



# UNIVERSITÉ FRANÇOIS RABELAIS DE TOURS



École Doctorale SST

Laboratoire UMR Imagerie & Cerveau, INSERM U930, CNRS ERL 3106

**THÈSE** présentée par :

**Erwan FILOUX**

soutenue le : 07 avril 2009

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

Discipline : Sciences de la Vie et Santé

Spécialité : Acoustique

## MODÉLISATION PAR UNE MÉTHODE PSEUDOSPECTRALE / DIFFÉRENCES-FINIES ET FABRICATION DE TRANSDUCTEURS ULTRASONORES POUR L'IMAGERIE MÉDICALE HAUTE RÉOLUTION

THÈSE DIRIGÉE PAR :

LETHIECQ Marc

Professeur des Universités, Université François-Rabelais de Tours

RAPPORTEURS :

HLADKY Anne-Christine

Directeur de Recherche, CNRS (Lille)

PICHON Lionel

Directeur de Recherche, CNRS (Paris)

JURY :

CALLÉ Samuel

Maître de Conférences, Université François-Rabelais de Tours

DOREY Robert

Directeur de Recherche, Université de Cranfield (Royaume-Uni)

HLADKY Anne-Christine

Directeur de Recherche, CNRS (Lille)

LETHIECQ Marc

Professeur des Universités, Université François-Rabelais de Tours

LEVASSORT Franck

Maître de Conférences, Université François-Rabelais de Tours

PICHON Lionel

Directeur de Recherche, CNRS (Paris)

RINGGAARD Erling

Docteur, Ferroperm Piezoceramics A/S (Danemark)



# Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Anne-Christine Hladky et Lionel Pichon d'avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse, ainsi que tous les membres du jury qui ont pris le temps de juger ce travail.

J'adresse également mes remerciements à l'ensemble des partenaires du réseau MIND, laboratoires et industriels, pour les échanges nombreux et fructueux qui ont entretenu un environnement de recherche idéal.

Rien de tout cela n'aurait été possible sans la formidable équipe du laboratoire de Tours qui m'a encadrée tout au long de ces trois années de thèse, et sans mon Directeur de thèse Marc Lethiecq. Merci Marc pour l'intérêt que tu as porté à ce sujet, pour ton aide et tes conseils, ainsi que pour les nombreuses expériences internationales que tu m'as permis d'avoir et qui ont largement élargi les horizons de ma thèse.

Un immense merci à Franck Levassort et à Samuel Callé qui ont été deux piliers de cette thèse, qui m'ont offert un soutien permanent et qui ont largement contribué à l'aboutissement de ces travaux. Franck, je ne saurais assez te remercier pour ton exceptionnelle disponibilité durant ces trois années, ton implication, ton esprit de synthèse et ta gentillesse. Merci à toi aussi Sam pour toutes ces discussions autour de la modélisation, pour ta grande capacité d'écoute et pour la justesse de tes remarques. Je souhaite à beaucoup de futurs doctorants la chance de pouvoir travailler avec vous.

Je tiens à remercier également Dominique Certon et Olivier Bou-Matar pour leur maîtrise des codes numériques et pour leur aide précieuse. Je n'oublie pas non plus l'ensemble des chercheurs, doctorants et techniciens du laboratoire de Tours qui m'ont permis de travailler dans une atmosphère agréable et détendue.

Cette thèse a été pour moi l'occasion de nombreuses rencontres dans différents laboratoires européens, et je suis très reconnaissant des efforts qui ont été fait pour m'accueillir. Je remercie tout particulièrement Robert Dorey pour ces deux mois très

---

enrichissants passés au département de nanotechnologies de l'Université de Cranfield (Royaume-Uni) à apprendre la fabrication de réseaux annulaires, ainsi que Dahzi Wang pour son efficacité et sa grande disponibilité.

Merci également à Erling Ringgaard et Rasmus Lou-Moeller pour leur accueil chaleureux dans les locaux de Ferroperm Piezoceramics et d'InSensor (Danemark), pour m'avoir initié au *pad-printing* et pour m'avoir fait découvrir les mystères de la fabrication des céramiques.

Merci enfin à Marija Kosec, Janez Holc, ainsi qu'aux nombreux chercheurs et techniciens de l'Institut Jozef Stefan (Slovénie) pour m'avoir offert une première expérience de la fabrication de transducteurs piézoélectriques et du dépôt de films épais, il y a déjà trois ans de cela.



---

## Résumé

L'imagerie ultrasonore haute résolution est aujourd'hui indispensable à l'établissement de nombreux diagnostics médicaux. Elle est basée sur l'utilisation de transducteurs piézoélectriques haute fréquence (HF) qui sont fabriqués à l'aide de matériaux et de techniques adaptés. L'optimisation de leurs performances nécessite en général l'utilisation de plusieurs modèles numériques pour simuler à la fois la vibration du résonateur et son rayonnement. Ce travail de thèse présente un nouvel algorithme basé sur un couplage pseudospectral / différences-finies, permettant de modéliser la génération et la propagation des ondes acoustiques dans un transducteur et son environnement avec un seul modèle. Cet algorithme hybride a été utilisé pour simuler le fonctionnement de différents transducteurs fabriqués au cours de cette thèse. Les résultats ont été validés de façons théorique et expérimentale, et ils ont permis d'étudier les influences de différents paramètres sur les performances des transducteurs fabriqués.

**Mots-clés :** transducteur, piézoélectricité, haute-fréquence, modélisation, fabrication, caractérisation.

## Abstract

High resolution ultrasonic imaging has become an essential tool to assist physicians for various medical diagnoses. This technique relies on the ability of piezoelectric transducers to generate a high frequency (HF) acoustic field into the scanned media. Such transducers are obtained using particular materials and fabrication processes. They are optimized through modeling of their electromechanical behaviour and acoustic radiation pattern, which usually requires the use of several models. A new algorithm has been developed and is presented in this report, which is based on the coupling of pseudospectral and finite-difference methods to simulate both the generation and the propagation of acoustic waves in the transducer and the surrounding media, using a single model. This hybrid algorithm has been used to simulate various transducers and the results were accordingly compared to theory and experiments. It has also been used to study the influence of various parameters on the performance of several single-element and array transducer devices.

**Keywords :** transducer, piezoelectricity, high-frequency, modeling, fabrication, characterization.



# Table des matières

|                                                                                                    |            |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------|------------|
| <b>Introduction générale</b>                                                                       | <b>21</b>  |
| <b>1 Transducteurs ultrasonores haute-fréquence : caractérisation, fabrication et modélisation</b> | <b>25</b>  |
| 1.1 Transducteurs haute-fréquence . . . . .                                                        | 26         |
| 1.1.1 Matériaux piézoélectriques pour les applications haute-fréquence                             | 26         |
| 1.1.1.1 Spécifications . . . . .                                                                   | 26         |
| 1.1.1.2 Caractérisation . . . . .                                                                  | 28         |
| 1.1.2 Transducteurs mono-éléments . . . . .                                                        | 31         |
| 1.1.2.1 Propriétés et structures des transducteurs mono-élément                                    | 31         |
| 1.1.2.2 Matériaux piézoélectriques pour la haute-fréquence . .                                     | 37         |
| 1.1.2.3 Fabrication et performances des transducteurs haute-<br>fréquence . . . . .                | 46         |
| 1.1.3 Transducteurs multi-éléments . . . . .                                                       | 54         |
| 1.1.3.1 Règles de base de développement . . . . .                                                  | 56         |
| 1.1.3.2 Réseaux annulaires . . . . .                                                               | 61         |
| 1.1.3.3 Réseaux linéaires . . . . .                                                                | 71         |
| 1.2 Modélisation de la vibration et du rayonnement des transducteurs ul-<br>trasonores . . . . .   | 84         |
| 1.2.1 Schéma électrique unidimensionnel équivalent . . . . .                                       | 84         |
| 1.2.2 Modélisation numérique . . . . .                                                             | 87         |
| 1.2.2.1 Méthode des éléments finis . . . . .                                                       | 87         |
| 1.2.2.2 Méthode des différences-finies . . . . .                                                   | 90         |
| 1.3 Conclusion . . . . .                                                                           | 95         |
| Bibliographie . . . . .                                                                            | 96         |
| <b>2 Le modèle hybride FD-PSTD en configuration bidimensionnelle</b>                               | <b>105</b> |
| 2.1 Introduction . . . . .                                                                         | 105        |
| 2.2 Equations de base . . . . .                                                                    | 108        |

---

|         |                                                                   |     |
|---------|-------------------------------------------------------------------|-----|
| 2.2.1   | Equations mécaniques . . . . .                                    | 108 |
| 2.2.2   | Equations de la piézoélectricité . . . . .                        | 110 |
| 2.3     | Evolution des paramètres mécaniques (PSTD) . . . . .              | 112 |
| 2.3.1   | Description de l'algorithme . . . . .                             | 112 |
| 2.3.1.1 | Séquence de résolution de l'algorithme . . . . .                  | 112 |
| 2.3.1.2 | Dérivation spatiale : méthode pseudospectrale . . . . .           | 115 |
| 2.3.1.3 | Intégration temporelle : méthode d'Adams-Bashforth . . . . .      | 115 |
| 2.3.2   | Grilles décalées . . . . .                                        | 116 |
| 2.3.2.1 | Position des paramètres à calculer . . . . .                      | 116 |
| 2.3.2.2 | Définition des frontières des objets . . . . .                    | 117 |
| 2.3.3   | Conditions aux limites absorbantes . . . . .                      | 119 |
| 2.3.3.1 | Description des zones absorbantes . . . . .                       | 119 |
| 2.3.3.2 | Nouvelles expressions des équations de propagation . . . . .      | 119 |
| 2.4     | Evolution du champ électrique (FDTD) . . . . .                    | 123 |
| 2.4.1   | Equation du champ . . . . .                                       | 123 |
| 2.4.1.1 | Approximation des différences-finies . . . . .                    | 123 |
| 2.4.1.2 | Ecriture factorisée de l'équation piézoélectrique . . . . .       | 124 |
| 2.4.2   | Résolution matricielle . . . . .                                  | 125 |
| 2.4.2.1 | Définition du vecteur des inconnues . . . . .                     | 125 |
| 2.4.2.2 | Description de la matrice de calcul . . . . .                     | 126 |
| 2.4.2.3 | Hypothèse de continuité du champ . . . . .                        | 127 |
| 2.4.2.4 | Hypothèse d'équipotentialité des électrodes . . . . .             | 128 |
| 2.5     | Résultats et validation . . . . .                                 | 129 |
| 2.5.1   | Simulation d'une plaque semi-infinie dans l'eau . . . . .         | 129 |
| 2.5.1.1 | Description des propriétés de la plaque piézoélectrique . . . . . | 129 |
| 2.5.1.2 | Simulation de la plaque piézoélectrique dans l'eau . . . . .      | 130 |
| 2.5.2   | Grandeurs physiques dans une plaque piézoélectrique . . . . .     | 134 |
| 2.5.3   | Performances de l'algorithme hybride . . . . .                    | 136 |
| 2.5.3.1 | Méthode de validation . . . . .                                   | 136 |
| 2.5.3.2 | Robustesse et rapidité . . . . .                                  | 137 |
| 2.5.4   | Simulation d'un transducteur plan . . . . .                       | 139 |
| 2.5.4.1 | Description du transducteur . . . . .                             | 139 |
| 2.5.4.2 | Modélisation des pertes mécaniques . . . . .                      | 140 |
| 2.5.4.3 | Calcul de l'impédance électrique . . . . .                        | 142 |
| 2.6     | Conclusion . . . . .                                              | 147 |
|         | Bibliographie . . . . .                                           | 148 |

---

|          |                                                                  |            |
|----------|------------------------------------------------------------------|------------|
| <b>3</b> | <b>Adaptation du modèle aux configurations axisymétriques</b>    | <b>153</b> |
| 3.1      | Ecriture axisymétrique des équations du modèle . . . . .         | 153        |
| 3.2      | Grilles axisymétriques . . . . .                                 | 156        |
| 3.3      | Validation théorique : comparaison avec ATILA . . . . .          | 159        |
| 3.3.1    | Simulation d'un disque piézoélectrique seul dans l'eau . . . . . | 160        |
| 3.3.2    | Simulation d'un transducteur focalisé par une lentille . . . . . | 163        |
| 3.4      | Validation expérimentale . . . . .                               | 166        |
| 3.4.1    | Transducteur plan . . . . .                                      | 166        |
| 3.4.2    | Impédance électrique du transducteur plan . . . . .              | 168        |
| 3.4.3    | Réponse électroacoustique . . . . .                              | 169        |
| 3.5      | Conclusion . . . . .                                             | 174        |
|          | Bibliographie . . . . .                                          | 175        |
| <b>4</b> | <b>Transducteurs mono-éléments incurvés haute-fréquence</b>      | <b>177</b> |
| 4.1      | Introduction . . . . .                                           | 177        |
| 4.2      | Fabrication des transducteurs incurvés . . . . .                 | 178        |
| 4.2.1    | Présentation du système de tamponnage . . . . .                  | 178        |
| 4.2.2    | Processus de fabrication des transducteurs HF incurvés . . . . . | 181        |
| 4.2.2.1  | Dépôt de l'électrode inférieure . . . . .                        | 182        |
| 4.2.2.2  | Dépôt de la couche piézoélectrique . . . . .                     | 183        |
| 4.2.2.3  | Structures finales . . . . .                                     | 184        |
| 4.2.2.4  | Polarisation . . . . .                                           | 185        |
| 4.3      | Caractérisation et optimisation des propriétés . . . . .         | 186        |
| 4.3.1    | Influence de l'épaisseur du film de PZT déposé . . . . .         | 186        |
| 4.3.2    | Influence de l'épaisseur de l'électrode inférieure . . . . .     | 187        |
| 4.3.3    | Influence de la surface de l'électrode supérieure . . . . .      | 188        |
| 4.3.4    | Influence du générateur . . . . .                                | 189        |
| 4.4      | Simulation d'un transducteur incurvé . . . . .                   | 191        |
| 4.4.1    | Caractéristiques des éléments constitutifs . . . . .             | 191        |
| 4.4.2    | Réponse électroacoustique . . . . .                              | 194        |
| 4.4.3    | Champ de pression rayonné dans l'eau . . . . .                   | 196        |
| 4.5      | Images obtenues . . . . .                                        | 198        |
| 4.6      | Conclusion . . . . .                                             | 200        |
|          | Bibliographie . . . . .                                          | 201        |
| <b>5</b> | <b>Réseaux annulaires haute-fréquence</b>                        | <b>203</b> |
| 5.1      | Introduction . . . . .                                           | 203        |
| 5.2      | Fabrication des réseaux annulaires . . . . .                     | 204        |

---

|         |                                                                                                      |     |
|---------|------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 5.2.1   | Synthèse du PZT . . . . .                                                                            | 204 |
| 5.2.1.1 | Solution d'acétate de plomb . . . . .                                                                | 204 |
| 5.2.1.2 | Solution de 2-Méthoxyéthanol (2ME) . . . . .                                                         | 206 |
| 5.2.1.3 | Mélange des solutions . . . . .                                                                      | 206 |
| 5.2.1.4 | Mélange composite de PZT . . . . .                                                                   | 206 |
| 5.2.2   | Dépôt des électrodes . . . . .                                                                       | 207 |
| 5.2.2.1 | Barrière anti-diffusion . . . . .                                                                    | 207 |
| 5.2.2.2 | Electrode arrière . . . . .                                                                          | 207 |
| 5.2.2.3 | Electrode supérieure . . . . .                                                                       | 210 |
| 5.2.3   | Fabrication des éléments du réseau annulaire . . . . .                                               | 210 |
| 5.2.3.1 | Dépôt de la couche de PZT . . . . .                                                                  | 210 |
| 5.2.3.2 | Découpe des éléments du réseau . . . . .                                                             | 211 |
| 5.2.4   | Finalisation . . . . .                                                                               | 212 |
| 5.2.4.1 | Retrait du substrat . . . . .                                                                        | 212 |
| 5.2.4.2 | Polarisation . . . . .                                                                               | 212 |
| 5.3     | Caractérisation des réseaux annulaires . . . . .                                                     | 214 |
| 5.3.1   | Mesures d'impédances électriques et caractérisation électroméca-<br>nique (mode épaisseur) . . . . . | 214 |
| 5.3.2   | Calcul de l'impédance des différents anneaux . . . . .                                               | 216 |
| 5.4     | Modélisation des réseaux annulaires . . . . .                                                        | 218 |
| 5.4.1   | Contribution des anneaux . . . . .                                                                   | 218 |
| 5.4.2   | Champ acoustique rayonné . . . . .                                                                   | 218 |
| 5.5     | Conclusion . . . . .                                                                                 | 223 |
|         | Bibliographie . . . . .                                                                              | 224 |

|                            |            |
|----------------------------|------------|
| <b>Conclusion générale</b> | <b>225</b> |
|----------------------------|------------|

