Y. Kang, J. T. Baek et H. J. Yoo : Fabrication of surface micromachined polysilicon actuators using dry release process of hf gas-phase etching. *In Proc. Electron. Devices Meeting*, 1996.

[75] M. Legros, C. Meynier, R. Dufait, G. Ferin et F. Tranquart : Piezocomposite and cmut arrays assessment through in vitro imaging performances. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp. IUS 2008*, p. 1142–1145, 2008.

[76] G. Li et H. Hughes : Review of viscosity damping in micro-machined structures. *In Proceedings of the SPIE*, 2000.

[77] F. Lingvall : *Time-domain Reconstruction Methods for Ultrasonic Array Imaging : A statistical approach.* Thèse de doctorat, Uppsala University, 2004.

[78] F. Lingvall, B. Piwakowski et G.-M. Zang : *DREAM (Discrete REpresentation Array Modelling) toolbox - User Manual - http ://www.signal.uu.se/Toolbox/dream/.*

[79] C.-H. Liu et P.-T. Chen : Surface micromachined capacitive ultrasonic transducer for underwater imaging. *Chinese Institute of Engineers, Taipei, TAIWAN, PROVINCE DE CHINE*, 30(3):447–458, 2007.

[80] J. Liu, C. Oakley et R. Shandas : Capacitive micromachined ultrasonic transducers using commercial multi-user mumps process : Capability and limitations. *Ultrasonics*, 49(8):765 – 773, 2009.

[81] J. C. Lockwood et J. G. Willette : High-speed method for computing the exact solution for the pressure variations in the nearfield of a baffled piston. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 53(3):735–741, 1973.

[82] A. Logan et J. T. W. Yeow : Fabricating capacitive micromachined ultrasonic transducers with a novel silicon-nitride-based wafer bonding process. *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr.*, 56(5):1074–1084, 2009.

[83] A. S. Logan, L. L. Wong et J. T. W. Yeow : 2-d cmut wafer bonded imaging arrays with a row-column addressing scheme. *In Proc. IEEE Int. Ultrasonics Symp. (IUS)*, p. 984–987, 2009.

[84] A. S. Logan et J. Yeow : 1-d cmut arrays fabricated using a novel wafer bonding process. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp. IUS 2008*, p. 1226–1229, 2008.

[85] A. Lohfink et P.-C. Eccardt : Investigation of nonlinear cmut behavior. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp*, vol. 1, p. 585–588, 2005.

[86] A. Lohfink et P.-C. Eccardt : Linear and nonlinear equivalent circuit modeling of cmuts. *IEEE trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, 52(12):2163–2172, 2005.

[87] A. Lohfink, P.-C. Eccardt, W. Benecke et H. Meixner : Derivation of a 1d cmut model from fem results for linear and nonlinear equivalent circuit simulation. *In Proc. IEEE Symp. Ultrasonics*, vol. 1, p. 465–468, 2003.

[88] H. Martinussen, A. Aksnes, E. Leirset et H. E. Engan : Cmut characterization by interferometric and electric measurements. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, 56(12):2711–2721, 2009.

[89] D. Memmi, V. Foglietti, E. Cianci, G. Caliano et M. Pappalardo : Fabrication of capacitive micromechanical ultrasonic transducers by low-temperature process. *Sensors and Actuators A : Physical*, 99(1-2):85 – 91, 2002.

[90] C. Meynier, F. Teston et D. Certon : A multiscale model for array of capacitive micromachined ultrasonic transducers. *Journal of the Acoustical Society of America*, 128, 2010.

[91] D. M. Mills et L. S. Smith : Real-time in-vivo imaging with capacitive micromachined ultrasound transducer (cmut) linear arrays. *In Proc. IEEE Symp. Ultrasonics*, vol. 1, p. 568–571, 2003.

[92] R. Mindlin : Influence of rotatory inertia and shear on flexural vibration of isotropic, elastic plates. *Journal of Applied Mechanics*, 18:31–38, 1951.

[93] G. T. Mulhern, D. S. Soane et R. T. Howe : Supercritical carbon dioxide drying of microstructures. *In Proc. 7th Int. Conf. Solid-State Sens. Actuators*, 1993.

[94] P. Murphy, K. Hubschi, N. De Rooij et C. Racine : Subminiature silicon integrated electret capacitor microphone. *IEEE Trans. Elect. Insul.*, 24(3):495–498, 1989.