# Table des figures

|      |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                 |    |
|------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 1.1  | Coefficients de couplage électromécaniques privilégiés suivant la forme de l'échantillon, avec une polarisation selon l'axe 3 [1]. . . . .                                                                                                                                                                                                                      | 27 |
| 1.2  | Schéma (a) du coefficient de couplage électromécanique en épaisseur $k_t$ et (b) de la constante diélectrique à déformation constante $\epsilon_{33,r}^S$ en fonction de l'impédance acoustique $Z$ pour différents matériaux piézoélectriques [2]. . . . .                                                                                                     | 27 |
| 1.3  | (a) Schéma du dispositif de mesure de l'impédance électrique d'un échantillon métallisé, d'épaisseur $d$ et de surface $S$ . (b) Exemple d'impédance complexe expérimentale d'un disque piézoélectrique en condition de résonateur libre à haute fréquence [3]. . . . .                                                                                         | 29 |
| 1.4  | Courbe d'évaluation de (a) la résolution latérale ( $R_{lat}$ ) et de (b) la profondeur de champ (DOF) du champ de pression rayonné. . . . .                                                                                                                                                                                                                    | 32 |
| 1.5  | Calculs de (a) la résolution axiale et de (b) la sensibilité d'un transducteur. 32                                                                                                                                                                                                                                                                              |    |
| 1.6  | Schéma d'un transducteur mono-élément plan, dont l'élément piézoélectrique (rouge) est déposé sur un milieu arrière absorbant et qui est adapté acoustiquement au milieu de propagation à l'aide d'une lame adaptatrice (bleue). Le faisceau acoustique est focalisé par une lentille (verte) qui participe de l'adaptation acoustique de la sonde [3]. . . . . | 33 |
| 1.7  | Schéma d'un transducteur mono-élément pré-focalisé [3]. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                 | 37 |
| 1.8  | Images MEB d'une coupe du transducteur préfocalisé montrant la courbure du substrat d'aluminium (gauche), ainsi qu'un agrandissement de la couche de ZnO (droite) [15]. . . . .                                                                                                                                                                                 | 39 |
| 1.9  | Image MEB d'une coupe d'un film épais de composite sol-gel de PZT déposé par trempage-retrait [21]. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                     | 40 |
| 1.10 | Schéma d'une plaque composite piézoélectrique de connectivité 1-3. . .                                                                                                                                                                                                                                                                                          | 41 |
| 1.11 | Piliers de PMN-PT mono-cristallin obtenus par une découpe de type DRIE, utilisés pour la fabrication d'un piézo-composite 1-3 [39]. . . . .                                                                                                                                                                                                                     | 43 |

|      |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                       |    |
|------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 1.12 | Image du transducteur préfocalisé mécaniquement (gauche) et vue en coupe de ses différentes couches (droite) : le <i>backing</i> (a), la couche active de $\text{LiNbO}_3$ (b) dont les fissures sont fléchées, la lame adaptatrice de polymère epoxy chargé à la poudre d'argent (c), et la lame de parylène (d) [8]. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                        | 46 |
| 1.13 | Schéma de la méthode de fabrication d'un transducteur focalisé à base de ZnO. Découpe du substrat de silicium et moulage de la courbure du transducteur (1-4). Dépôt de $8\ \mu\text{m}$ de parylène et retrait du moule (5-6). Dépôt de $13\ \mu\text{m}$ de ZnO et des électrodes de $0.5\ \mu\text{m}$ d'aluminium (7). Retournement sur une plaque de verre et retrait du support de Parylène par DRIE (8-9). Remplissage de la cavité par un matériau atténuant de résine epoxy chargée à la poudre d'argent (10). Dépôt en face avant d'une lame adaptatrice de $3\ \mu\text{m}$ de Parylène (11) [13]. . . . . | 48 |
| 1.14 | Vue du matériau piézo-composite 1-3 formés de barreaux de section triangulaires (gauche) et du transducteur final focalisé géométriquement intégrant ce matériau (droite) [36]. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                               | 51 |
| 1.15 | Schéma de l'excitation électrique des éléments d'un a) réseau linéaire et b) <i>phased-array</i> pour déplacer la zone focale sur le plan de l'image. . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                             | 55 |
| 1.16 | Schéma d'un réseau linéaire à 32 éléments de ZnO préfocalisé par une lentille cylindrique [45]. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                               | 55 |
| 1.17 | Niveau normalisé des lobes secondaires de réseaux annulaires (sans couplage) à base de PZT de 5, 7 et 10 éléments, en fonction de la différence de marche $\Delta_m$ (exprimée en fonction de la longueur d'onde $\lambda$ dans l'eau) [54]. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                  | 58 |
| 1.18 | Pression dans l'axe du transducteur calculée par éléments-finis à a) 0.1 mm et b) 5 mm (point focal) devant le transducteur [55]. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                             | 59 |
| 1.19 | Evolution de l'élargissement des éléments en fonction de la différence de marche $\Delta_m$ pour des réseaux annulaires à base de PZT de 5, 7, 10 et 15 éléments. Le diamètre de ces réseaux varie de 32 à $158\ \lambda$ . Les résultats sont donnés à chaque fois pour les éléments intermédiaires et externes [54]. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                        | 60 |
| 1.20 | Image MEB (coupe) de la découpe effectuée au laser dans la couche de $\text{PbTiO}_3$ [59]. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                   | 62 |
| 1.21 | Diagramme de rayonnement théorique (méthode de la réponse impulsionnelle - trait gris) et expérimental (trait noir) d'un transducteur annulaire de 7 éléments focalisé à 4 mm ( $f_{\#}=2$ ) [61]. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                            | 63 |



|      |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                              |    |
|------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 1.22 | Schéma des électrodes imprimées sur le film souple de Polyimide, ainsi que des lignes permettant la reprise des contacts électriques (espacées de 100 $\mu m$ comme les anneaux) [62]. . . . .                                                                                                                                                                                                                                               | 64 |
| 1.23 | Schéma de fabrication d'un transducteur annulaire préfocalisé (gauche). Le transducteur final est présenté sur son <i>backing</i> d'epoxy (droite), surmonté de la couche active et du film de polyimide sur lequel sont imprimées les électrodes du réseau annulaire [63]. . . . .                                                                                                                                                          | 64 |
| 1.24 | Evolution théorique de l'amplitude de la réponse électroacoustique (émission/réception) en fonction de la position axiale, dans le cas où la distance focale est fixe, comme pour un transducteur mono-élément (trait pointillé), ou lorsqu'elle est déplacée pour créer 41 zones focales (trait plein). Les carrés représentent les valeurs expérimentales obtenues avec le transducteur multi-éléments fonctionnant à 20 MHz [64]. . . . . | 65 |
| 1.25 | Image d'un œil humain <i>ex vivo</i> avec a) une distance focale fixe et b) 41 zones focales espacées de 0.66 mm (focalisation synthétique). La focale géométrique est à 31 mm dans chaque cas, avec un RSB (Rapport Signal/Bruit) de a) 54 dB et b) 58 dB [64]. . . . .                                                                                                                                                                     | 66 |
| 1.26 | Schéma (CAD) des électrodes et des reprises de contacts imprimées sur substrat de polyimide, dont les anneaux sont espacés de 30 $\mu m$ (gauche), et photographie du transducteur final (droite) [67]. . . . .                                                                                                                                                                                                                              | 66 |
| 1.27 | Amplitude du couplage inter-éléments entre les 7 paires d'anneaux voisins en fonction de la fréquence [66]. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                          | 67 |
| 1.28 | Prise de vue a) du réseau annulaire c-MUT à 8 éléments et b) d'un agrandissement de quelques membranes constituant les anneaux [70]. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                 | 68 |
| 1.29 | Méthode utilisée pour fabriquer un matériau composite 2-2. Les plaques de céramique sont empilées et collées les unes aux autres par un mélange de résine epoxy et de petites sphères de polystyrène. Après séchage, l'assemblage est découpé suivant les traits pointillés pour former les éléments du réseau [77]. . . . .                                                                                                                 | 72 |
| 1.30 | Image MEB d'une coupe du piézo-composite 2-2. Les rectangles plus clairs correspondent aux barreaux de céramique tandis que la partie foncée est le polymère. La partie inférieure est le <i>backing</i> chargé à la poudre d'argent [80]. . . . .                                                                                                                                                                                           | 73 |
| 1.31 | Schéma du réseau linéaire de 128 éléments, dans lequel sont représentés le <i>backing</i> (orange), le matériau piézo-composite (jaune et vert), les lames adaptatrices (gris) et la lentille (bleu) [81]. . . . .                                                                                                                                                                                                                           | 74 |
| 1.32 | Schéma des principaux composants du réseau linéaire à 64 éléments [82]. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                              | 75 |

---

|      |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                    |     |
|------|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 1.33 | Caractéristiques du champ de pression rayonné par un réseau linéaire (traits pointillés) et un réseau annulaire (trait plein) dans le cas d'une focalisation dynamique à l'émission et à la réception : a) profondeur de champ et b) largeur du lobe principal en différents points autour de la focale d'origine à 12 mm [83]. . . . .                                                                                            | 76  |
| 1.34 | Schéma du matériau piézo-composite 1-3 inclus dans le transducteur à 256 éléments, avant sa focalisation géométrique. Chaque élément est défini par l'électrode (rectangle noir) déposée à la surface du composite [86]. . . . .                                                                                                                                                                                                   | 77  |
| 1.35 | Comparaison des diagrammes de rayonnement en émission-réception de réseaux linéaires avec (trait en pointillés) et sans (trait plein) séparation des éléments, focalisés à 5 mm [87]. . . . .                                                                                                                                                                                                                                      | 78  |
| 1.36 | Schéma du processus de micro-moulage des éléments actifs d'un réseau linéaire ou annulaire. Après l'impression par photolithographie d'un moule d'epoxy Su-8, le matériau composite de PZT sol-gel est déposé par plusieurs étapes de projection. Il est ensuite fritté en même temps que le moule est détruit, puis une dernière étape de photolithographie permet d'imprimer les électrodes sur la face supérieure [90]. . . . . | 80  |
| 1.37 | Image MEB du piézo-composite de PZT découpé par ablation laser avec sa première lame adaptatrice [91]. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                     | 80  |
| 1.38 | Schéma de deux éléments du réseaux linéaires de type p-MUT [93]. . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                               | 81  |
| 1.39 | Schéma du modèle KLM [3, 96]. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                              | 85  |
| 1.40 | Modèle KLM sous forme matricielle [3, 97]. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                 | 86  |
| 1.41 | Schéma du système en émission-réception [3]. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                               | 86  |
| 1.42 | Grilles de calcul utilisées par l'algorithme FDTD [105]. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                   | 93  |
| 2.1  | Schéma de la plaque piézoélectrique d'épaisseur $a$ et de hauteur $L$ . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                      | 110 |
| 2.2  | Schéma des opérations effectuées lors d'une itération de l'algorithme. .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                           | 113 |
| 2.3  | Schéma des grilles décalées dans l'espace et le temps : exemple de la répartition des paramètres mécaniques $T_{11}$ , $v_1$ et $v_3$ . . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                    | 117 |
| 2.4  | Schéma de la répartition des paramètres du modèle sur la grille principale (trait continu) et les grilles décalées suivant $x_1$ et/ou $x_3$ . . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                             | 118 |
| 2.5  | Schéma de la répartition des nœuds au niveau de la frontière entre 2 éléments (matériaux différents). . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                      | 119 |
| 2.6  | Représentation des couches absorbantes appliquées à chaque grille de calcul. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                               | 120 |
| 2.7  | Arrangement des potentiels dans le vecteur inconnu $X$ . . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                   | 126 |

---

|      |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                   |     |
|------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 2.8  | Schéma de la plaque piézoélectrique simulée dans l'eau. Les traits rouges représentent les électrodes et les points A et B représentent les nœuds utilisés pour le relevé de l'évolution des paramètres mécaniques et électriques : contraintes, vitesses et potentiel électrique dans la plaque au point A, et pression et vitesses dans l'eau au point B. Ces deux points sont situés sur l'axe de symétrie de la plaque, écartés de 3 nœuds de part et d'autre de l'électrode excitée. . . . . | 130 |
| 2.9  | Excitation électrique de l'électrode. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                     | 131 |
| 2.10 | Cartographie des champs de pression et de contrainte ( $T_{33}$ ) dans l'eau et la plaque piézoélectrique aux instants a) $t = 0.5T$ et b) $t = 3T$ dans le cas unidimensionnel (modèle hybride FD-PSTD). Les traits rouges représentent les électrodes, perpendiculaires à l'axe de polarisation $x_3$ , qui couvrent intégralement les surfaces de la plaque piézoélectrique. . .                                                                                                               | 132 |
| 2.11 | Evolution de la pression au niveau d'un nœud dans l'eau, juste devant le centre de la plaque piézoélectrique (point B de la figure 2.8). . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                  | 133 |
| 2.12 | Cartographie des champs de pression et de contrainte ( $T_{33}$ ) dans l'eau et la plaque piézoélectrique aux instants a) $t = 0.5T$ , b) $t = 3T$ et c) $t = 6T$ dans le cas bidimensionnel (modèle FD-PSTD). Les traits rouges représentent les électrodes qui couvrent intégralement les surfaces de la plaque piézoélectrique, perpendiculaires à l'axe de polarisation $x_3$ . . . .                                                                                                         | 133 |
| 2.13 | Evolution de la pression au niveau d'un nœud dans l'eau, juste devant le centre de la plaque piézoélectrique (point B de la figure 2.8). . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                  | 134 |
| 2.14 | Evolution des potentiels électriques situés au centre de la plaque piézoélectrique ( $x_1 = 0$ ), le long de l'axe $x_3$ , calculée par a) FE et b) FD-PSTD. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                              | 135 |
| 2.15 | Evolution du potentiel électrique sur l'axe central $x_3$ de la plaque piézoélectrique, $10 \mu m$ sous l'électrode supérieure (point A de la figure 2.8). . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                | 135 |
| 2.16 | Evolution du déplacement longitudinal sur l'axe central $x_3$ de la plaque piézoélectrique, $10 \mu m$ sous l'électrode supérieure (point A de la figure 2.8). . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                            | 136 |
| 2.17 | Evolution de la pression devant le centre de la plaque piézoélectrique calculée par la méthode FD-PSTD pour différents maillages. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                         | 138 |
| 2.18 | Evolution de la pression devant le centre de la plaque piézoélectrique calculée par la méthode FE pour différents maillages. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                              | 139 |
| 2.19 | Schéma de la structure du transducteur. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                   | 140 |
| 2.20 | Evolution de la pression dans l'eau devant le centre de la plaque piézoélectrique, avec et sans pertes mécaniques. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                        | 142 |

|      |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                             |     |
|------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 2.21 | Cartographie des champs de pression et de contrainte ( $T_{33}$ ) dans l'eau et le transducteur aux temps a) $t = 0.5T$ et b) $t = 3T$ . . . . .                                                                                                                                                                                                                            | 143 |
| 2.22 | Evolution de la pression dans l'eau devant le centre de la lame adaptatrice. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                        | 143 |
| 2.23 | Schéma de la plaque piézoélectrique polarisée suivant l'axe $x_3$ et étendue suivant $x_2$ . . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                        | 144 |
| 2.24 | Impédance électrique complexe de la plaque piézoélectrique dans l'eau, avec (gris) et sans (noir) pertes mécaniques. Résultats KLM (trait plein) et FD-PSTD (trait pointillé). . . . .                                                                                                                                                                                      | 146 |
| 2.25 | Impédance électrique complexe du transducteur muni d'un backing (noir), puis d'un backing et d'une lame adaptatrice (gris). Résultats KLM (trait plein) et FD-PSTD (trait pointillé). . . . .                                                                                                                                                                               | 146 |
| 3.1  | Solide axisymétrique dans un référentiel cylindrique, soumis aux contraintes normale $T_{zz}$ , tangentielle $T_{rz}$ , radiale $T_{rr}$ et orthoradiale $T_{\theta\theta}$ . . . . .                                                                                                                                                                                       | 154 |
| 3.2  | Schéma des grilles décalées en espace et en temps dans la configuration axisymétrique. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                              | 156 |
| 3.3  | Représentation des couches absorbantes appliquées à chaque grille de calcul du modèle axisymétrique. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                | 159 |
| 3.4  | Schéma de la demi-section du disque piézoélectrique et des deux électrodes métalliques (traits rouges) dont on néglige l'épaisseur. . . . .                                                                                                                                                                                                                                 | 161 |
| 3.5  | Evolution temporelle des déplacements suivant $u_z$ , calculés par les méthodes a) FD-PSTD et b) FE, ainsi que des potentiels électriques, calculés par les méthodes c) FD-PSTD et d) FE. Les valeurs sont relevées d'une face à l'autre du matériau piézoélectrique, le long de l'axe de révolution du disque (axe $u_z$ ), pendant 20 périodes d'excitation $T$ . . . . . | 161 |
| 3.6  | Evolution temporelle des déplacements suivant $u_z$ (à gauche) et des potentiels électriques (à droite), calculés dans le disque piézoélectrique au niveau de l'axe de révolution ( $u_z$ ), environ $5 \mu m$ sous l'électrode supérieure (point A de la figure 3.4), par la méthode FD-PSTD (trait plein) et par éléments-finis (traits pointillés). . . . .              | 162 |
| 3.7  | Evolution temporelle de la pression dans l'eau au niveau de l'axe de révolution, à $20 \mu m$ devant la surface du disque (point B de la figure 3.4), calculée par la méthode FD-PSTD (trait plein) et par éléments-finis (traits pointillés). . . . .                                                                                                                      | 163 |
| 3.8  | Schéma du transducteur focalisé par une lentille. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                   | 164 |
| 3.9  | Vue sous Matlab du modèle utilisé pour simuler le transducteur focalisé par une lentille (demi-section). . . . .                                                                                                                                                                                                                                                            | 165 |

---

|      |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                |     |
|------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 3.10 | Image du champ de pression dans l'eau prise à : a) $15 T$ ( $0,3 \mu s$ ), b) $30 T$ ( $0,6 \mu s$ ), c) $45 T$ ( $0,9 \mu s$ ), d) $60 T$ ( $1,2 \mu s$ ), e) $75 T$ ( $1,5 \mu s$ ), et f) $90 T$ ( $1,8 \mu s$ ). . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                   | 165 |
| 3.11 | Evolution temporelle de la pression au point focal. L'origine des temps correspond au début de l'excitation électrique du transducteur. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                | 165 |
| 3.12 | Enveloppe des maxima de pression calculés sur l'axe de révolution du transducteur (gauche), et suivant l'axe radial à la distance focale (droite).166                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                          |     |
| 3.13 | Vue a) du dessus de la structure fabriquée par sérigraphie et b) du transducteur plan obtenu. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                          | 167 |
| 3.14 | Courbes d'impédance électrique du transducteur plan, calculées dans l'eau par la méthode FD-PSTD (trait pointillé) et dans l'air par la méthode KLM (trait noir), autour de la fréquence d'antirésonance. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                              | 169 |
| 3.15 | Déplacements suivant l'axe de polarisation de la surface avant du transducteur soumis à une excitation impulsionnelle (gauche) et spectres associés (droite). . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                          | 170 |
| 3.16 | Vue du dispositif expérimental de mesure du déplacement au centre de la surface du transducteur immergé dans l'eau, à l'aide d'un laser Bossa-Nova (Tempo Laser Ultrasonic Receiver TEMPO-200- $5\mu m$ [7]). . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                          | 171 |
| 3.17 | Comparaison des courbes de déplacement expérimentale, mesurée à l'aide du laser, et théorique, calculée par la méthode FD-PSTD (gauche), ainsi que des spectres associés (droite). . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                     | 171 |
| 3.18 | Schéma du dispositif de mesure de la pression rayonnée par le transducteur.173                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                 |     |
| 3.19 | Comparaison des courbes expérimentale et théorique de la pression générée à 3 mm devant le centre de l'électrode supérieure (gauche), ainsi que des spectres associés (droite). . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                        | 173 |
| 4.1  | Schéma de principe de la méthode de dépôt de films épais de PZT par tamponnage : le moule de la plaque d'acier se remplit de pâte (1) puis le tampon de silicone s'abaisse sur la plaque (2) ; le tampon se relève avec l'empreinte de la forme que l'on souhaite imprimer (3) et se déplace au-dessus du substrat (4) ; le tampon s'abaisse à nouveau pour déposer la pâte sur le substrat (5) puis retourne en position initiale, tandis que le moule s'apprête à être à nouveau rempli de pâte (6). . . . . | 179 |
| 4.2  | Vue de la machine de tamponnage en position initiale. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                  | 180 |
| 4.3  | Vue de la plaque d'acier dans laquelle sont gravées les empreintes de l'électrode supérieure (à gauche) et de la couche piézoélectrique (à droite).180                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                         |     |
| 4.4  | Schéma du substrat incurvé (gauche) et photographie de quelques échantillons réalisés (droite) [2]. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                    | 182 |

---

|      |                                                                                                                                                                                                                    |     |
|------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 4.5  | Vue des échantillons de la catégorie a) A et b) D après la cuisson de l'électrode arrière d'or. . . . .                                                                                                            | 183 |
| 4.6  | Vue au microscope de l'électrode obtenue, après cuisson, à partir d'un dépôt de a) 4 et b) 16 couches d'or. . . . .                                                                                                | 183 |
| 4.7  | Schéma des différentes couches de PZT, d'or (Au) et d'argent (Ag) constituant le transducteur (à gauche), et vue du transducteur final (échantillon D15) avec les reprises de contact électrique (à droite). . . . | 184 |
| 4.8  | Courbes d'impédance électrique des structures A15-P, A22-P et A30-P mesurées dans l'air. . . . .                                                                                                                   | 187 |
| 4.9  | Courbes d'impédance électrique des structures A15-P et D15-P autour de la fréquence d'antirésonance, mesurées dans l'air. . . . .                                                                                  | 187 |
| 4.10 | Vue au microscope des électrodes supérieures d'argent de petit (gauche) et grand (droite) diamètre, respectivement 1,6 mm et 3,1 mm, déposées sur la couche active de PZT. . . . .                                 | 188 |
| 4.11 | Courbes d'impédance électrique des transducteurs D30-G et D30-P mesurées dans l'air autour de la fréquence d'antirésonance. . . . .                                                                                | 189 |
| 4.12 | Réponses électroacoustiques des transducteurs D30-G et D30-P mesurées à la distance focale de 9 mm (à gauche), excités par le générateur fabriqué au laboratoire, et spectres correspondants (à droite). . . . .   | 189 |
| 4.13 | Visualisation du signal d'excitation fourni par le générateur Avtech aux bornes du transducteur D30-P (à gauche), et de son spectre (à droite). . . .                                                              | 190 |
| 4.14 | Réponses électroacoustiques du transducteur D30-P mesurées à la distance focale (gauche), excité par le générateur du laboratoire ou un générateur Avtech, et spectres correspondants (droite). . . . .            | 190 |
| 4.15 | Réponse électroacoustique du transducteur A15-G mesurée à la distance focale (gauche), excité par le générateur Avtech, et spectre correspondant (droite). . . . .                                                 | 191 |
| 4.16 | Photographie du transducteur réalisé (à gauche) et vue au MEB d'une coupe transversale d'une structure identique (à droite). . . . .                                                                               | 193 |
| 4.17 | Photographie du transducteur final. . . . .                                                                                                                                                                        | 193 |
| 4.18 | Courbes d'impédance électrique expérimentales (traits bleus) et théoriques (KLM, traits rouges pointillés) du transducteur incurvé [2]. . . .                                                                      | 193 |
| 4.19 | Réponse électroacoustique expérimentale du transducteur incurvé (gauche), mesurée à la distance focale, et réponse en fréquence correspondante (droite). . . . .                                                   | 194 |

---

|      |                                                                                                                                                                                                                                                                                                       |     |
|------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 4.20 | Comparaison des courbes expérimentale et théorique de la réponse électroacoustique du transducteur incurvé mesurée à la distance focale (à gauche), et de leurs spectres (à droite). . . . .                                                                                                          | 195 |
| 4.21 | Comparaison des courbes expérimentale et théorique de la réponse impulsionnelle du transducteur incurvé (gauche), mesurée à la distance focale, et de leurs spectres (droite). . . . .                                                                                                                | 196 |
| 4.22 | Comparaison des maxima de pression dans l'axe du transducteur calculés par la méthode FD-PSTD et mesurés à l'aide de l'hydrophone. . . . .                                                                                                                                                            | 197 |
| 4.23 | Comparaison des maxima de pression à la distance focale, dans la direction perpendiculaire à l'axe central du transducteur, calculés par la méthode FD-PSTD et mesurés à l'aide de l'hydrophone. . . . .                                                                                              | 197 |
| 4.24 | Echographe haute résolution développé au laboratoire (à gauche), et détail de la sonde prête à l'utilisation (à droite). . . . .                                                                                                                                                                      | 199 |
| 4.25 | Images haute résolution <i>in vivo</i> présentant une coupe longitudinale (à gauche) et une coupe transversale (à droite) de la peau d'un avant-bras humain (dimensions : $5 \times 6$ mm <sup>2</sup> ) [2] . . . . .                                                                                | 199 |
| 5.1  | Schéma du processus de synthèse du sol. . . . .                                                                                                                                                                                                                                                       | 205 |
| 5.2  | Schéma de la structure du wafer après l'ajout de la barrière anti-diffusion de ZrO <sub>2</sub> (étape 1). . . . .                                                                                                                                                                                    | 207 |
| 5.3  | Schéma des couches métalliques de l'électrode arrière (étape 2). . . . .                                                                                                                                                                                                                              | 209 |
| 5.4  | Vue au microscope optique de l'électrode arrière de platine du réseau à 7 éléments. . . . .                                                                                                                                                                                                           | 209 |
| 5.5  | Masque de l'électrode supérieure du réseau annulaire à 11 éléments (gauche) et à 7 éléments (droite). Les masques sont définis à l'aide du logiciel AutoCAD. . . . .                                                                                                                                  | 210 |
| 5.6  | Schéma du film épais de PZT déposé par enduction centrifuge (étape 3). . . . .                                                                                                                                                                                                                        | 211 |
| 5.7  | Schéma du film épais de PZT découpé par attaque chimique (étape 4). . . . .                                                                                                                                                                                                                           | 213 |
| 5.8  | Schéma du film épais de PZT découpé par attaque chimique (étape 5). . . . .                                                                                                                                                                                                                           | 213 |
| 5.9  | Vue au microscope optique d'un réseau annulaire à a) 7 éléments et b) 11 éléments. Dans chaque cas la ligne de masse part vers le bas de l'image tandis que les lignes de contact des électrodes arrières sont visibles dans la partie haute de l'image, dépassant derrière la couche de PZT. . . . . | 213 |
| 5.10 | Courbes d'impédance expérimentale (traits bleus) et théorique (KLM, traits rouges) de l'élément central d'un réseau annulaire à 7 éléments, sans substrat de silicium, mesurées dans l'air autour de la fréquence d'antirésonance. . . . .                                                            | 214 |

---

|      |                                                                                                                                                                                                                                                                                       |     |
|------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 5.11 | Courbes d'impédance des anneaux d'un réseau annulaire à 7 éléments, sans <i>backing</i> de silicium, mesurées dans l'air autour de la fréquence d'antirésonance à l'aide d'un analyseur de spectre (HP4395). . . . .                                                                  | 217 |
| 5.12 | Courbes d'impédance des anneaux d'un réseau annulaire à 7 éléments, sans <i>backing</i> de silicium, calculées dans l'eau autour de la fréquence d'antirésonance pour la méthode FD-PSTD. . . . .                                                                                     | 217 |
| 5.13 | Réponses impulsionnelles (à gauche) des éléments 1 et 6 du réseau annulaire à 7 éléments, sans substrat de silicium, mesurées dans l'eau à 20 $\mu m$ du centre de l'élément, et spectres correspondants (à droite). . . . .                                                          | 219 |
| 5.14 | Evolutions de la pression dans l'eau, le long de l'axe central (à gauche), et dans la direction transversale à la distance focale (à droite), calculées par FD-PSTD pour les configurations à 7 et 11 éléments sans substrat de silicium. . . . .                                     | 219 |
| 5.15 | Evolutions de la pression dans l'eau, le long de l'axe central (à gauche), et dans la direction transversale à la distance focale (à droite), calculées par FD-PSTD pour les configurations sans substrat de silicium à 7 éléments séparés physiquement ou non séparés. . . . .       | 221 |
| 5.16 | Evolutions de la pression dans l'eau, le long de l'axe central (à gauche), et dans la direction transversale à la distance focale (à droite), calculées par FD-PSTD pour les configurations sans substrat de silicium à 11 éléments séparés, avec 5 éléments inactifs ou non. . . . . | 221 |



# Introduction générale

L'échographie est devenue la technique d'imagerie médicale la plus répandue, du fait de l'amélioration des performances et de la baisse des coûts des appareils. Au cours des 15 dernières années, le développement parallèle des systèmes d'imagerie et des transducteurs piézoélectriques a permis l'acquisition d'images de résolution croissante, qui se sont imposés comme un outil incontournable pour l'établissement de diagnostics dans de nombreux cas de pathologies. Le terme d'échographie haute résolution désigne aujourd'hui les systèmes d'imagerie ultrasonore qui permettent de différencier des structures dont l'écart est inférieur à la centaine de micromètres, ce qui implique l'utilisation de fréquences ultrasonores supérieures à 20 MHz et pouvant dépasser les 100 MHz. Les capacités d'investigation sont directement liées aux performances des transducteurs ultrasonores intégrés dans les systèmes d'imagerie, en particulier leur fréquence de résonance, leur bande passante et leur sensibilité. Pour atteindre ces hautes fréquences, les techniques conventionnelles de fabrication s'avèrent rapidement limitées, du fait des très faibles dimensions de la partie active des transducteurs. C'est pourquoi de nombreux travaux ont été menés ces dernières années pour mettre au point et améliorer des procédés de fabrication spécifiques aux hautes fréquences, comme la sérigraphie de films piézoélectriques ou le tamponnage (*pad-printing*). En parallèle, les développements récents dans le domaine des matériaux piézoélectriques tels que les nouvelles compositions de céramique, les mono-cristaux ou les piézo-composites, ont permis de concevoir des transducteurs de structures variées, comprenant un ou plusieurs éléments actifs, et couvrant un large panel d'applications dans une gamme de fréquences allant de 20 MHz à plus de 100 MHz.

Lors de la conception d'un transducteur, il est important d'adapter sa structure, sa géométrie ainsi que les matériaux qui le composent à l'application visée. Un trans-

ducteur mono-élément ayant une distance focale fixe pourra par exemple être suffisant pour obtenir des images satisfaisantes de structures fines comme le segment antérieur de l'œil ou les couches superficielles de la peau. Mais, selon les besoins, un transducteur multi-éléments peut être préférable, du fait de sa plus grande profondeur de champ permettant d'obtenir des images de structures plus étendues. C'est le cas notamment en imagerie du petit animal. Les équipes de recherche ont de plus en plus systématiquement recours aux outils de simulation pour déterminer de façon optimale les paramètres d'un résonateur électroacoustique en fonction des performances attendues du transducteur final. C'est dans cette perspective que s'inscrit ce travail de thèse, qui a pour but principal le développement d'un modèle numérique des transducteurs piézoélectriques. Ce modèle a été utilisé pour simuler le fonctionnement de plusieurs types de transducteurs haute fréquence (HF) fabriqués au cours de cette thèse, et pour étudier l'influence de différents paramètres sur leurs performances.

Il existe dans la littérature une très large documentation sur les transducteurs ultrasonores utilisés en imagerie médicale, ainsi que sur les modèles numériques qui permettent de simuler leur fonctionnement. Nous avons donc effectué dans le Chapitre I une synthèse des méthodes de caractérisation, de fabrication et de modélisation des transducteurs ultrasonores HF. Les techniques permettant de déterminer les caractéristiques des différents matériaux composant un transducteur sont tout d'abord exposées, suivies d'une présentation détaillée des principaux transducteurs HF fabriqués au cours des 10 dernières années et des matériaux spécifiques dont ils sont composés. Cette présentation couvre l'ensemble des catégories de transducteurs couramment utilisés en imagerie médicale : mono-éléments, réseaux annulaires, réseaux linéaires ou encore *phased-array*. Les différentes méthodes classiques permettant de modéliser la vibration et le champ acoustique rayonné par ces structures (schéma électrique équivalent KLM, différences-finies, éléments finis) sont présentées à la fin de ce premier chapitre.

Toutefois, chacune de ces méthodes a ses avantages et ses inconvénients, et le choix d'un modèle relève souvent d'un compromis entre la précision obtenue et les ressources en calcul nécessaires. Il est en général difficile de modéliser à la fois (*i.e.* avec le même modèle) le champ acoustique rayonné par un transducteur ultrasonore, qui peut se propager sur de longues distances, ainsi que la structure beaucoup plus petite du résonateur. Pour contourner ce problème, il est possible d'utiliser une première méthode numérique pour modéliser d'un côté les déplacements de la surface du transducteur, ou le champ proche généré par ces déplacements (en utilisant par exemple les éléments

finis), puis une seconde pour simuler d'un autre côté la propagation de ce champ dans le milieu environnant (à l'aide de différentes méthodes analytiques). Nous présentons dans le Chapitre II une nouvelle méthode hybride développée au cours de cette thèse, qui permet de simuler avec un même modèle à la fois la vibration d'un matériau piézo-électrique soumis à une excitation électrique, ainsi que la propagation sur de grandes distances des ondes acoustiques dans la structure et le milieu environnant. Cet algorithme temporel est issu d'un couplage entre un modèle pseudospectral de propagation mécanique et une résolution en différences-finies des équations de la piézoélectricité, tirant ainsi profit de façon optimale des avantages propres à chacune de ces deux méthodes. Une première structure vibrante, définie dans un référentiel cartésien, est simulée par l'algorithme hybride. Ses résultats sont comparés et validés à l'aide d'un logiciel d'éléments-finis.

Qu'il s'agisse de transducteurs mono-éléments ou de réseaux annulaires, de nombreux transducteurs utilisés en imagerie présentent une géométrie axisymétrique. Le Chapitre III détaille donc dans un premier temps l'adaptation de l'algorithme hybride à cette configuration. Les résultats obtenus sont alors à nouveau validés à l'aide d'un logiciel d'éléments-finis, puis des configurations simples de transducteurs plans, focalisés ou non par une lentille acoustique, sont modélisées. Les modèles temporels ne sont pas bien adaptés au calcul de paramètres fréquentiels comme l'impédance électrique d'un transducteur. Il est toutefois possible, en utilisant les résultats de notre algorithme, d'effectuer une conversion dans le domaine des fréquences. L'impédance électrique et la réponse électroacoustique d'un transducteur plan, fabriqué par sérigraphie et présentant une fréquence centrale de 30 MHz, ont ainsi été calculées à l'aide du modèle hybride et comparées aux résultats expérimentaux obtenus avec un hydrophone (mesure de la pression rayonnée) et un dispositif d'interférométrie optique (mesure des déplacements de la surface). L'influence de certains paramètres comme l'épaisseur des électrodes est également étudiée.

De nombreuses techniques sont classiquement utilisées pour fabriquer des transducteurs plans, comme la sérigraphie ou le coulage en bande. En imagerie médicale, il est toutefois nécessaire de focaliser le faisceau acoustique pour améliorer la résolution latérale et la sensibilité du transducteur, soit en lui ajoutant une lentille acoustique, soit en courbant mécaniquement sa couche active. Cette seconde solution est préférable en hautes fréquences du fait des distorsions et atténuations introduites par la lentille. Une nouvelle technique de tamponnage (*pad-printing*) est présentée dans le Chapitre

IV. Développée par la société InSensor A/S (Danemark), elle permet le dépôt de films épais sur des substrats incurvés, ainsi que celui d'autres éléments du transducteur. Cette technique a été utilisée au cours de ce travail de thèse pour fabriquer plusieurs configurations de transducteurs incurvés résonant autour de 30 MHz. À l'aide du modèle hybride, l'influence de nombreux paramètres sur les performances des différentes structures a été étudiée, comme l'épaisseur de chaque élément, la surface des électrodes ou encore le signal d'excitation. L'une de ces structures a été intégrée à un système d'imagerie développé au laboratoire pour obtenir des images haute résolution de la peau.

La profondeur de champ des transducteurs mono-éléments est toutefois limitée du fait d'une distance focale fixe. Les structures multi-éléments comme les réseaux annulaires sont une réponse à ce problème en permettant la défocalisation du faisceau sur toute la profondeur de l'objet sondé. Contrairement aux réseaux linéaires qui nécessitent des éléments de très faibles dimensions (de l'ordre de  $\lambda$ ), les réseaux annulaires restent relativement simples à fabriquer et génèrent de plus un champ acoustique axisymétrique qui offre une haute résolution latérale dans toutes les directions de l'espace. Une technique de fabrication mise au point à l'Université de Cranfield (Royaume-Uni) est détaillée dans le Chapitre V et a été suivie pour fabriquer plusieurs configurations de réseaux annulaires, qui ont ensuite été caractérisés et modélisés à l'aide de notre algorithme. Les premiers résultats théoriques et expérimentaux sont alors comparés afin de mettre en lumière l'influence de la taille des éléments sur les performances des réseaux, et dégager des pistes d'amélioration des structures.

# Chapitre 1

## Transducteurs ultrasonores haute-fréquence : caractérisation, fabrication et modélisation

Depuis une dizaine d'années, de nombreux travaux ont permis le développement de transducteurs ultrasonores haute-fréquence dans une gamme allant de 20 à 80 MHz. Cette évolution s'appuie principalement sur le développement de nouveaux matériaux, actifs ou passifs, dont les méthodes de caractérisation seront présentées dans la première partie de ce chapitre. Pour les applications liées à l'imagerie médicale, l'augmentation de la fréquence de fonctionnement est un enjeu critique pour améliorer la résolution des images et faciliter ainsi la détection et le diagnostic des pathologies sur les couches superficielles (peau, œil, ...). Mais plusieurs autres paramètres tels que la sensibilité ou la résolution spatiale doivent être pris en compte pour trouver les meilleurs compromis. Un état de l'art des principales réalisations de ces dernières années est effectué concernant les transducteurs piézoélectriques haute-fréquence, ainsi que les méthodes de fabrication utilisées. Certaines méthodes, classiques ou plus innovantes, ont permis la mise au point de prototypes performants ayant fait la démonstration de leur capacité d'acquisition d'images de bonne qualité, tandis que d'autres sont encore dans une phase expérimentale. Cette étude couvre une large variété de configurations, allant des transducteurs mono-éléments encore largement utilisés en imagerie, jusqu'aux configurations multi-éléments plus complexes telles que les réseaux annulaires ou barrettes linéaires.

La mise au point et l'optimisation de ces structures supposent le recours quasi systématique à différents outils de simulation. Certaines méthodes analytiques et numériques, classiquement utilisées pour la simulation des sondes ultrasonores, sont décrites. Nous avons choisi de présenter les méthodes rencontrées généralement dans la littéra-

ture et que nous avons nous-mêmes utilisées dans nos travaux. Les schémas électriques équivalents unidimensionnels sont par exemple des modèles simples et efficaces des structures vibratoires mono-éléments, pour lesquelles les phénomènes évoluant suivant l'axe longitudinal sont souvent prédominants. Pour les structures plus complexes telles que les réseaux linéaires ou annulaires, les méthodes d'éléments-finis ou de différences-finies sont largement utilisées, et servent de base à la mise au point de notre propre outil de simulation comme nous le verrons au Chapitre II.