[95] F. Najar, S. Choura, S. El-Borgi, E. M. Abdel-Rahman et A. H. Nayfeh : Modeling and design of variable-geometry electrostatic microactuators. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 15(3):419, 2005.

[96] H. Nishiyama et M. Nakamura : Form and capacitance of parallel-plate capacitors. *IEEE Transactions on Components, Packaging, and Manufacturing Technology, Part A*, 17(3):477–484, 1994.

[97] R. A. Noble, R. J. Bozeat, T. J. Robertson, D. R. Billson et D. A. Hutchins : Novel silicon nitride micromachined wide bandwidth ultrasonic transducers. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp.*, vol. 2, p. 1081–1084, 1998.

[98] A. Novell, M. Legros, N. Felix et A. Bouakaz : Exploitation of capacitive micromachined transducers for nonlinear ultrasound imaging. *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr.*, 56(12):2733–2743, 2009.

[99] A. Octavio, C. J. Martin, O. Martinez, J. Hernando, L. Gomez-Ullate et F. Montero de Espinosa : A linear cmut air-coupled array for nde based on mumps. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symposium*, p. 2127–2130, 28–31 Oct. 2007.

[100] H. K. Oguz, S. Olcum, M. N. Senlik, V. Tas, A. Atalar et H. Koymen : Nonlinear modeling of an immersed transmitting capacitive micromachined ultrasonic transducer for harmonic balance analysis. *IEEE trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, 57(2):438–447, 2010.

[101] S. Olcum, A. Atalar, H. Koymen et M. N. Senlik : Stagger tuned cmut array for wideband airborne applications. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp*, p. 2377–2380, 2006.

[102] S. Olcum, K. Oguz, M. N. Senlik, F. Y. Yamaner, A. Bozkurt, A. Atalar et H. Koymen : Wafer bonded capacitive micromachined underwater transducers. *In Proc. IEEE Int. Ultrasonics Symp. (IUS)*, p. 976–979, 2009.

[103] O. Oralkan, B. Bayram, G. Yaralioglu, A. Ergun, M. Kupnik, D. Yeh, I. Wygant et B. Khuri-Yakub : Experimental characterization of collapse-mode cmut operation. *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on*, 53(8):1513–1523, 2006.

[104] O. Oralkan, A. S. Ergun, J. A. Johnson, M. Karaman, U. Demirci, K. Kaviani, T. H. Lee et B. T. Khuri-Yakub : Capacitive micromachined ultrasonic transducers : next-generation arrays for acoustic imaging ? *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr.*, 49(11):1596–1610, 2002.

[105] O. Oralkan, S. T. Hansen, B. Bayram, G. G. Yaralioglu, A. S. Ergun et B. T. Khuri-Yakub : High-frequency cmut arrays for high-resolution medical imaging. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp*, vol. 1, p. 399–402, 2004.

[106] O. Oralkan, X. Jin, F. L. Degertekin et B. T. Khuri-Yakub : Simulation and experimental characterization of a 2-d capacitive micromachined ultrasonic transducer array element. *IEEE trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, 46(6):1337–1340, 1999.

[107] O. Oralkan, X. C. Jin, K. Kaviani, A. S. Ergun, F. L. Degertekin, M. Karaman et B. T. Khuri-Yakub : Initial pulse-echo imaging results with one-dimensional capacitive micromachined ultrasonic transducer arrays. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp*, vol. 1, p. 959–962, 2000.

[108] A. K. Pandey, R. Pratap et F. S. Chau : Analytical solution of the modified reynolds equation for squeeze film damping in perforated mems structures. *Sensors and Actuators A : Physical*, 135(2):839 – 848, 2007.

[109] K. K. Park, H. J. Lee, M. Kupnik, O. Oralkan et B. T. Khuri-Yahub : Fabricating capacitive micromachined ultrasonic transducers with direct wafer-bonding

and locos technology. *In Proc. IEEE 21st International Conference on Micro Electro Mechanical Systems MEMS 2008*, p. 339–342, 13–17 Jan. 2008.

[110] K. K. Park, H. J. Lee, M. Kupnik, O. Oralkan et B. T. Khuri-Yakub : Capacitive micromachined ultrasonic transducer as a chemical sensor. *In Proc. IEEE Sensors*, p. 5–8, 2008.