## 1.1 Transducteurs haute-fréquence

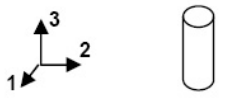
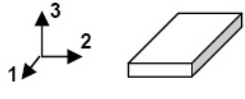
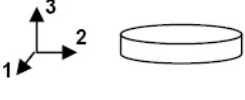
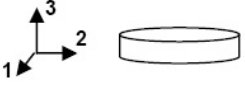
### 1.1.1 Matériaux piézoélectriques pour les applications haute-fréquence

#### 1.1.1.1 Spécifications

Les performances des matériaux piézoélectriques sont essentiellement évaluées à partir de trois principaux paramètres : le coefficient de couplage  $k$ , l'impédance acoustique  $Z$  et la permittivité diélectrique  $\epsilon$ . Le coefficient de couplage représente la capacité du matériau à convertir l'énergie électrique en énergie acoustique, et réciproquement. Il peut s'exprimer par :

$$k = \frac{E_m}{\sqrt{E_e E_d}} \quad (1.1)$$

avec  $E_m$ ,  $E_e$  et  $E_d$  les énergies mutuelles d'interaction élastique-électrique, élastique et diélectrique, respectivement. Il dépend donc directement des propriétés du matériau actif mais également de sa géométrie : suivant les dimensions de l'échantillon considéré vis-à-vis de l'axe de polarisation, différents coefficients sont privilégiés (tableau 1.1). Pour les applications médicales, les modes de vibration utiles sont en général colinéaires à la direction de polarisation, Il est également important de veiller à l'adaptation de l'impédance acoustique  $Z$  de l'élément actif à celle du milieu environnant, afin de favoriser le transfert de l'énergie acoustique de l'un à l'autre. En imagerie médicale le milieu est généralement de l'eau ou des tissus biologiques dont l'impédance acoustique est de l'ordre de 1,5 MRa. On peut voir sur la figure 1.2(a) qu'aucun matériau n'offre à la fois un bon couplage électromécanique et une faible impédance acoustique, c'est pourquoi un compromis doit être trouvé. On préfère souvent choisir un matériau ayant un fort coefficient de couplage malgré une impédance acoustique élevée, que l'on adapte ensuite à l'aide de lames intermédiaires.

| Forme de l'échantillon                                                            | Mode de résonance  | Direction de vibration                                                             | Coefficient de couplage                                       |
|-----------------------------------------------------------------------------------|--------------------|------------------------------------------------------------------------------------|---------------------------------------------------------------|
|  | Longitudinal       |  | $k_{33} = \frac{d_{33}}{\sqrt{s_{33}^E \epsilon_{33}^T}}$     |
|  | Transversal        |  | $k_{31} = \frac{d_{31}}{\sqrt{s_{11}^E \epsilon_{33}^T}}$     |
|  | Epaisseur          |  | $k_t = \frac{e_{33}}{\sqrt{c_{33}^D \epsilon_{33}^S}}$        |
|  | Radial ou Planaire |  | $k_p = k_{31} \sqrt{\frac{2}{1 + \frac{s_{12}^E}{s_{11}^E}}}$ |

$c_{ij}^D$  : coefficients du tenseur des rigidités à déplacement électrique constant ;  $s_{ij}^E$  : coefficients du tenseur des compliances à champ électrique constant ;  $d_{ij}$  : coefficients du tenseur piézoélectrique ;  $\epsilon_{ij}^T$ ,  $\epsilon_{ij}^S$  : permittivités diélectriques à contraintes ou déformations constantes ;  $e_{ij}$  : coefficients du tenseur piézoélectrique.

FIG. 1.1 – Coefficients de couplage électromécaniques privilégiés suivant la forme de l'échantillon, avec une polarisation selon l'axe 3 [1].

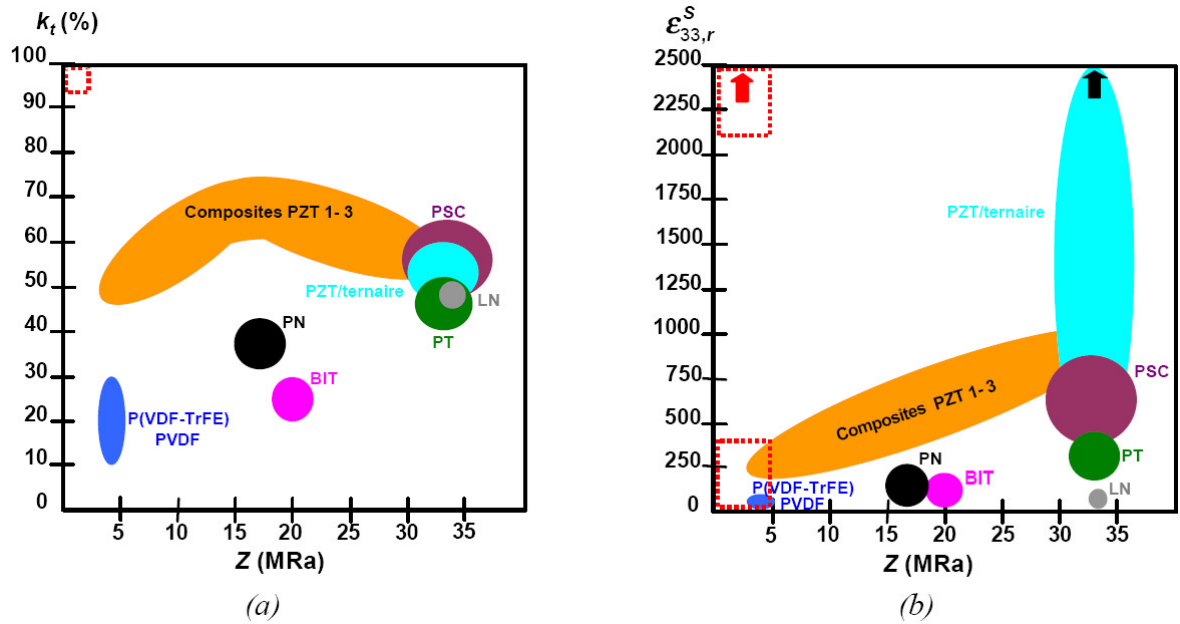


FIG. 1.2 – Schéma (a) du coefficient de couplage électromécanique en épaisseur  $k_t$  et (b) de la constante diélectrique à déformation constante  $\epsilon_{33,r}^S$  en fonction de l'impédance acoustique  $Z$  pour différents matériaux piézoélectriques [2].

Enfin, la permittivité diélectrique du matériau doit également satisfaire des conditions d'adaptation électrique pour que l'élément actif s'intègre dans un système électronique dont l'impédance électrique est typiquement de  $50 \Omega$ . Comme on peut le voir sur la figure 1.2(b), une très large plage de valeurs est couverte par l'ensemble des matériaux disponibles :

- PZT : Zirconate Titanate de Plomb,
- PT : Titanate de Plomb,
- PSC : Mono-cristaux à base de Plomb (PMN-PT, PZN-PT),
- LN : Niobate de Lithium,
- PN : Niobate de Plomb,
- BIT : Titanate de Bismuth,
- PVDF : Polymère,
- P(VDF-TrFE) : Co-polymère,
- Composites PZT 1-3 : Composites PZT / Polymère de connectivité 1-3.

Pour un transducteur mono-élément ayant une grande ouverture un matériau de faible permittivité peut être bien adapté, tandis qu'on s'orientera plutôt vers des valeurs de permittivité plus élevée pour les éléments d'un réseau, comme une barrette linéaire, ayant une ouverture beaucoup plus faible.

### 1.1.1.2 Caractérisation

Différentes méthodes sont utilisées pour caractériser les matériaux (passifs et actifs) et mesurer leurs principales propriétés. Lors de la conception d'un transducteur, c'est une étape indispensable car ses performances finales dépendent largement de la bonne adaptation acoustique et électrique de ses éléments passifs et actifs. Les principales méthodes de mesures classiquement utilisées vont être brièvement décrites, ainsi que les propriétés qui peuvent en être déduites.

#### *Matériaux passifs*

Concernant un échantillon d'un matériau passif (*backing* ou lame d'adaptation), deux propriétés essentielles doivent être déterminées : l'impédance acoustique et le coefficient d'atténuation. L'impédance acoustique  $Z$ , exprimée en Rayleigh (Ra), est déduite des mesures de la masse volumique  $\rho$  et de la vitesse de l'onde longitudinale  $v$  ( $Z = \rho v$ ). La masse volumique est obtenue généralement par une mesure directe de la masse et en utilisant le principe du théorème d'Archimède pour le volume. Parmi les méthodes existantes, la plus fréquemment utilisée pour calculer la vitesse se base sur la mesure du temps de vol  $\Delta t$  d'une onde ultrasonore, de fréquence connue, à travers l'échantillon à caractériser (méthode en transmission avec deux transducteurs ultraso-



nores). Connaissant l'épaisseur  $d$  de l'échantillon, la vitesse est simplement déduite de la relation  $v = d/\Delta t$ . Il est également possible de déterminer l'atténuation dans le matériau en enregistrant le signal transmis à travers deux échantillons, de même nature, mais d'épaisseurs  $d_1$  et  $d_2$  différentes (on s'affranchit de cette manière des problèmes de couplage entre les transducteurs et l'échantillon), puis en divisant leurs spectres pour obtenir la courbe fréquentielle d'atténuation (dans la bande passante des transducteurs utilisés) correspondant à la différence de trajet des ondes  $d = d_2 - d_1$ . Normalisée par rapport à la fréquence et à l'épaisseur traversée, le coefficient d'atténuation peut s'exprimer en dB/mm/MHz.

### Matériaux piézoélectriques

Les méthodes de caractérisation des matériaux actifs sont pour la plupart basées sur la mesure de l'impédance électrique du résonateur piézoélectrique en fonction de la fréquence [1]. L'équipement standard pour effectuer cette mesure est composé d'un analyseur de réseaux, muni d'un kit d'impédance. Le contact électrique avec l'échantillon est réalisé en exerçant une faible charge mécanique pour qu'il puisse être considéré en condition de résonateur libre. La figure 1.3(a) illustre ce dispositif dans le cas où les

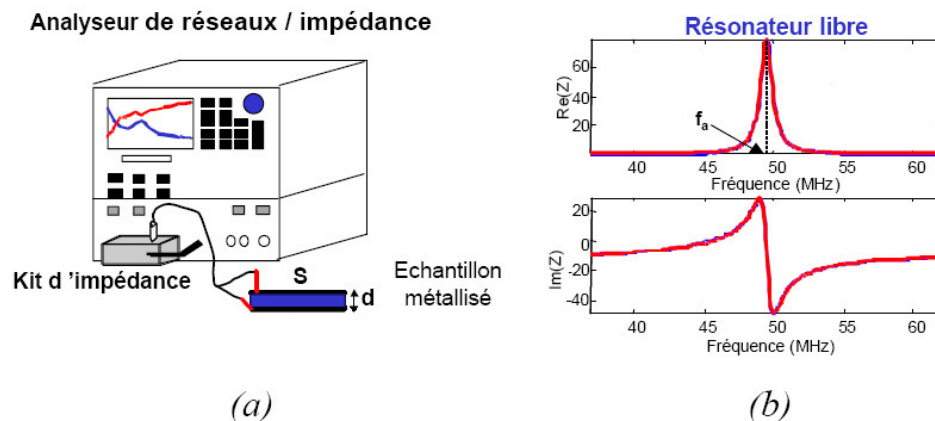


FIG. 1.3 – (a) Schéma du dispositif de mesure de l'impédance électrique d'un échantillon métallisé, d'épaisseur  $d$  et de surface  $S$ . (b) Exemple d'impédance complexe expérimentale d'un disque piézoélectrique en condition de résonateur libre à haute fréquence [3].

dimensions latérales de l'échantillon sont grandes devant son épaisseur. En exploitant la mesure des fréquences de résonance  $f_r$  et d'anti-résonance  $f_a$ , correspondant respectivement au maximum des parties réelles des courbes d'admittance et d'impédance (figure 1.3(b)), les propriétés électromécaniques de l'échantillon peuvent être extraites :

- la vitesse de propagation longitudinale des ondes ultrasonores :

$$v = 2df_a, \quad (1.2)$$

- avec  $d$  l'épaisseur de l'échantillon piézoélectrique,
- l'impédance acoustique qui peut en être déduite :

$$Z_a = \rho v, \quad (1.3)$$

- le coefficient de couplage électromécanique (mode épaisseur) :

$$k_t = \sqrt{\frac{\pi f_r}{2 f_a} \cotan\left(\frac{\pi f_r}{2 f_a}\right)}, \quad (1.4)$$

- la permittivité diélectrique :

$$\epsilon^S = \frac{C_0 d}{S}, \quad (1.5)$$

avec  $S$  la surface métallisée et  $C_0$  la capacité mesurée grâce à l'analyseur en dehors de la résonance, où le matériau se comporte comme un condensateur plan (mesure généralement effectuée à la fréquence  $2f_a$ ),

- le facteur de pertes mécaniques du matériau :

$$\delta_m = \frac{\Delta f}{f_a}, \quad (1.6)$$

avec  $\Delta f$  la largeur à mi-hauteur du pic d'anti-résonance,

- les pertes diélectriques  $\delta_e$  qui apparaissent sous la forme d'un décalage sur les courbes de résistance (mesure également effectuée à  $2f_a$ ).

Les pertes sont en général introduites dans les paramètres mécaniques et diélectriques des matériaux, ce qui se traduit par une partie imaginaire des coefficients de rigidité (pertes mécaniques) :

$$\tilde{c}^E = c^E(1 + j\delta_m), \quad (1.7)$$

et de la permittivité (pertes diélectriques) :

$$\tilde{\epsilon}^S = \epsilon^S(1 - j\delta_e). \quad (1.8)$$

De nombreux travaux [3, 4, 5] ont étudié l'introduction de ces pertes dans la modélisation d'un résonateur piézoélectrique. Les équations permettant un calcul plus rigoureux de l'impédance électrique y sont développées et peuvent être introduites dans un modèle de type KLM (paragraphe 1.2.1), ce qui améliore la caractérisation des matériaux actifs. De manière générale, les pertes mécaniques sont plus importantes et seront prises en compte par la modèle numérique développé dans ce travail de thèse (voir Chapitre II).

### 1.1.2 Transducteurs mono-éléments

La recherche a été très active au cours des 20 dernières années pour concevoir des transducteurs mono-éléments haute-fréquence toujours plus performants en essayant de limiter les coûts de fabrication. Les principales applications visées sont le contrôle non-destructif et l'imagerie médicale. De très nombreux prototypes ont ainsi été mis au point pour des gammes de fréquences variant de 20 MHz jusqu'à plus de 200 MHz. Malgré les excellents résultats de certains travaux, la nécessité de baisser le coût de fabrication et de permettre une reproductibilité et un bon contrôle des performances de chaque échantillon a poussé les chercheurs et industriels à explorer de nombreuses possibilités, tant au niveau de la structure du transducteur que des matériaux utilisés, ainsi que des techniques de fabrication mises en œuvre.

#### 1.1.2.1 Propriétés et structures des transducteurs mono-élément

Les propriétés d'un transducteur sont en grande partie liées à sa structure et à la géométrie de chacun de ses composants. Pour bien comprendre l'influence de chaque partie sur les performances de l'ensemble, nous allons tout d'abord rappeler les principales caractéristiques globales d'un transducteur avant de présenter plus en détails les effets liés à chaque élément.

##### *Propriétés d'un transducteur*

La performance d'un transducteur s'évalue selon plusieurs propriétés : fréquence de résonance, bande passante, sensibilité, résolutions axiale et latérale et profondeur de champ. D'autres paramètres peuvent intervenir suivant les applications comme l'encombrement ou la robustesse (mécanique, thermique), mais nous nous limiterons au cas général. La mesure de l'ensemble de ces paramètres nécessite à la fois l'étude directe du champ de pression créé par le transducteur (diagramme de rayonnement) ainsi que sa réponse électroacoustique.

La mesure du champ de pression peut être obtenue en effectuant un balayage devant le transducteur suivant les 3 dimensions  $(x, y, z)$  à l'aide d'un hydrophone (mesure en transmission) ou d'une cible (bille) de très faible diamètre devant la longueur d'onde (mesure en émission-réception). L'amplitude maximale du signal reçu est mesurée en chaque point des axes de balayage et permet de tracer le diagramme de rayonnement du transducteur dont sont issues les courbes de la figure 1.4. On peut déduire de ces courbes la résolution latérale, généralement mesurée à la distance focale  $z = F$  dans le cas d'un transducteur focalisé, ainsi que la profondeur de champ du faisceau (dans la zone focale). Ces propriétés sont définies à la mi-hauteur des tensions électriques

(V) maximales mesurées en émission-réception, ce qui correspond à une amplitude du champ acoustique réduite de -6 dB.

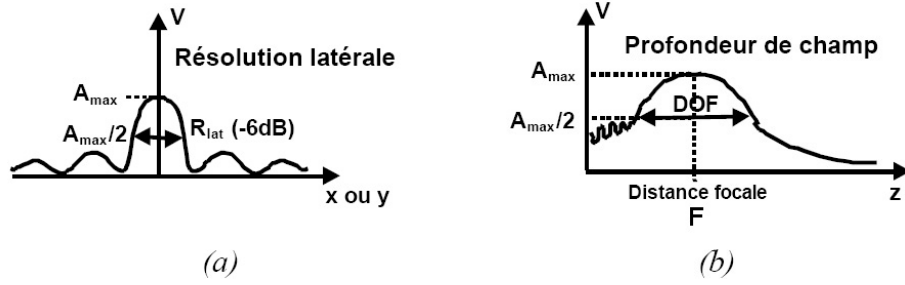


FIG. 1.4 – Courbe d'évaluation de (a) la résolution latérale ( $R_{lat}$ ) et de (b) la profondeur de champ (DOF) du champ de pression rayonné.

Ces méthodes nécessitent une faible dimension de la cible par rapport à la longueur d'onde pour qu'elle puisse être considérée ponctuelle (précision de la mesure, diffraction) et sont donc parfois difficiles à mettre en œuvre en haute fréquence ( $>20$  MHz). Pour des fréquences élevées, on utilise également une évaluation directe de la résolution sur les images échographiques d'un fantôme incluant des fils de tungstène dont les différents diamètres et espacements sont connus.

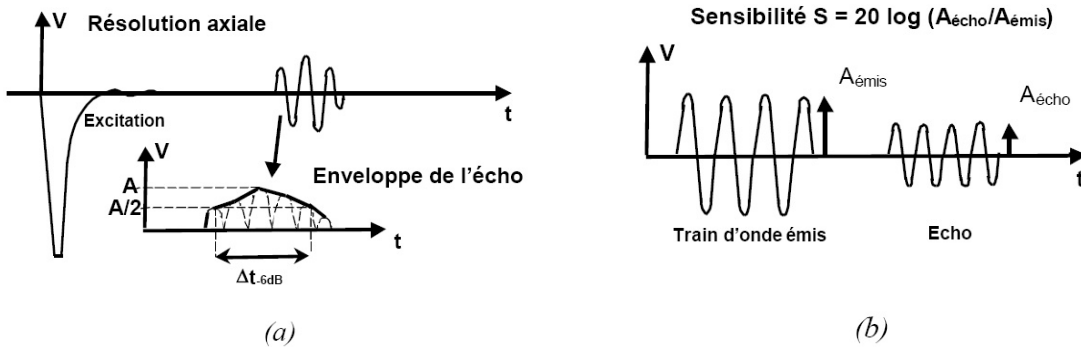


FIG. 1.5 – Calculs de (a) la résolution axiale et de (b) la sensibilité d'un transducteur.

La cible ponctuelle peut être remplacée par une cible plane (miroir acoustique) de diamètre supérieur au faisceau acoustique créé par le transducteur. Avec ce dispositif fonctionnant en émission-réception, on mesure alors sa réponse électroacoustique (figure 1.5). La mesure de l'écho obtenu par l'excitation impulsionnelle du transducteur, comme illustré sur la figure 1.5(a), permet de calculer sa résolution axiale  $R_{ax}$  à partir de la vitesse de propagation  $v$  des ondes acoustiques dans le milieu de propagation et de la durée  $\Delta t_{-6dB}$  de l'écho à -6 dB :

$$R_{ax} = \frac{v \times \Delta t_{-6dB}}{2}. \quad (1.9)$$

De plus, la bande passante du transducteur est définie comme la largeur à mi-hauteur de la transformée de Fourier de cet écho. Une large bande passante est donc directement liée à une bonne résolution axiale du transducteur. En remplaçant l'excitation impulsionnelle par un train d'onde il est également possible de calculer la sensibilité de la sonde en émission-réception (exprimée en dB). Comme indiqué sur la figure 1.5(b), elle est déterminée par le rapport des amplitudes du train d'onde reçu sur celle du train d'onde émis à la fréquence centrale de fonctionnement du transducteur. Du fait de la diminution de l'énergie du signal utile, cette caractéristique est souvent donnée sous le terme de pertes d'insertion ou IL (*Insertion Loss*).