[111] J. A. Pelesko : Mathematical modeling of electrostatic mems with tailored dielectric properties. *SIAM Journal on Applied Mathematics*, 62(3):pp. 888–908, 2001.

[112] G. Percin et B. T. Khuri-Yakub : Piezoelectrically actuated flextensional micromachined ultrasound transducers. i. theory. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, 49(5):573–584, 2002.

[113] K. E. Petersen : Silicon as a mechanical material. *IEEE Journal of Proceedings*, 70(5):420–457, 1982.

[114] C. Potel et M. Bruneau : *Acoustique générale*. Technosup, 2006.

[115] R. Pratap, S. Mohite et A. K. Pandey : Squeeze film effects in mems devices reviews. *Journal of the Indian Institute of Science*, 87:75–94, 2007.

[116] A. Ramanaviciene, D. Virzonis, G. Vanagas et A. Ramanavicius : Capacitive micromachined ultrasound transducer (cmut) for immunosensor design. *The Royal Society of Chemistry, Analyst*, 135:1531–1534, 2010.

[117] J. Reddy : *Energy and variational methods in applied mechanics*. John Willey and Sons, 1984.

[118] E. Reissner : The effect of transverse shear deformation on the bending of elastic plates. *Journal of Applied Mechanics*, 67:A69–A77, 1945.

[119] A. Ronnekleiv : Cmut array modeling through free acoustic cmut modes and analysis of the fluid cmut interface through fourier transform methods. *IEEE trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, 52(12):2173–2184, 2005.

[120] A. Ronnekleiv : Fast and accurate cmut modeling using equivalent circuits with lumped parameters. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp. IUS 2008*, p. 496–499, 2008.

[121] A. Ronnekleiv, K. Midtbo et D. T. Wang : Fabrication and characterization of cmuts realized by wafer bonding. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp*, p. 938–941, 2006.

[122] D. Royer et O. Casula : Quantitative imaging of transient acoustic fields by optical heterodyne interferometry. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp.*, vol. 2, p. 1153–1162, 1994.

[123] P. Scheeper, A. van der Donk, W. Olthuis et P. Bergveld : A review of silicon microphones. *Sensors and Actuators A : Physical*, 44(1):1 – 11, 1994.

[124] N. Senegond, D. Certon, J.-E. Bernard et F. Teston : Characterization of cmut by dynamic holography microscopy. *In Proc. IEEE Int. Ultrasonics Symp. (IUS)*, p. 2205–2208, 2009.

[125] N. Senegond, F. Teston, F. Patat et D. Certon : Non-linear dynamic response of cmuts population : modeling and characterization. *In Proc. IEEE Int. Ultrasonics Symp. (IUS)*, p. 426–429, 2009.

[126] M. N. Senlik, S. Olcum, H. Koymen et A. Atalar : Bandwidth, power and noise considerations in airborne cmuts. *In Proc. IEEE Int. Ultrasonics Symp. (IUS)*, p. 438–441, 2009.

[127] Senturia : *Microsystem Design.* Klewer, 2001.

[128] A. Sprenkels, R. Groothengel, A. Verloop et P. Bergveld : Development of an electret microphone in silicon. *Sensors and Actuators*, 17(3-4):509 – 512, 1989.

[129] K. Suzuki, K. Higuchi et H. Tanigawa : A silicon electrostatic ultrasonic transducer. *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr.*, 36(6):620–627, 1989.

[130] T. L. Szabo : *Diagnostic Ultrasound Imaging.* Elsevier academic press, 2004.

[131] F. Teston, C. Meynier, E. Jeanne, N. Felix et D. Certon : P2p-8 characterization standard of cmut devices based on electrical impedance measurements. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp*, p. 1963–1966, 2006.

[132] P. Vairac et B. Cretin : New structures for heterodyne interferometric probes using double-pass. *Optics Communications*, 132(1-2):19 – 23, 1996.

[133] S. Vaithilingam, T.-J. Ma, Y. Furukawa, I. O. Wygant, X. Z., A. De La Zerda, O. Oralkan, A. Kamaya, S. s. Gambhir, R. B. Jeffrey et B. T. Khuri-Yakub : Three-dimensional photoacoustic imaging using a two-dimensional cmut array. *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr.*, 56(11): 2411–2419, 2009.

[134] T. Veijola : Analytic model for perforated squeezed-film dampers. *In Symposium on Design, Test, Integration and Packaging of MEMS/MOEMS*, 2006.

[135] T. Veijola, H. Kuisma, J. Lahdenperä et T. Ryhänen : Equivalent-circuit model of the squeezed gas film in a silicon accelerometer. *Sensors and Actuators A : Physical*, 48(3):239 – 248, 1995.

[136] T. Veijola et P. Raback : A method for solving arbitrary mems perforation probelms with rare gas effects. *In NSTI-Nanotech*, 2005.

[137] S. K. Vemuri : Behavorial modeling of viscous damping in mems. Mémoire de D.E.A., Department of electrical and computer engineering carnegie Mellon University, 2000.

[138] E. Ventsel et T. Krauthammer : *Thin Plates and Shells : Theory, Analysis, and Applications*, vol. 55. ASME, 2002.

[139] G. W. Vogl : *Nonlinear Dynamics of Circular Plates under Electrical Loadings for Capacitive Micromachined Ultrasonic Transducers (CMUTs).* Thèse de doctorat, Faculty of the Engineering Science and Mechanics Department of Virginia Polytechnic Institute and State University, 2006.

[140] S. H. Wong, A. S. Ergun, G. G. Yaralioglu, M. Kupnik, X. Zhuang, O. Oralkan, K. Butts-Pauly et B. T. Khuri-Yakub : Capacitive micromachined ultrasonic transducers for high intensity focused ablation of upper abdominal tumors. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp*, p. 841–844, 2006.

[141] S. H. Wong, M. Kupnik, K. Butts-Pauly et B. T. Khuri-Yakub : Advantages of capacitive micromachined ultrasonics transducers (cmuts) for high intensity focused ultrasound (hifu). *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp*, p. 1313–1316, 2007.

[142] S. H. Wong, M. Kupnik, B. T. Khuri-Yakub, R. D. Watkins et K. B. Pauly : Progress in cmuts for hifu ablation of upper abdominal cancer. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp. IUS 2008*, p. 2068–2071, 2008.

[143] S. H. Wong, M. Kupnik, R. D. Watkins, K. Butts-Pauly et B. T. Khuri-Yakub : Capacitive micromachined ultrasonic transducers for therapeutic ultrasound applications. *IEEE Trans. On Biomedical Engineering*, 57(1):114–123, 2010.

[144] S. H. Wong, R. D. Watkins, M. Kupnik, K. B. Pauly et B. T. Khuri-Yakub : Feasibility of mr-temperature mapping of ultrasonic heating from a cmut. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, 55(4):811–818, 2008.

[145] I. O. Wygant, M. Kupnik, B. T. Khuri-Yakub, M. S. Wochner, W. M. Wright et M. F. Hamilton : The design and characterization of capacitive micromachined ultrasonic transducers (cmuts) for generating high-intensity ultrasound for transmission of directional audio. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp. IUS 2008*, p. 2100–2102, 2008.

[146] I. O. Wygant, M. Kupnik, J. C. Windsor, W. M. Wright, M. S. Wochner, G. G. Yaralioglu, M. F. Hamilton et B. T. Khuri-Yakub : 50 khz capacitive micromachined ultrasonic transducers for generation of highly directional sound with parametric arrays. *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr.*, 56(1):193–203, 2009.

[147] I. O. Wygant, M. Kupnik, G. Yaralioglu, B. T. Khuri-Yakub, J. C. Windsor, W. M. Wright, M. S. Wochner et M. F. Hamilton : 50-khz capacitive micromachined ultrasonic transducers for generating highly directional sound with parametric arrays. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp*, p. 519–522, 2007.

[148] I. O. Wygant, X. Zhuang, D. T. Yeh, O. Oralkan, A. S. Ergun, M. Karaman et B. T. Khuri-Yakub : Integration of 2d cmut arrays with front-end electronics for volumetric ultrasound imaging. *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr.*, 55(2):327–342, 2008.

[149] I. O. Wygant, X. Zhuang, D. T. Yeh, S. Vaithilingam, A. Nikoozadeh, O. Oralkan, A. S. Ergun, M. Karaman et B. T. Khuri-Yakub : An endoscopic imaging system based on a two-dimensional cmut array : real-time imaging results. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp*, vol. 2, p. 792–795, 2005.

[150] G. G. Yaralioglu, B. Bayram et B. T. Khuri-Yakub : Finite element analysis of cmuts : Conventional vs. collapse operation modes. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp*, p. 586–589, 2006.