### *Description générale des transducteurs mono-éléments*

Les transducteurs mono-élément sont composés d'un élément actif piézoélectrique unique, souvent couplé à un ou plusieurs éléments passifs pour optimiser les performances de la structure finale. A ce jour, ils sont largement utilisés en imagerie médicale haute-résolution. En fonction de l'application du transducteur, certaines propriétés décrites précédemment sont privilégiées. Pour les applications en imagerie médicale, de très bonnes résolutions axiale (large bande passante) et latérale sont nécessaires, tout en gardant une bonne sensibilité. Pour cela, l'augmentation de la fréquence de fonctionnement permet d'améliorer la résolution axiale, mais elle s'accompagne d'une augmentation de l'atténuation dans le milieu sondé (tissus biologiques). Il est donc indispensable d'optimiser le choix des différents éléments constitutifs du transducteur, en particulier les éléments passifs pour trouver, par exemple, le meilleur compromis entre les résolutions et la sensibilité. Comme on peut le voir sur la figure 1.6, on utilise

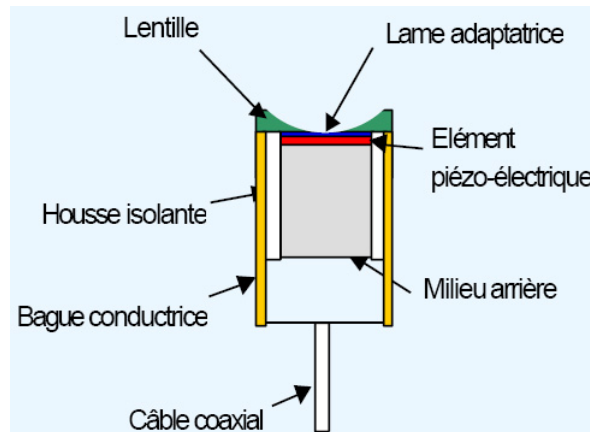


FIG. 1.6 – Schéma d'un transducteur mono-élément plan, dont l'élément piézoélectrique (rouge) est déposé sur un milieu arrière absorbant et qui est adapté acoustiquement au milieu de propagation à l'aide d'une lame adaptatrice (bleue). Le faisceau acoustique est focalisé par une lentille (verte) qui participe de l'adaptation acoustique de la sonde [3].

en général un milieu arrière absorbant (ou *backing*) pour amortir les ondes se propageant vers l'arrière de l'élément piézoélectrique, tandis qu'on favorise le transfert des ondes vers le milieu de propagation en accolant une ou plusieurs lames adaptatrices. Une lentille peut également être ajoutée pour focaliser les ondes acoustiques et ainsi améliorer la résolution latérale ainsi que la sensibilité dans la zone focale. Pour finaliser le transducteur, il ne reste ensuite qu'à reprendre les contacts électriques sur les électrodes de l'élément piézoélectrique et placer la structure dans une housse isolante et un boîtier métallique.

### *Influence de l'élément actif*

Comme décrit précédemment, les performances d'un transducteur peuvent s'évaluer selon de nombreux paramètres. Ces paramètres sont tous plus ou moins liés à la fréquence de fonctionnement de la sonde, d'où l'importance de concevoir de façon précise son élément actif. La fréquence des ondes émises est en effet directement liée à l'épaisseur de la couche piézoélectrique, allant de quelques MHz pour les céramiques ferroélectriques dont l'épaisseur se compte en millimètres, jusqu'à des fréquences proches du GHz pour des couches minces dont le dépôt ne dépasse pas le micromètre. Au cours des 5 dernières années les fréquences couramment utilisées pour l'imagerie haute-résolution s'étalent sur une gamme plus restreinte entre 30 et 80 MHz pour les transducteurs mono-éléments, ce qui correspond à des épaisseurs du matériau piézoélectrique comprises entre 20 et 80  $\mu m$ . L'un des défis majeurs des applications haute-fréquences est lié au coefficient de couplage électromécanique de la couche piézoélectrique, qui doit être suffisamment élevé pour assurer une bonne sensibilité du transducteur. En effet, si ce coefficient de couplage du mode épaisseur - celui utilisé pour les fines couches actives des mono-éléments - est en général très élevé pour des céramiques ferroélectriques massives, résonant à basse fréquence ( $k_t \approx 0.5$ ), il peut être beaucoup plus faible pour des couches minces vibrant à très hautes fréquences ( $k_t < 0.3$ ). Comme nous le verrons au paragraphe suivant, de nombreux travaux ont donc été menés pour améliorer ces performances et concevoir des matériaux piézoélectriques fonctionnant à haute fréquence et offrant un bon coefficient de couplage.

En plus de la nature de l'élément actif, sa géométrie est également très importante pour assurer un bon fonctionnement du transducteur. Le problème est ici le couplage entre les modes axial et latéral au sein du matériau piézoélectrique, qui nécessite qu'une dimension soit largement privilégiée par rapport à une autre pour limiter l'influence du mode parasite. La plupart des sondes dédiées à l'imagerie exploitent le mode de fonctionnement en épaisseur. On considère en général que le mode épaisseur (ou mode piston) est obtenu lorsque la géométrie de l'élément actif présente un ratio

largeur/épaisseur supérieur à 10. La fréquence de résonance recherchée a donc également un effet sur la largeur minimale de l'élément piézoélectrique, ce qui peut être de toute première importance lorsque l'on cherche à mettre au point des sondes très fines, par exemple en imagerie invasive pour les sondes intra-veineuses.

De nombreux travaux ont été menés depuis les années 1980 et ont permis l'émergence et le développement très rapide de méthodes permettant de modifier la structure de la couche active pour optimiser ses propriétés piézoélectriques. Les matériaux composites piézoélectriques sont ainsi de plus en plus utilisés ces dernières années pour obtenir des résonateurs avec de bons coefficients de couplage et une impédance acoustique relativement faible. Comme nous le verrons au paragraphe suivant, l'agencement particulier des différentes phases du matériau doit être précisément contrôlé pour favoriser un mode de fonctionnement tout en atténuant la perturbation des modes parasites. Les dimensions sont donc ici aussi très importantes et conditionnent la fréquence de fonctionnement du transducteur. En marge de ce domaine en plein essor, des travaux innovants sont également menés sur la modification locale des propriétés d'une couche piézoélectrique. Shung *et al.* [6] ont ainsi mis au point une technique d'inversion de la polarisation d'un mono-cristal de niobate de lithium à l'aide d'un contrôle très précis de la température appliquée sur l'une des faces de la couche piézoélectrique. En créant de cette manière un transfert d'énergie du mode de vibration fondamentale vers le second harmonique, ils ont pu atteindre une fréquence de résonance de 60 MHz.

### *Influence des éléments passifs*

Les éléments passifs ont également un rôle très important pour assurer une bonne performance du transducteur. En particulier, outre le fait qu'il sert de support mécanique à la couche piézoélectrique (qui peut être de très faible épaisseur), le *backing* permet d'absorber les ondes se propageant vers l'arrière de la sonde pour éviter qu'elles ne perturbent le champ émis en face avant. Pour atténuer les échos de retour à l'intérieur de l'élément actif, le *backing* doit être acoustiquement bien adapté à ce dernier et doit avoir une épaisseur et une atténuation suffisante pour amortir complètement les ondes qui s'y propagent. C'est pourquoi on utilise souvent un *backing* très épais par rapport à la couche active et présentant un coefficient d'atténuation élevé pour pouvoir être considéré comme un milieu semi-infini. Cela permet de raccourcir la durée du signal émis vers la face avant et ainsi d'augmenter la résolution axiale et la bande passante du transducteur. En contrepartie, jusqu'à 50% de l'énergie, dans le cas d'une adaptation idéale (impédances du *backing* et de l'élément piézoélectrique identiques), sera dissipée dans le *backing*, d'où une réduction de la sensibilité de la sonde.

C'est exactement le contraire en face avant avec l'utilisation de lames adaptatrices

dont le but est de transmettre le maximum d'énergie acoustique de l'élément actif vers le milieu de propagation. Il est pour cela nécessaire d'utiliser des matériaux présentant de faibles pertes et des propriétés mécaniques permettant une bonne adaptation d'impédance acoustique entre la couche piézoélectrique, d'impédance souvent élevée ( $>30$  MRa), et le milieu sondé qui est en général un tissu biologique ou de l'eau d'impédance beaucoup plus faible (1,5 MRa). Le tableau 1.1 résume les formules introduites par Desilets [7] pour le calcul de l'impédance d'une ou deux lames dans en régime impulsionnel. Ces lames ont en général une épaisseur proche du quart de la longueur d'onde dans le milieu, cette condition n'étant exacte qu'en régime harmonique, et permettent d'augmenter la résolution axiale. Elles peuvent également servir d'isolation électrique et de protection vis-à-vis du milieu environnant.

TAB. 1.1 – Calcul de l'impédance  $Z_i$  de la lame adaptatrice  $i$  en fonction de celle du milieu piézoélectrique ( $Z_p$ ) et du milieu extérieur ( $Z_e$ ), dans le cas d'une adaptation à une ou deux lames [7].

| Configuration | $Z_1$                 | $Z_2$               |
|---------------|-----------------------|---------------------|
| Une lame      | $(Z_p Z_e^2)^{1/3}$   | -                   |
| Deux lames    | $(Z_p^4 Z_e^3)^{1/7}$ | $(Z_p Z_e^6)^{1/7}$ |

Enfin, il est souvent utile de focaliser le faisceau acoustique à une distance précise devant la sonde pour augmenter sa sensibilité en concentrant l'énergie acoustique, et de la même manière diminuer la taille de la tâche focale pour augmenter la résolution latérale du transducteur. Cette focalisation peut être effectuée à l'aide d'une lentille que l'on ajoute en face avant (figure 1.6), de forme convexe ou concave suivant que les ondes se propagent plus ou moins vite dans la lentille que dans le milieu de propagation. La lentille doit permettre une transmission optimale des ondes acoustiques, mais l'atténuation du matériau utilisé, n'étant pas négligeable à haute fréquence, devient un véritable problème lorsque la distance focale ( $F$ ) est très courte par rapport au diamètre actif ( $D$ ) de l'élément piézoélectrique ( $f_{\#} = F/D$  est proche de 1), puisque les bords de la lentille sont alors très épais. Il en résulte un effet d'apodisation du champ acoustique qui dégrade la sensibilité du transducteur. C'est pourquoi une autre méthode consiste à focaliser directement la couche piézoélectrique (figure 1.7), ce qui permet de se passer de lentille mais nécessite des matériaux et des procédures de fabrication spécifiques.

De nombreux paramètres doivent donc être pris en compte lors de la conception d'un transducteur haute-fréquence car tous les éléments ont une influence sur ses performances finales. Mais la couche active reste la partie la plus importante et la plus contraignante au niveau de sa réalisation. Pour fabriquer des transducteurs performants, il est avant tout nécessaire d'utiliser pour l'élément actif des matériaux qui ont



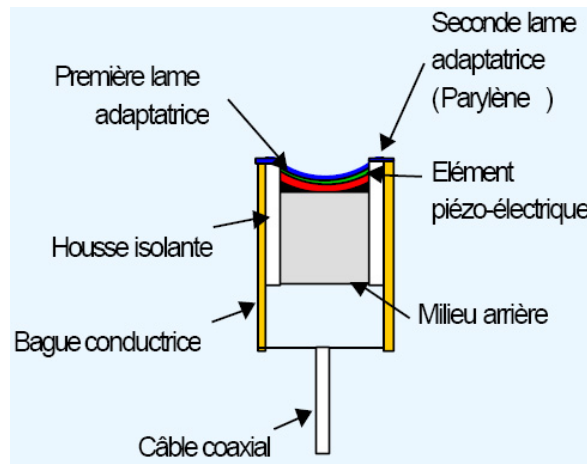


FIG. 1.7 – Schéma d'un transducteur mono-élément pré-focalisé [3].

de bonnes propriétés piézoélectriques. Il est donc intéressant de présenter les différents matériaux utilisés ces dernières années pour les applications haute-fréquences, avant de donner de façon synthétique un aperçu des performances atteintes par les transducteurs réalisés.

#### 1.1.2.2 Matériaux piézoélectriques pour la haute-fréquence

Les premiers matériaux utilisés pour les applications ultrasonores étaient les cristaux naturellement piézoélectriques comme le quartz. Mais du fait de leur faible coefficient de couplage électromécanique on leur préfère aujourd'hui, en général, des matériaux rendus artificiellement piézoélectriques à l'aide d'un fort champ électrique (polarisation), comme les matériaux ferroélectriques. De très nombreuses études ont été menées ces dernières années pour optimiser les matériaux utilisés classiquement en haute-fréquence ou pour en concevoir de nouveaux plus performants. Il y a à peine 5 ans, le niobate de lithium (LN) était encore le mono-cristal de choix pour la fabrication de transducteurs HF très performants [6, 8] puisqu'il offrait les meilleurs compromis : une bonne tenue à l'usinage permettant d'obtenir des éléments de faibles épaisseurs, résonant à hautes fréquences ( $>60$  MHz) tout en conservant de bonnes propriétés piézoélectriques ( $k_t \approx 49\%$ ). Plusieurs équipes ont obtenu depuis des meilleures performances avec d'autres matériaux ou optimisent leurs propriétés, comme nous allons le voir.

##### *Mono-cristaux PMN-PT et PZN-PT*

D'autres mono-cristaux ont été utilisés et mis à l'épaisseur par usinage pour la haute-fréquence, comme en particulier le PMN-PT et le PZN-PT. Leur principal avantage est qu'ils présentent d'excellentes propriétés piézoélectriques ( $d_{33} > 1500$  pC/N). Les ré-

cents travaux de Zhou *et al.* [9, 10] sur des applications de très petites tailles (sondes invasives de  $400\ \mu\text{m}$  d'ouverture) ont permis d'obtenir de fines couches de mono-cristaux d'environ  $40\ \mu\text{m}$ , vibrant au-delà de 40 MHz, avec des coefficients de couplage électromécaniques ne descendant pas en dessous de 55% pour le PMN-PT ( $k_t=58\%$  à l'état brut et massif, avant usinage). Mais leur fabrication est coûteuse et du fait d'une température de Curie relativement faible ( $T_c=131\ ^\circ\text{C}$ ), l'usinage peut provoquer une dépolarisation partielle ainsi qu'une modification de la phase cristalline du matériau. Cela peut également générer des contraintes internes qui dégradent notablement ses propriétés piézoélectriques. Zhou [9] étudie par exemple l'effet d'une préfocalisation mécanique d'une couche de  $50\ \mu\text{m}$  de PMN-PT et évalue à 10% la perte au niveau du couplage électromécanique par rapport à la même couche non préfocalisée. La très faible épaisseur de la couche peut également être critique du fait d'une réorganisation cristallographique qui apparaît dès lors que l'on atteint des valeurs de l'ordre de quelques centaines de micromètres, ce qui peut fortement altérer les propriétés électromécaniques du matériau [11].

### *Dépôts fins de ZnO*

L'utilisation de techniques d'usinage devient difficile ou préjudiciable à haute fréquence car on détériore les propriétés piézoélectriques des matériaux, ainsi que leur tenue mécanique dans le cas des céramiques ferroélectriques, formées de grains dont le diamètre moyen peut varier de  $100\ \text{nm}$  à quelques micromètres. C'est pourquoi le dépôt de couches très fines de ZnO est une voie très intéressante pour les applications en très hautes fréquences. Des épaisseurs d'environ  $14\ \mu\text{m}$  ont par exemple permis d'obtenir des fréquences de résonance supérieures à 200 MHz [12, 13, 14], très bien adaptées aux applications d'imagerie cellulaire (flux sanguin, détection de cancers). De plus, il est possible de déposer le ZnO sur des substrats très divers et des surfaces directement incurvées. Une couche de  $18\ \mu\text{m}$  a ainsi été déposée sur un substrat conducteur d'aluminium préfocalisé [15] pour une fréquence de résonance proche de 110 MHz (figure 1.8). Mais le ZnO présente des propriétés piézoélectriques relativement faibles et les  $k_t$  obtenus sont de l'ordre de 28%. De plus, sa permittivité diélectrique est très faible ( $\epsilon_r=8$ ), d'où des difficultés liées à l'adaptation électrique du capteur dans la chaîne de mesure.

### *Films épais de PZT*

Les films épais sont des couches dont les épaisseurs varient de 1 à  $100\ \mu\text{m}$ , entre celles des couches minces submicroniques et des céramiques massives. Contrairement à certaines céramiques ou mono-cristaux qui peuvent être mis en forme puis collés sur

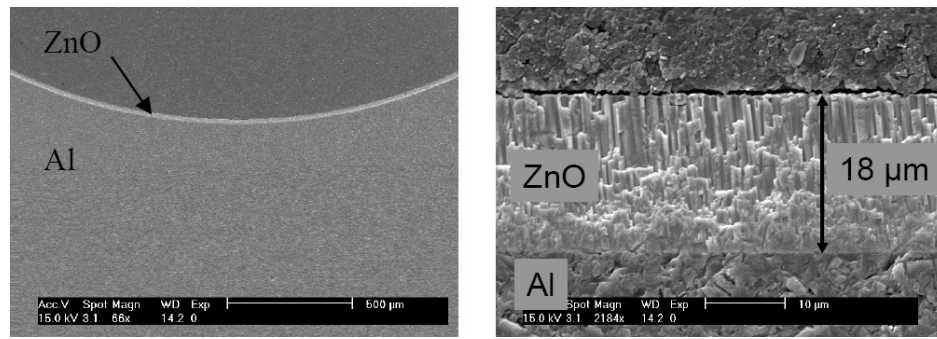


FIG. 1.8 – Images MEB d’une coupe du transducteur préfocalisé montrant la courbure du substrat d’aluminium (gauche), ainsi qu’un agrandissement de la couche de ZnO (droite) [15].

un milieu arrière (*backing*), les films épais sont généralement directement déposés sur un substrat. Ils sont réalisés à partir d’une poudre de PZT que l’on mélange, entre autres, à un liant organique, pour obtenir dans un premier temps une pâte visqueuse. Cette viscosité est un paramètre important à adapter suivant la technique de dépôt utilisée, comme nous le verrons dans le paragraphe suivant. De nombreuses études ont été menées et se poursuivent pour améliorer les propriétés de ces films épais, tant au niveau de la fabrication des poudres et de la pâte que du choix du procédé de dépôt. La distribution granulométrique est par exemple un élément clé des propriétés du film ; une étude [16] montre que les propriétés d’un film à base de PZT sont optimales lorsqu’on utilise une poudre avec une large distribution granulométrique. Un autre paramètre important est la température élevée de frittage du film. Pour éviter une migration du plomb vers le substrat et des particules métalliques des électrodes vers la couche active on ajoute une barrière anti-diffusion (Au, Cr, Zr) [17, 18], ainsi que des additifs comme l’oxyde de plomb PbO, dans des proportions optimisées pour diminuer la température de frittage sans dégrader les performances du film épais. Sa composition est ainsi préservée et il peut être polarisé à plus haute tension, d’où une amélioration de ses propriétés piézoélectriques. Enfin les contraintes induites dans le film ont aussi une forte influence sur ses performances en terme de transduction. Ong *et al.* [19] montrent en effet une corrélation entre la diminution des propriétés piézoélectriques et l’intensité des contraintes résiduelles dans le film, particulièrement fortes dans le cas de dépôts fins. D’autres travaux [20] mettent en évidence l’influence de la nature du contact (total ou avec friction) entre le film épais et son substrat, empêchant plus ou moins la déformation latérale de la structure piézoélectrique, et créant ainsi des contraintes latérales qui dégradent la valeur de  $d_{33}$  suivant l’épaisseur du film épais. La porosité peut également être un facteur permettant de diminuer ces contraintes entre le film et le substrat [21].

Tous ces paramètres ont été pris en compte dans de nombreux travaux pour permettre l'élaboration de films épais performants, notamment par la voie sol-gel composite initiée par Barrow *et al.* [22]. Cette méthode consiste à mélanger une poudre de céramique avec le 'sol'. Une pâte plus visqueuse est ainsi obtenue et permet de déposer des couches de quelques micromètres à plusieurs dizaines de micromètres. Des dépôts denses et homogènes de PZT ont été obtenus par Wang [23] avec des poudres très fines (grains d'environ 100 nm). Duval *et al.* [24] ont également obtenu des dépôts épais tout en évitant la formation de *cracks* lors du frittage. Ils mettent au point des films de bonne densité (porosité <10%) grâce à une méthode d'infiltrations intermédiaires qu'ils optimisent pour obtenir des couches de plusieurs dizaines de microns avec un  $d_{33}=60$  pC/N, malgré des températures de frittage relativement basses (710 °C). Des travaux plus récents [21, 25, 26], basés sur des procédés de fabrication similaires, ont également permis d'obtenir des films épais de PZT performants avec des couplages électromécaniques de 39%, grâce notamment à l'utilisation d'infiltrations finales plutôt qu'intermédiaires (figure 1.9).

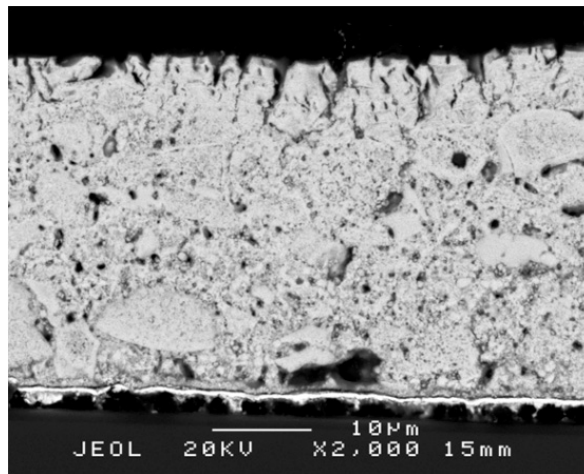


FIG. 1.9 – Image MEB d'une coupe d'un film épais de composite sol-gel de PZT déposé par trempage-retrait [21].

### Matériaux sans plomb

Les céramiques de type PZT ont une forte teneur en plomb, qui peut représenter jusqu'à 50% de leur masse. Du fait de sa toxicité, de nombreux pays et organisations tendent à limiter l'utilisation du plomb, d'où le développement ces dernières années de matériaux performants moins toxiques. Des mono-cristaux de type  $\text{LiNbO}_3$  et  $\text{KNbO}_3$  [27] apparaissent comme de très bonnes alternatives puisqu'ils présentent des coefficients de couplage à haute fréquence similaires à ceux du PZT ( $k_t \approx 50\%$ ) ainsi que des permittivités assez faibles ( $\epsilon^S/\epsilon_0 \approx 39$ ), ce qui en fait des candidats parfaits pour la fabrication de transducteurs mono-élément HF à grande ouverture. Wu *et al.* [28]

ont également étudié et mis au point des matériaux de type  $\text{KNaNbO}_3$  (plus précisément  $(\text{K}_{0.5}\text{Na}_{0.5})_{0.97}\text{Li}_{0.03}(\text{Nb}_{0.9}\text{Ta}_{0.1})\text{O}_3$ ,  $\text{K}_{0.5}\text{Na}_{0.5}(\text{Nb}_{0.94}\text{Sb}_{0.06})\text{O}_3$  ou  $\text{K}_{0.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_3 + 0.5 \text{ mol\% } \text{MnO}_2$ ) qui ont permis d'obtenir des coefficients de couplages  $k_t$  proches de 50% et des fréquences de résonance supérieures à 40 MHz.

### *Piézo-composites*

Les matériaux composites piézoélectriques sont l'un des domaines les plus prometteurs dans l'amélioration future des transducteurs ultrasonores haute-fréquence ( $\approx 50$  MHz). Les nombreuses innovations quant aux méthodes de fabrication ont permis d'obtenir des structures résonant à haute fréquence avec d'excellents coefficients de couplage. Ces composites sont des milieux biphasiques constitués de polymère et de céramique (typiquement du PZT). Ils sont caractérisés par leur connectivité [29] qui décrit l'arrangement spatial des phases dans le matériau composite. La connectivité 1-3, représentée sur la figure 1.10 par des barreaux de céramiques dans une matrice polymère, et l'une des plus utilisée en imagerie avec les composites 2-2 (juxtaposition de plaques de céramique et de polymère). Les propriétés du composite varient selon la

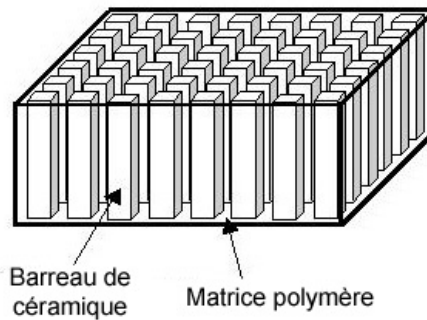


FIG. 1.10 – Schéma d'une plaque composite piézoélectrique de connectivité 1-3.

fraction volumique de céramique dans le matériau et la composition de chaque phase. Des fractions volumiques allant de 20 à 70% permettent d'obtenir des coefficients de couplage supérieurs à ceux des céramiques seules [30, 31] tout en gardant une impédance plus faible (de 10 à 25 MRa) grâce au polymère. Cette phase passive permet également d'atténuer les modes latéraux mais ces derniers ne sont pas négligeables. Ils sont notamment créés par la vibration latérale de la phase polymère et sont amplifiés par la périodicité de la structure. La fréquence du premier mode latéral  $f_l$  peut être reliée à la vitesse latérale  $v_t$  des ondes dans le polymère et à l'épaisseur de la découpe  $d_p$  par la formule empirique suivante [32] :

$$f_l = \frac{v_t}{2\sqrt{2d_p}}. \quad (1.10)$$

Une découpe fine permet ainsi de repousser les modes parasites plus haut en fréquence et éviter qu'ils interfèrent avec le mode épaisseur. Pour obtenir des piézo-composites résonant à haute fréquence, il est donc nécessaire de repousser toujours plus haut ces modes parasites et d'effectuer des découpes de plus en plus fines à mesure que l'épaisseur du matériau diminue. Cet effet d'homothétie s'applique également à la phase piézoélectrique puisqu'on considère en général qu'un rapport de 5 entre les dimensions axiales et latérales des éléments actifs est nécessaire pour assurer une bonne transduction [31]. Ces matériaux se sont révélés très performants pour obtenir par usinage de hauts coefficients de couplage ( $k_t > 0.50$ ) à des fréquences supérieures à 40 MHz [33].

De nombreux travaux se sont également penchés sur les problèmes liés au mauvais état de surface des composites, qui rend parfois difficile le dépôt des électrodes très fines. En effet, la différence de comportement mécanique entre la céramique et le polymère peut rendre cette surface très inégale. Une machine d'usinage de très haute précision a par exemple été utilisée [34] pour obtenir une rugosité de la surface d'un composite 1-3 inférieure à  $3\ \mu m$  et un nivelage des piliers de céramiques et du polymère avec une précision de  $1\ \mu m$ . Cette précision devient nécessaire pour des fréquences de l'ordre de 50 MHz où l'épaisseur du matériau composite est de l'ordre de seulement quelques dizaines de micromètres. Une étude [35] a par ailleurs montré que la procédure d'usinage est optimale lorsque le plateau abrasif utilisé est fait de verre, suffisamment plat et lisse pour que les particules abrasives (particules de  $Al_2O_3$  de  $3\ \mu m$ ) puissent se répartir uniformément. Cela permet de déposer les électrodes sur des surfaces planes et lisses et obtenir de bons contacts électriques.

Dans la perspective d'augmenter la fréquence de fonctionnement des futurs transducteurs, on s'aperçoit que les méthodes de découpe classiques sont rapidement limitées par les dimensions de la scie (disque diamanté). Sa largeur minimale est d'environ  $15\ \mu m$ , ce qui a tout de même permis d'atteindre des fréquences de l'ordre de 40 MHz, au prix d'une faible fraction volumique [36]. Une méthode originale a également été mise au point à partir d'une technique *Dice-and-Fill* pour améliorer la bande passante d'une céramique de  $PbTiO_3$  [37]. Le principe est de creuser des trous en forme de V dans la céramique sur environ la moitié de son épaisseur. Cette modification de la géométrie de la couche active crée des résonances à différentes fréquences et augmente la bande passante du matériau. Le transducteur obtenu ainsi que ses performances seront décrits plus en détails au paragraphe suivant.

Ainsi, l'utilisation de découpes à la scie est encore largement répandue dans la fabrication de matériaux composites piézoélectriques HF, du fait de sa simplicité et de son faible coût, mais d'autres techniques donnent accès à des séparations de quelques micromètres seulement. Un piézo-composite 1-3 à base de PZT a ainsi été fabriqué à

l'aide de moules de polymère de haute précision [33], permettant d'obtenir une séparation de l'ordre de  $6\ \mu m$  des piliers de céramique (pour une fréquence de résonance de l'ordre de 40 MHz). Les méthodes basées sur des moules permanents ou sacrificiels présentent tout de même certains inconvénients. Pour des composites haute-fréquence, les éléments de céramiques sont très fins et peuvent être endommagés lors de la phase de démoulage. De même, lorsque le moule est détruit, la solution utilisée peut réagir avec certains composants de la céramique et dégrader ses propriétés. Une méthode appelée *Viscous Polymer Processing* (VPP) a permis de mettre au point des céramiques plus rigides [31] résistant mieux au démoulage.

Mais d'autres procédés de fabrication ont été exploités avec succès telle que l'utilisation de la découpe par laser. Elle consiste à envoyer une succession d'impulsions laser sur une très petite surface du matériau pour échauffer brutalement la zone éclairée et provoquer l'éjection de la matière. Une découpe d'une largeur de  $13\ \mu m$  a été réalisée sur une céramique de PZT-5A [38] sans endommagement du matériau ni dépolarisation partielle. Avec une périodicité spatiale (*pitch*) de  $65\ \mu m$  et une épaisseur de  $170\ \mu m$ , le composite obtenu ne vibre qu'à 10 MHz mais la technique peut être utilisée pour des dimensions plus faibles et des fréquences plus élevées.

Une technique récente appelée PC-MUT (*Piezo-Composite Microfabricated Ultrasound Transducer*), basée sur un procédé de photolithographie, a été utilisée avec des mono-cristaux de PMN-PT pour fabriquer des composites 1-3 présentant de très bonnes propriétés [32, 39]. La découpe est effectuée par la technique DRIE (*Deep Reactive Ion Etching*) qui permet une séparation des piliers de céramiques de l'ordre de  $4\ \mu m$ . Une

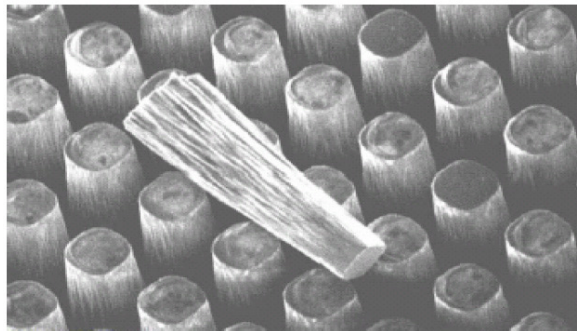


FIG. 1.11 – Piliers de PMN-PT mono-cristallin obtenus par une découpe de type DRIE, utilisés pour la fabrication d'un piézo-composite 1-3 [39].

fraction volumique de PMN-PT de 60% est ainsi obtenue (la phase polymère est une résine epoxy) pour une épaisseur de  $40\ \mu m$  de la couche composite après affinage mécanique pour une fréquence de résonance à 40 MHz. Cette technique a ainsi permis de fabriquer une structure compacte HF caractérisée par un très bon coefficient de couplage électromécanique de 71%. A ce jour, ces sont les meilleurs matériaux piézo-

électriques, du fait de leurs hautes performances, pour les applications haute-fréquence au-delà de 40 MHz. Le tableau comparatif 1.2 permet de résumer les performances obtenues avec les principaux matériaux utilisés en haute-fréquence.

### *Films polymères et co-polymères*

Ces films ont été les premiers utilisés dans beaucoup d'applications dédiées à l'imagerie HF, et ils le sont encore grâce à leur faible épaisseur, adaptée aux hautes fréquences, et leur flexibilité qui peut être exploitée pour donner une forme particulière à la couche active. Les films polymères de polyfluorure de vinilydène (PVDF) possèdent une faible impédance acoustique ( $Z = 4 \text{ MRa}$ ) qui leur offre une bonne adaptation acoustique avec le milieu extérieur en imagerie médicale. Ils sont de plus peu chers à fabriquer pour des épaisseurs variant de 6 à 25  $\mu m$ , mais ont un coefficient de couplage faible ( $k_t < 20\%$ ), de fortes pertes diélectriques ainsi qu'une faible permittivité ( $\epsilon_r \approx 6$ ), ce qui les rend peu adaptés à la fabrication de réseaux linéaires ou *phased array*. Récemment, un mono-élément ayant une large bande passante (10-150 MHz) et des résolutions axiale et latérale de 100  $\mu m$  et 31  $\mu m$  a ainsi été obtenu [40] en déposant un film de 9  $\mu m$  de PVDF sur un substrat pré-focalisé ( $R = 2,38 \text{ mm}$ ). Les films co-polymères P(VDF-TrFe) ont un  $k_t$  plus élevé (20-30%) et ont également permis la réalisation de transducteurs mono-élément ou de réseaux annulaires [27].



TAB. 1.2 – Tableau récapitulatif des performances des matériaux utilisés pour la fabrication de transducteurs HF décrits dans la littérature.

|    | Matériau              | Méthode de fabrication | $a$ ( $\mu m$ ) | $f_c$ (MHz) | $k_t$ (%) | $d_{33}$ (pC/N) | $Z_a$ (MRa) | $\epsilon_r$ | Ref. |
|----|-----------------------|------------------------|-----------------|-------------|-----------|-----------------|-------------|--------------|------|
| 1  | ZnO                   | pulvérisation          | 14              | 215         | 28        | -               | 36          | -            | [12] |
| 2  | ZnO                   | pulvérisation          | 18              | 95-110      | 28        | -               | 36          | 8            | [15] |
| 3  | PMN-PT (Mono-cristal) | usinage                | 50              | 44          | 55        | 1430            | 37          | 797          | [9]  |
| 4  | PZN-PT (Mono-cristal) | usinage                | 40              | 43          | 52        | 1720            | 34          | 1000         | [10] |
| 5  | KNaNbO <sub>3</sub>   | usinage                | 45-73           | 40          | 42-47     | 109-245         | 18-30       | 327-1426     | [28] |
| 6  | PZT                   | sérigraphie            | 40-60           | -           | 45-49     | -               | -           | 400-630      | [41] |
| 7  | PZT                   | trempe-retrait         | 40              | 30          | 39        | -               | -           | 340          | [25] |
| 8  | PZT                   | enduction centrifuge   | 60              | 40          | -         | -               | -           | 780          | [42] |
| 9  | PZT                   | enduction centrifuge   | 7               | 204         | 34        | -               | -           | -            | [43] |
| 10 | PZT * (1-3)           | moulage                | 30-60           | 37          | 51        | 130             | 17          | 460          | [33] |
| 11 | PMN-PT * (1-3)        | DRIE **                | 40              | 40          | 71        | -               | -           | 500          | [39] |

$a$  : épaisseur de la couche piézoélectrique ;  $f_c$  : fréquence centrale de résonance ;  $k_t$  : coefficient de couplage électromécanique du mode épaisseur ;  $d_{33}$  : coefficient piézoélectrique suivant l'axe de polarisation ;  $Z_a$  : impédance acoustique de la couche active.

\* : composite piézoélectrique dont la connectivité est précisée entre parenthèses.

\*\* : technique appelée *Deep Reactive Ion Etching* permettant la découpe en phase sèche du matériau à l'aide d'un faisceau d'ions.

### 1.1.2.3 Fabrication et performances des transducteurs haute-fréquence

Nous avons présenté les principaux matériaux piézoélectriques utilisés en haute fréquence. Ils ont été utilisés dans de nombreux travaux pour mettre au point des transducteurs HF, suivant différentes techniques de fabrication. Les principales réalisations de ces dernières années vont à présent être décrites, en particulier dans le domaine de l'imagerie médicale, et leurs performances seront détaillées. Le tableau récapitulatif 1.3 permet de comparer ou d'évaluer le potentiel des différentes sondes pour l'acquisition d'images de bonne qualité.

#### *Transducteurs à base de céramique mono-cristalline obtenue par affinage mécanique*

L'affinage mécanique (ou *lapping*) est une technique d'usinage qui a permis d'obtenir de bons résultats à haute fréquence grâce à la mise à épaisseur de mono-cristaux. Dès 2003, le Niobate de Lithium  $\text{LiNbO}_3$  (NL), qui présente un coefficient de couplage élevé ( $k_t = 49\%$ ), est utilisé dans la fabrication de transducteurs performants dans la gamme 20-80 MHz [8] avec des épaisseurs de mono-cristal de 30 à 90  $\mu\text{m}$ . La découpe étant forcément plane, il est nécessaire de focaliser les ondes devant le transducteur. Pour cela, une technique d'emboutissage sphérique a été utilisée pour focaliser directement la couche active, évitant ainsi l'ajout d'une lentille. Le mono-cristal se fissure (micro-cracks, figure 1.12) sous l'effet des contraintes mécaniques, mais il est maintenu par le substrat et les résultats montrent une perte de sensibilité assez faible ( $< 1.5$  dB) pour le transducteur. La focalisation mécanique directe de la couche active, combinée au dépôts de deux lames adaptatrices pour l'adaptation acoustique avec l'eau, a permis d'obtenir un transducteur à base de LN large-bande (73% à -6 dB) présentant une fréquence centrale de 78 MHz, avec une très bonne sensibilité (pertes d'insertion  $\text{IL} = -13.5$  dB) et un  $f_{\#} = 2$  [8].

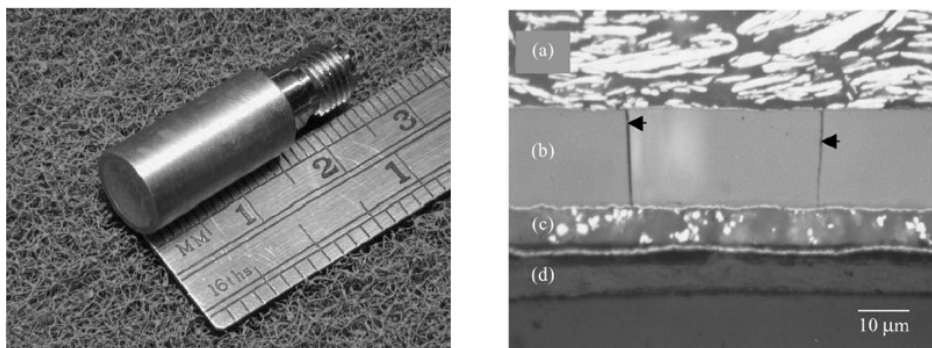


FIG. 1.12 – Image du transducteur préfocalisé mécaniquement (gauche) et vue en coupe de ses différentes couches (droite) : le *backing* (a), la couche active de  $\text{LiNbO}_3$  (b) dont les fissures sont fléchées, la lame adaptatrice de polymère epoxy chargé à la poudre d'argent (c), et la lame de parylène (d) [8].