[151] G. G. Yaralioglu, A. S. Ergun, B. Bayram, T. Marentis et B. T. Khuri-Yakub : Residual stress and young's modulus measurement of capacitive micromachined ultrasonic transducer membranes. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp*, vol. 2, p. 953–956, 2001.

[152] G. G. Yaralioglu, A. S. Ergun et B. T. Khuri-Yakub : Finite-element analysis of capacitive micromachined ultrasonic transducers. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 52:2185–2198, 2005.

[153] D. Yeh, O.Oralkan, A. Ergun, X. Zhuang, I. Wygant et B. Khuri-Yakub : High-frequency cmut arrays for high-resolution medical imaging. *In Proceedings of SPIE, Medical Imaging 2005 : Ultrasonic Imaging and Signal Processing*, 2005.

[154] D. T. Yeh, O. Oralkan, I. O. Wygant, A. S. Ergun, J. H. Wong et B. T. Khuri-Yakub : High-resolution imaging with high-frequency 1-d linear cmut arrays. *In Proc. IEEE Ultrasonics Symp*, vol. 1, p. 665–668, 2005.

[155] S. Zhou, P. Reynolds et J. Hossack : Precompensated excitation waveforms to suppress harmonic generation in mems electrostatic transducers. *IEEE trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, 51(11):1564–1574, 2004.

[156] X. Zhuang, D.-S. Lin, O. Oralkan et B. T. Khuri-Yakub : Flexible transducer arrays with through-wafer electrical interconnects based on trench refilling with pdms. *In Proc. MEMS Micro Electro Mechanical Systems IEEE 20th Int. Conf*, p. 73–76, 2007.

[157] X. Zhuang, I. Wygant, D.-S. Lin, M. Kupnik, O. Oralkan et B. Khuri-Yakub : Wafer-bonded 2-d cmut arrays incorporating through-wafer trench-isolated interconnects with a supporting frame. *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr.*, 56(1):182–192, 2009.

Résumé :

Les transducteurs ultrasonores capacitifs micro-usinés sont aujourd'hui une nouvelle alternative à la transduction d'ondes ultrasonores. En comparaison avec la technologie piézo-électrique, ils offrent des potentialités en termes de production, de miniaturisation et d'intégration d'une électronique associée mais aussi en termes de performances. Néanmoins, leur mise en œuvre n'en est encore qu'à ces balbutiements et la compréhension de leurs comportements nécessite d'être approfondie. C'est dans ce cadre que s'inscrit le présent travail de thèse. Nous proposons, dans un premier temps, à l'aide d'un modèle numérique basé sur une mécanique linéaire de plaques multicouches, d'étudier l'effet des contraintes initiales sur le comportement statique. Dans un second temps, l'impact de la non-linéarité de la dynamique d'une cellule, puis d'un réseau de cellules, est étudiée en s'appuyant à la fois sur des mesures d'interférométrie et sur un modèle temporel intégrant les effets du fluide. Enfin, nous proposons une optimisation de l'excitation et l'utilisation de ces dispositifs en régime forcée pour la génération d'onde basse fréquence dans l'air et dans l'eau.

Mots clés :

micro-système, transducteur ultrasonore capacitif (cMUT), contrainte initiale, plaque multicouche, modélisation temporelle, non-linéarité, interférométrie laser, DHM, collapse et snapback dynamique

Abstract :

Capacitive Micromachined Ultrasound Transducers (cMUTs) are today a new alternative for the generation of ultrasonic waves. Compared to the piezoelectric technology, they offer some potentialities in terms of reliability, production, miniaturization and electronic integration but also in term of acoustic performance. Nevertheless, their implementation is relatively new and the understanding of their static and dynamic behaviors needs to be studied further. This is in this context that this PhD is developed. We propose, in a first time, with the help of a numeric model based on the linear mechanic theory of multilayered plates, to study the impact of initial stresses on the static behavior. In a second time, the impact of the nonlinearity on the dynamic of the cell first, and a cell array next, is studied with the help of a temporal model and measurements made by laser interferometry both. Finally, thanks to this dynamic study, a new operation mode of cMUTs is identified and verified. This one is based on the use of forced regime in air and water of these devices to generate low frequencies ultrasonic waves.

Keywords :

MEMS, cMUT, initial stress, multilayered plate, temporal modeling, nonlinearity, laser interferometry, DHM, Dynamic collapse