Cette technique a également été utilisée avec des mono-cristaux de type PZN-PT et PMN-PT pour profiter des très bonnes propriétés piézoélectriques de ces matériaux ( $k_t = 53 - 58\%$ ) en haute fréquence. Des transducteurs fonctionnant dans une gamme de fréquences autour de 45 MHz ont ainsi été obtenus [9, 10] avec de très bonnes pertes d'insertion ( $IL > -17$  dB). L'usinage et l'emboutissage, qui créent un échauffement et des contraintes au sein de la couche active, peuvent tout de même dégrader ses propriétés et une dépolarisation partielle du matériau (accentuée par sa faible température de Curie :  $T_C = 131$  °C pour le PMN-PT) peut être observée, nécessitant une repolarisation finale. Des travaux basés sur l'utilisation de matériaux sans plomb de type  $\text{KNaNbO}_3$  décrivent la fabrication de transducteurs fonctionnant à 40 MHz, caractérisés par une bande passante à -6 dB (60-70%) plus large que celle des transducteurs à base de mono-cristal PMN-PT, mais une sensibilité légèrement plus faible ( $IL > -22$  dB) [28].

Des structures un peu moins conventionnelles basées sur des mono-cristaux de LN ont également été développées pour tirer profit des harmoniques de plus hautes fréquences, jusqu'à 60 MHz, générées par la couche piézoélectrique [6, 44]. De larges bandes passantes (jusqu'à 80% à -6 dB) ont pu être obtenues mais la difficulté de conception de tels prototypes ainsi que leur sensibilité relativement moyenne ( $IL = -28$  dB) les rendent moins attractifs pour une production à grande échelle.

### *Films fins de ZnO incurvés*

Shung *et al.* [12, 13, 14] ont exploité le mode épaisseur de fines couches de ZnO, déposées par la projection sur un substrat des particules de zinc à l'aide d'un magnétron *sputtering*, pour obtenir des fréquences de résonances allant jusqu'à plus de 200 MHz. L'un des grands intérêts de cette technique, outre le fait de pouvoir obtenir des dépôts fins et homogènes sur de larges surfaces, est de permettre le dépôt sur des surfaces incurvées. Ainsi une couche de  $14 \mu\text{m}$  a été déposée (figure 1.13) sur des dômes sphériques de parylène (jouant le rôle de lame adaptatrice), le tout monté sur un *backing* d'Epoxy pour obtenir des transducteurs avec un  $f_{\#} = 1$  et une fréquence de résonance de 215 MHz, bien adaptée à l'imagerie cellulaire. Toutefois, le couplage électromécanique  $k_t$  d'une telle couche n'était que de 28%, de même que la bande passante à -6 dB. De meilleurs résultats ont été obtenus avec un dépôt légèrement plus épais ( $18 \mu\text{m}$ ) sur un substrat pré-focalisé d'Aluminium et l'ajout d'une lame adaptatrice de Parylène [15]. La fréquence de résonance des échantillons ne varie plus que de 96 à 109 MHz mais la bande passante augmente jusqu'à 52%. Les résolutions axiales et latérales sont de l'ordre de  $15 \mu\text{m}$  mais les pertes d'insertion sont relativement élevées. Cette méthode permet ainsi de monter haut en fréquence mais elle est trop longue pour une production industrielle, la formation de la couche active nécessitant jusqu'à 48h de dépôt. Cette

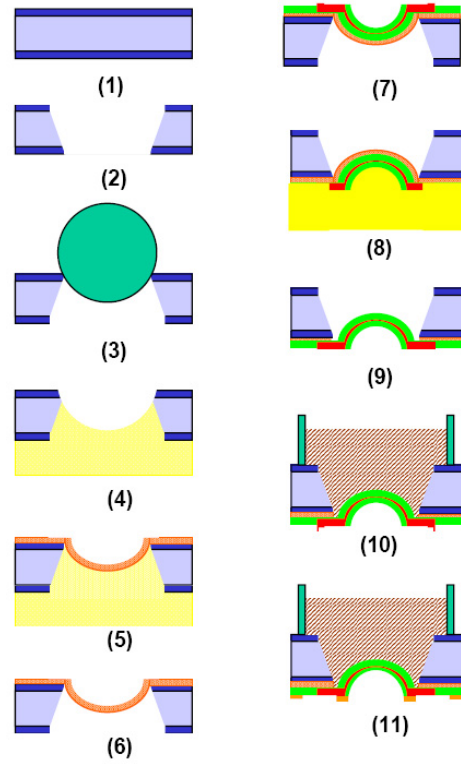


FIG. 1.13 – Schéma de la méthode de fabrication d'un transducteur focalisé à base de ZnO. Découpe du substrat de silicium et moulage de la courbure du transducteur (1-4). Dépôt de  $8\ \mu\text{m}$  de parylène et retrait du moule (5-6). Dépôt de  $13\ \mu\text{m}$  de ZnO et des électrodes de  $0.5\ \mu\text{m}$  d'aluminium (7). Retournement sur une plaque de verre et retrait du support de Parylène par DRIE (8-9). Remplissage de la cavité par un matériau atténuant de résine epoxy chargée à la poudre d'argent (10). Dépôt en face avant d'une lame adaptatrice de  $3\ \mu\text{m}$  de Parylène (11) [13].

méthode a notamment été reprise pour la fabrication d'un transducteur multi-éléments à 100 MHz [45].

Cette technique de dépôt est très intéressante de par sa capacité à fabriquer des couches uniformes sur des surfaces incurvées, ce qui n'est pas faisable avec la plupart des autres techniques utilisées classiquement pour la fabrication de transducteurs. Une nouvelle méthode basée sur le tamponnage (ou *pad-printing*) présente également cet avantage et sera décrite en détails au Chapitre IV.

#### *Transducteurs à base de films épais piézoélectriques*

Les films épais, généralement à base de PZT, sont utilisés dans de nombreuses applications comme les capteurs, actionneurs ou micro-pompes [46]. Cela est possible en combinant les films épais de grandes surfaces avec une électronique de type MEMS intégrée directement dans un substrat de silicium. Ces dépôts peuvent en effet être effectués sur différents substrats dont le silicium, qui doit être protégé de la diffusion du plomb, mais aussi l'aluminium qui offre une bonne adhérence et une bonne rigidité, ou le verre utile en optoélectronique. Il existe plusieurs techniques de dépôts des films épais comme le coulage en bande (*tape-casting*), la sérigraphie (*screen-printing*), l'enduction centrifuge (*spin-coating*) ou le trempage-retrait (*dip-coating*). Du fait des faibles coûts et des bonnes propriétés, fiables et répétables, des films obtenus, la sérigraphie est la technique la plus utilisée dans l'industrie [41]. Elle consiste à déposer sur un substrat plan une *pâte piézoélectrique* relativement visqueuse, comme vue précédemment, à l'aide d'une raclette et d'une grille servant de masque pour donner sa forme au dépôt. La pulvérisation (*spray-printing*) est une technique plus rarement utilisée qui consiste à projeter la pâte fluide sous forme de fines gouttelettes sur le substrat. Elle permet des dépôts rapides sur de larges dimensions mais la porosité du film obtenu est souvent très importante, d'où des caractéristiques piézoélectriques faibles [47]. Toutefois, un transducteur à large bande passante (78% à -6 dB), fonctionnant à 36 MHz, a été fabriqué [48] par la pulvérisation de 30  $\mu m$  de PZT sur un substrat fin (40  $\mu m$ ) de polymère ou de métal. L'épaisseur finale du transducteur reste inférieure à 100  $\mu m$ , ce qui en fait un film flexible à faible impédance acoustique, bien adapté à l'imagerie des tissus biologiques.

D'une façon générale, des transducteurs très variés ont été obtenus avec ces différentes techniques de dépôt. L'enduction centrifuge d'un substrat de résine epoxy par une pâte sol-gel composite de PZT, recouverte d'une lame adaptatrice de parylène, a permis d'obtenir un transducteur [42] résonant à 40 MHz, avec une bande passante à -6 dB de 75%. C'est la technique également utilisée par Dorey *et al.* pour mettre au point le premier prototype de transducteur haute-fréquence [43]. Avec un dépôt de 7

$\mu\text{m}$  sur un wafer de silicium, il obtient un transducteur fonctionnant à 204 MHz. La procédure utilisée est une succession de dépôts et d'infiltrations avec le sol pur, suivies de phases d'évaporation des constituants organiques et du frittage final, pour obtenir un film de porosité inférieure à 10%. D'autres techniques peuvent être employées pour essayer de diminuer la porosité des films comme le pré-traitement ultrasonore ou la mise sous pression du dépôt avant la phase de séchage pour éliminer les poches de gaz introduites lors de la déposition. Cela s'est avéré efficace dans le cas de la sérigraphie de PZT-5A [49] pour améliorer la densité du film et obtenir un  $d_{33}=290$  pC/N pour un transducteur dédié au CND. Des transducteurs performants ont également été fabriqués par le trempage-retrait d'un substrat de PZT poreux incurvé (jouant le rôle de *backing* adapté acoustiquement) dans une solution sol-gel composite de PZT [50]. La fréquence de résonance ne dépasse pas 20 MHz mais le dépôt de 40  $\mu\text{m}$  est dense, une porosité de 11% ayant été obtenue en n'effectuant que des infiltrations finales. De même que la porosité, la présence de *cracks* dans le dépôt est une des difficultés de ces techniques de fabrication, puisque ces derniers peuvent fortement dégrader les performances du film épais, voire favoriser un court-circuit entre les électrodes lors de la phase de polarisation.

### *Transducteurs à base de piézo-composites*

De nombreuses techniques ont été développées pour fabriquer des matériaux composites adaptés à la haute-fréquence. L'utilisation de moules de polymères de haute précision a par exemple permis l'élaboration d'un composite 1-3 formé de piliers de PZT d'une largeur de 12  $\mu\text{m}$  séparés par 6  $\mu\text{m}$  de polymère [33]. Le retrait des excès de céramique et de polymère, de même que la mise à épaisseur, se fait par affinage mécanique (*lapping*). Un transducteur à 37 MHz a été obtenu de cette façon avec des résolutions axiale et latérale de 150 et 250  $\mu\text{m}$  respectivement, et une bande passante à -6 dB de 60%.

Une méthode originale, évoquée au paragraphe précédent, a été mise au point à partir d'une technique *Dice-and-Fill* pour améliorer la bande passante d'une céramique de  $\text{PbTiO}_3$  [37], en creusant des trous en forme de V sur la surface du matériau. Dans la pratique, il est difficile d'usiner des trous en V car cela demande une scie spéciale. C'est pourquoi de simples crêneaux sont creusés avec une scie de 20  $\mu\text{m}$  sur une profondeur de 70  $\mu\text{m}$ , dans une plaque de céramique  $\text{PbTiO}_3$  de 150  $\mu\text{m}$ . Les creux sont remplis d'un polymère de poudre d'argent et de résine epoxy, pour obtenir au final un matériau proche d'un composite 2-2. Après ajout d'un *backing* d'Epoxy et de deux lames adaptatrices (dont une première lame de même composition que la phase passive du composite, la seconde étant du Parylène), une bande passante à -6 dB de 92%

est obtenue, tandis qu'elle est seulement de 56% pour un transducteur utilisant une céramique équivalente sans usinage. Même si la fréquence centrale mesurée n'est que de 15 MHz, cette technique s'avère efficace pour améliorer fortement la bande passante du transducteur et peut être appliquée à plus haute fréquence.

Les composites 1-3 sont les plus performants pour obtenir des transducteurs de bonne sensibilité du fait de leurs hauts coefficients de couplage électromécanique pour le mode épaisseur, mais les modes latéraux peuvent dégrader leurs performances. On cherche donc en général à repousser ces modes vers les plus hautes fréquences, en dehors de la bande passante du transducteur, grâce à des largeurs de découpe très fines. Cette largeur étant limitée dans le cas des découpes à la scie, une configuration originale a été mise au point pour atténuer les modes latéraux au lieu de les repousser. Brown *et al.* utilisent une technique d'usinage classique, de type *Dice-and-Fill*, pour fabriquer un composite formé de piliers de PZT-5H de section triangulaire (figure 1.14). Cette structure s'avère efficace pour diminuer les effets de périodicité et répartir l'énergie des modes latéraux sur un spectre plus large. Cette diffusion de l'énergie permet d'atténuer plus rapidement les vibrations latérales dans le composite. Un composite similaire, formé de piliers de section carrée, est également fabriqué à titre de comparaison, et chacun des matériaux est focalisé avec une courbure de 9 mm et monté sur un *backing* de résine epoxy. Une fréquence de résonance de 40 MHz est alors obtenue, avec une bande passante à -6 dB de 55% pour la configuration triangulaire, alors qu'elle n'est que de 20% dans le cas des piliers de forme carrée. Toutefois, des pertes d'insertion relativement élevée de -31 dB sont obtenues avec la découpe triangulaire (IL=-25 dB pour la configuration carrée), du fait d'une faible fraction volumique de céramique (25%).

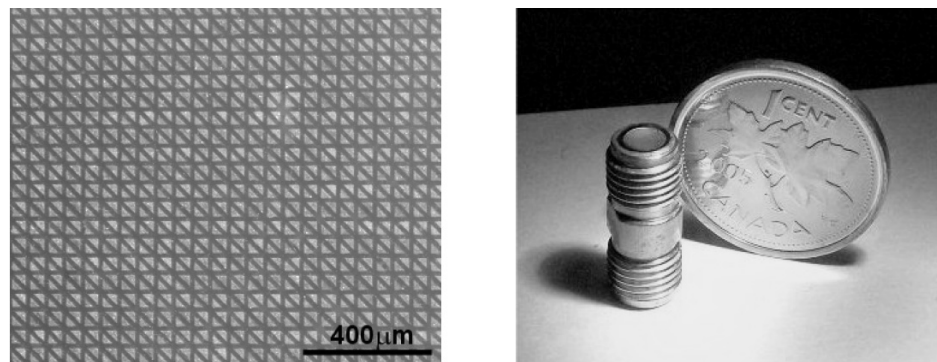


FIG. 1.14 – Vue du matériau piézo-composite 1-3 formés de barreaux de section triangulaires (gauche) et du transducteur final focalisé géométriquement intégrant ce matériau (droite) [36].

Les caractéristiques des transducteurs HF décrits dans cette partie sont résumées

dans le tableau 1.3. Actuellement, les transducteurs à base de LN comprenant deux lames adaptatrices présentent les meilleures performances, ainsi que les matériaux sans plomb de type  $\text{KNaNbO}_3$  dont les résultats sont très proches et encourageants. Les nouvelles technologies de PC-MUT sont très prometteuses, et ces premiers résultats font envisager prochainement des transducteurs de très haute performance au-delà de 40 MHz.



TAB. 1.3 – Tableau récapitulatif des performances des transducteurs HF décrits dans la littérature.

| Matériau              | Méthode de fabrication | Lame(s) | $f_c$ (MHz) | BP (%) | -IL (dB) | $R_{lat}$ | $R_{ax}$ | $f_{\#}$ | Ouv.      | Ref.         |
|-----------------------|------------------------|---------|-------------|--------|----------|-----------|----------|----------|-----------|--------------|
| PVDF                  | usinage                | 0       | 110         | 127    | -        | 31        | 100      | -        | 4.8       | [40]         |
| LiNbO <sub>3</sub>    | usinage                | 2       | 78          | 73     | 13.5     | -         | -        | 2        | 3         | [8]          |
| LiNbO <sub>3</sub>    | inversion de polar.    | 2       | 60          | 80     | 28       | -         | -        | -        | -         | [6]          |
| 1 ZnO                 | <i>sputtering</i>      | 1       | 215         | 20-28  | -        | -         | -        | 1        | 2.5×2.5   | [12, 13, 14] |
| 2 ZnO                 | <i>sputtering</i>      | 1       | 96-109      | 43-52  | 42-45    | 15        | 15       | 1        | 2-3       | [15]         |
| 3 PMN-PT              | usinage                | 1       | 44          | 45     | 15       | -         | -        | -        | 0.4×0.4   | [9]          |
| 4 PZN-PT              | usinage                | 1       | 43          | 45     | 17       | 300       | 50       | -        | 0.4×0.56  | [10]         |
| 5 KNaNbO <sub>3</sub> | usinage                | 2       | 40          | 60-70  | 14-22    | -         | -        | -        | -         | [28]         |
| 9 PZT                 | enduction centrifuge   | 0       | 204         | -      | -        | -         | -        | -        | 0.11×0.11 | [43]         |
| 10 PZT * (1-3)        | moulage                | 0       | 37          | 60     | -        | 250       | 150      | 4        | -         | [33]         |
| PZT-5H * (1-3)        | usinage                | 0       | 40          | 55     | 31       | 120       | -        | -        | 3         | [36]         |
| 11 PMN-PT * (1-3)     | DRIE **                | 1       | 40          | 77     | -        | -         | -        | -        | -         | [39]         |

Matériau : composition de la couche active (lorsque ses caractéristiques ont été citées dans le tableau 1.2, le nom du matériau est précédé d'un numéro identique); Lame(s) : nombre de lames d'adaptation utilisées;  $f_c$  : fréquence centrale de résonance; BP : bande passante à -6 dB; -IL : pertes d'insertion écrite en valeur positive;  $R_{lat}$ ,  $R_{ax}$  : résolutions latérale et axiale en  $\mu m$ ;  $f_{\#}$  : rapport entre la distance focale et l'ouverture, la focalisation est toujours mécanique, un blanc est laissé pour les transducteurs plan, un trait (-) lorsque la valeur n'est pas précisée; Ouv. : ouverture en mm ou mm<sup>2</sup>, un chiffre unique correspond à la valeur du diamètre pour une ouverture circulaire.

\* : composite piézoélectrique dont la connectivité est précisée entre parenthèses.

\*\* : technique appelée *Deep Reactive Ion Etching* permettant la découpe en phase sèche du matériau à l'aide d'un faisceau d'ions.

### 1.1.3 Transducteurs multi-éléments

Les transducteurs mono-éléments décrits précédemment offrent de très bonnes performances et sont relativement simples à fabriquer. Leur focalisation géométrique permet d'atteindre des résolutions latérales de quelques dizaines de micromètres au point focal, mais leur profondeur de champ est très restreinte et la résolution se dégrade rapidement en dehors de la zone focale. Cette limitation disparaît avec l'utilisation d'un réseau de plusieurs éléments qui permet, en les excitant suivant un déphasage temporel contrôlé, de faire varier la distance focale à laquelle les ondes de chaque élément interagissent de façon constructive. Il est également possible de coupler cette technique à une pré-focalisation géométrique du réseau pour venir ensuite défocaliser le faisceau par l'application de retards sur les éléments. De cette façon on peut largement augmenter la profondeur de champ d'un transducteur en conservant une bonne résolution latérale sur une large distance. Il existe plusieurs types de réseaux : réseaux annulaires, réseaux linéaires et réseaux *phased-array*. Ils permettent tous de faire varier la distance focale dans l'axe, mais les réseaux linéaires présentent l'avantage de pouvoir effectuer un balayage électronique du faisceau suivant une dimension latérale, en excitant successivement certains éléments, ce qui limite le recours au déplacement mécanique de la sonde pour former une image. Le *phased-array* offre la possibilité supplémentaire de défléchir l'axe du faisceau en ajoutant un retard croissant à l'ensemble des éléments (figure 1.15). Cela est particulièrement utile lorsque la *fenêtre de tir* est limitée, comme en imagerie cardio-vasculaire où la sonde ne peut faire des acquisitions qu'entre les côtes du patient.

Mais la fabrication de réseaux piézoélectriques est difficile, particulièrement à haute fréquence, et les premiers prototypes HF sont apparus dans les années 1990. Des réseaux linéaires de 32 éléments de PZT à grains fin ( $< 2 \mu m$ ) ont par exemple été fabriqués [51] dès 1994 et fonctionnent à une fréquence de 20 MHz. Un couplage de -24 dB est mesuré après la séparation mécanique des éléments, d'une largeur de  $80 \mu m$ , par une couche de  $20 \mu m$  de polymère atténuant. Peu après, un couplage plus faible de -36 dB est obtenu [52] par la même équipe avec un réseau linéaire de 128 éléments fabriqué en utilisant un composite 1-3 à base de PZT. Les piézo-composites permettent d'obtenir de bonnes sensibilités en plus d'un couplage faible entre les modes longitudinal et latéral, mais leur difficulté de conception limite la gamme de fréquence dans laquelle ils sont utilisables. Dans le même temps, des travaux [45] basés sur le *sputtering* de ZnO permettaient d'atteindre une fréquence de 100 MHz avec un réseau linéaire de 32 éléments découpés par attaque chimique (figure 1.16). Une résolution latérale de  $60 \mu m$  était obtenue grâce à la focalisation électronique dans le plan de l'azimut, et de  $40 \mu m$  suivant l'élévation grâce à une lentille cylindrique. Ces quelques prototypes

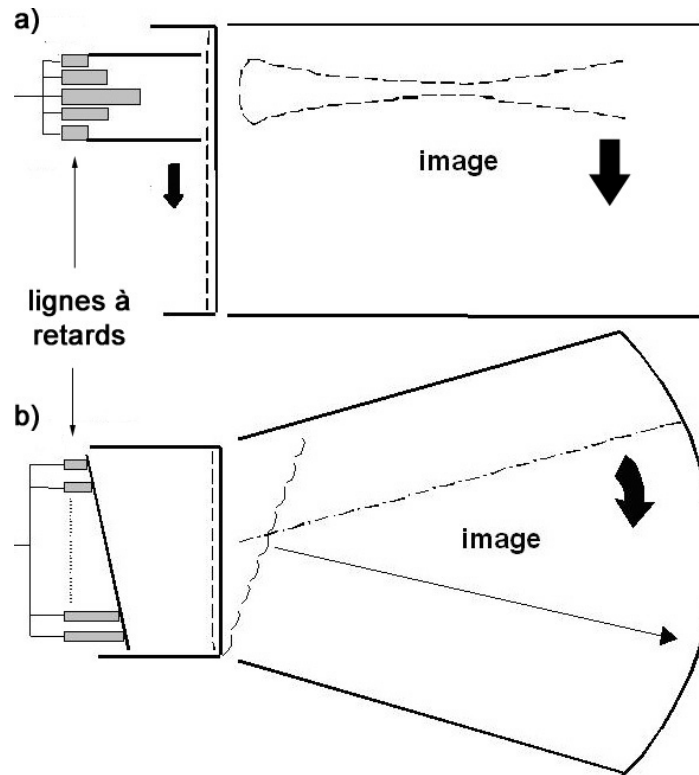


FIG. 1.15 – Schéma de l'excitation électrique des éléments d'un a) réseau linéaire et b) *phased-array* pour déplacer la zone focale sur le plan de l'image.

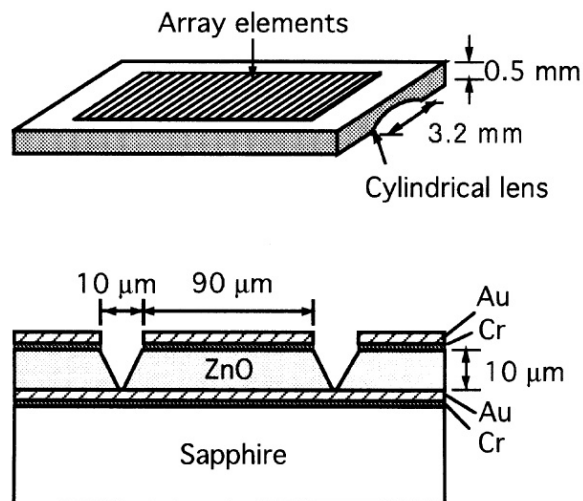


FIG. 1.16 – Schéma d'un réseau linéaire à 32 éléments de ZnO préfocalisé par une lentille cylindrique [45].

peuvent être considérés comme les précurseurs des transducteurs multi-éléments haute-fréquence, dont la conception est guidée par un certain nombre de règles qu'il est utile de rappeler.

### 1.1.3.1 Règles de base de développement

Les limitations liées aux propriétés des matériaux se retrouvent évidemment dans le cas des transducteurs multi-éléments. Mais à cela s'ajoute un certain nombre de critères géométriques qui doivent être optimisés selon le type de réseau. Les performances d'un réseau linéaire ou *phased-array* dépendent de nombreux paramètres comme le nombre d'éléments, les dimensions des éléments, l'écart entre les éléments, le couplage inter-éléments ou les propriétés piézoélectriques du matériau. Lors de la conception du réseau, il est important de bien connaître l'influence de chacun de ces paramètres même si des simulations préliminaires sont la plupart du temps réalisées pour prévoir les performances d'une structure.

Ces performances peuvent en grande partie être caractérisées par l'allure du diagramme de rayonnement. L'un des critères les plus importants est le niveau des lobes secondaires. Ils sont issus de l'interaction des ondes en dehors de l'axe principal du faisceau. Pour un réseau linéaire, l'échantillonnage de Nyquist permet en théorie d'annuler ces lobes, c'est pourquoi les éléments sont en général écartés d'une distance égale à  $\lambda$  ou  $2\lambda$ . L'espacement est réduit à  $\lambda/2$  dans le cas du *phased-array* pour permettre de conserver une pression suffisamment élevée au point focal même lorsque le faisceau est fortement défléchi. Cette théorie est valable pour des sources ponctuelles, mais un facteur de réseau lié aux dimensions des éléments doit être pris en compte dans le cas réel. Ce facteur de réseau crée une modulation du diagramme de rayonnement global de la structure par celui d'un élément unitaire. C'est pourquoi il est important que les éléments unitaires présentent un diagramme de rayonnement le plus large possible, soit une directivité très faible. C'est d'autant plus important pour le *phased-array* puisque l'intensité du faisceau peut ainsi rapidement diminuer lorsque l'angle de déflexion augmente. De ce point de vue, il est intéressant d'utiliser des éléments de faibles dimensions.

Mais d'un autre côté, la dimension des éléments doit être suffisante pour limiter l'apparition des modes latéraux, et empêcher que ces modes ne se déplacent dans la bande passante du transducteur, ce qui arrive lorsque la largeur des éléments se rapproche de leur épaisseur. De plus, la découpe des éléments réduit la surface active du transducteur et sa sensibilité. Mais cette isolation physique des éléments est considérée indispensable dans le cas des réseaux linéaires pour limiter le couplage inter-éléments. Ce couplage a deux effets principaux : allonger la durée de vibration de l'élément

et augmenter sa surface effective. Ces deux effets ont notamment pour conséquence de faire remonter le niveau des lobes secondaires par rapport au lobe principal. Le niveau des lobes secondaires est important car il détermine le contraste de l'image et la distance minimale à partir de laquelle on peut focaliser le faisceau tout en gardant une bonne dynamique. Cette dynamique peut être virtuellement améliorée en rehaussant le lobe principal par l'ajout d'éléments, ce qui augmente l'énergie émise dans l'axe du transducteur. Mais, en plus d'augmenter la perte relative liée aux couplages inter-éléments, cela augmente l'ouverture et alourdit l'électronique de commande nécessaire.

La conception puis la fabrication des réseaux linéaires ou *phased-array* sont donc des processus compliqués. En comparaison, les réseaux annulaires peuvent apparaître comme une alternative efficace car ils présentent des contraintes de fabrication moins lourdes. Du fait de leur symétrie de révolution, ils sont limités à une focalisation dans l'axe et nécessitent un balayage pour faire une image. Toutefois, cette symétrie permet d'obtenir des diagrammes de rayonnement plus performants avec moins d'éléments. De plus, la taille des éléments peut être beaucoup plus grande que dans le cas des réseaux linéaires, ce qui rend leur fabrication moins difficile et permet de monter plus facilement vers les hautes fréquences.

Une règle généralement utilisée lors de la conception d'un réseau annulaire, qui concerne en particulier le dimensionnement des anneaux, est l'égalité des surfaces de chaque élément (particularité des réseaux dits de Fresnel). Cette caractéristique présente plusieurs avantages, le plus évident étant que chaque élément a ainsi la même impédance électrique, ce qui facilite l'intégration du transducteur au système électrique d'excitation. Une autre conséquence bien connue est que cela permet d'obtenir le maximum de pression dans l'axe du transducteur. Enfin, les performances de ces réseaux sont plus faciles à prévoir, en particulier le niveau des lobes secondaires, ce qui est un avantage non négligeable lors de la conception du transducteur. En effet, on sait facilement prévoir la résolution latérale d'un transducteur annulaire quelconque (largeur à -6 dB du lobe principal) à partir de son diamètre total  $D$ , la distance focale  $F$  et la longueur d'onde  $\lambda$  [53] :

$$R_{lat} = \frac{\lambda F}{D}, \quad (1.11)$$

Mais il est beaucoup plus difficile de prévoir le niveau de ses lobes secondaires, ce qui est primordial puisque cela limite le contraste des images que l'on peut obtenir. L'équipe de Lockwood a publié de nombreux travaux sur le design des réseaux annulaires haute-fréquence, en particulier dans le cas où les éléments ne sont pas séparés physiquement les uns des autres. L'évolution des lobes secondaires en fonction de différents paramètres a été étudiée par Demoré *et al.* [54]. Ils ont montré, à travers de nombreux travaux de modélisation, que le niveau de ces lobes, pour un réseau d'éléments de même surface,

diminue linéairement avec la différence de marche qui existe, vue du point focal, entre les extrémités de chaque élément (figure 1.17). Cette différence de marche, notée  $\Delta_m$ ,

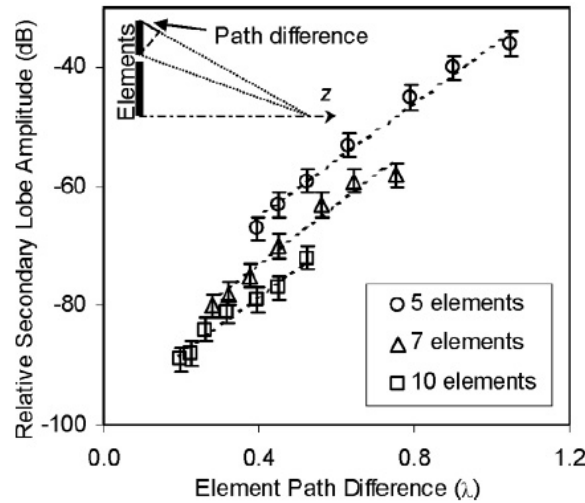


FIG. 1.17 – Niveau normalisé des lobes secondaires de réseaux annulaires (sans couplage) à base de PZT de 5, 7 et 10 éléments, en fonction de la différence de marche  $\Delta_m$  (exprimée en fonction de la longueur d'onde  $\lambda$  dans l'eau) [54].

est identique pour chaque élément et égale à :

$$\Delta_m = \frac{D^2}{8FN}, \quad (1.12)$$

avec  $N$  le nombre d'éléments. Cela a permis d'établir des équations empiriques pour prédire le niveaux des lobes secondaires de ces réseaux, ce qui facilite leur dimensionnement.

Un autre paramètre important à étudier lors de la conception d'un réseau annulaire est le couplage (*cross-talk*) entre les éléments. La découpe de la couche piézoélectrique permet de diminuer ce couplage, mais cela introduit également des modes latéraux dont la fréquence augmente à mesure que la section de l'anneau diminue. Pour les éléments extérieurs des réseaux annulaires à surfaces égales, les rapports épaisseur/largeur diminuent rapidement vers des valeurs proches de l'unité. Cela crée alors des modes parasites dans la bande passante du transducteur, qui sont responsables d'une diminution de ses performances. C'est pourquoi de nombreux réseaux annulaires ont été fabriqués sans séparer physiquement les différents anneaux. Les éléments sont uniquement définis par une électrode, généralement déposée sur le substrat, et dont chaque partie est reliée à un générateur indépendant. La couche piézoélectrique, d'épaisseur constante, est alors excitée localement et les modes parasites sont largement atténués, le diamètre de la couche active étant très grand devant son épaisseur.

Toutefois, l'absence de séparation favorise les couplages mécaniques et électriques entre les éléments. Morton *et al.* [55] ont étudié ce problème en détails à partir du modèle d'un réseau annulaire de 5 à 10 éléments de PZT, avec pour seule séparation un écartement de 10  $\mu\text{m}$  entre les électrodes, et excité par une brève impulsion à sa fréquence centrale (50 MHz). Ils ont montré que les multiples couplages énergétiques au sein du matériau ont pour effet d'allonger considérablement la durée du signal émis à proximité de l'élément central, comme on peut le voir sur la figure 1.18a). Mais au

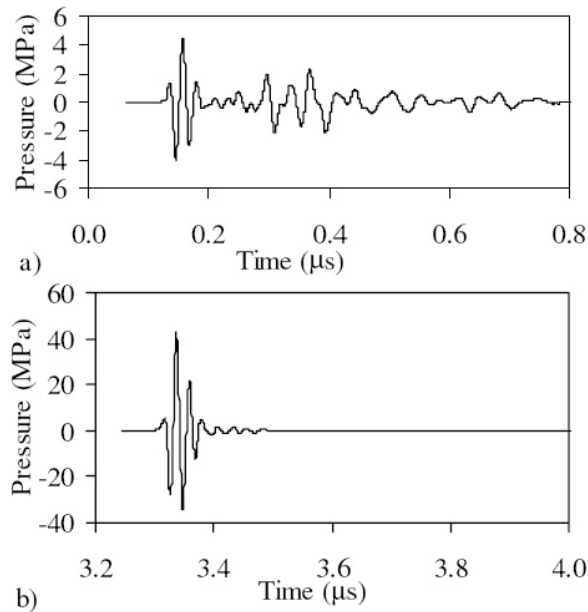


FIG. 1.18 – Pression dans l'axe du transducteur calculée par éléments-finis à a) 0.1 mm et b) 5 mm (point focal) devant le transducteur [55].

niveau du point focal, seules les vibrations du mode épaisseur sont corrélées et les effets des modes latéraux sont largement atténués, ce qui permet d'obtenir des échos suffisamment courts (figure 1.18b)), avec une bande passante de 55% à 45 MHz. De plus, les diagrammes de rayonnement de ces réseaux sont proches de ceux de transducteurs parfaits, sans couplage des éléments, pour des réseaux ayant jusqu'à 10 éléments de surfaces identiques. Ce résultat est très important car il démontre la faisabilité de réseaux annulaires sans découpe des éléments, même avec des matériaux céramiques.

Un autre phénomène à prendre en compte est l'élargissement de la taille effective des éléments du fait des forts couplages électromécaniques. Des travaux [56, 54] ont permis de quantifier cet élargissement et ses effets sur les performances de réseaux annulaires constitués de 7 éléments, sans séparation physique. Ces réseaux sont simulés par un programme en éléments-finis et les résultats sont comparés avec ceux de réseaux équivalents, mais en l'absence de couplages mécaniques ou électriques. La largeur des éléments des réseaux parfaits est alors augmentée progressivement jusqu'à obtenir des

diagrammes de rayonnement similaires à ceux des réseaux où le couplage est pris en compte. De cette façon, il a été montré que pour un matériau donné et une longueur d'onde  $\lambda$  des ondes dans le milieu (eau) fixée, la valeur de l'élargissement qu'il faut appliquer aux éléments d'un réseau parfait, pour prendre en compte les couplages du cas réel, peut être déterminée simplement à partir de la différence de marche des éléments  $\Delta_m$  (figure 1.19). Un élargissement de l'ordre de  $2\lambda$  (longueur d'onde dans

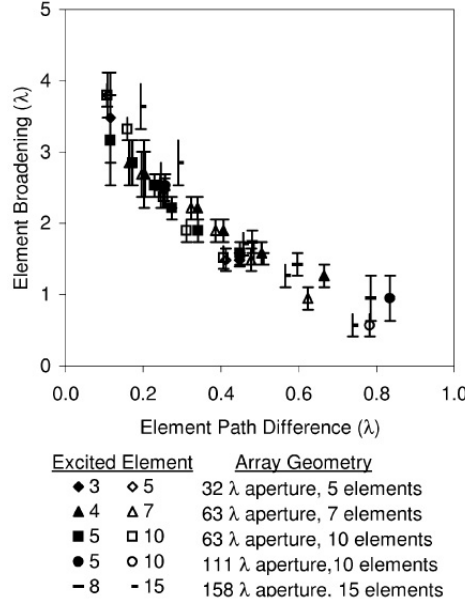


FIG. 1.19 – Evolution de l'élargissement des éléments en fonction de la différence de marche  $\Delta_m$  pour des réseaux annulaires à base de PZT de 5, 7, 10 et 15 éléments. Le diamètre de ces réseaux varie de 32 à 158  $\lambda$ . Les résultats sont donnés à chaque fois pour les éléments intermédiaires et externes [54].

l'eau) a par exemple été estimé pour chaque élément d'un réseau à base de PZT, vu d'un point de l'axe central situé à une distance  $F/2,5$  devant le transducteur. Dans les mêmes conditions, l'élargissement n'est que de  $0,34\lambda$  pour un réseau fabriqué à partir d'une couche de polymère PVDF, ce qui s'explique par le couplage latéral plus faible de ce matériau.

D'après les résultats présentés sur la figure 1.17, si l'on veut abaisser le niveau des lobes secondaires d'un réseau annulaire sans modifier son ouverture, il paraît raisonnable d'augmenter le nombre d'éléments, ce qui fait diminuer la différence de marche  $\Delta_m$ . Lorsque la distance focale diminue, la différence de marche augmente avec le niveau des lobes secondaires, ce qui limite la distance minimale à laquelle il est possible de faire l'acquisition d'un objet avec un bon contraste. De ce point de vue, augmenter le nombre d'éléments permet donc de réduire cette distance minimale. Mais, dans le cas des réseaux sans séparation des éléments, on augmente dans le même temps la surface



effective de chaque élément, d'où une réduction de l'amplitude des lobes secondaires moins importante que dans le cas d'un réseau idéal (sans couplage).

Toutes ces considérations permettent de dresser un guide non exhaustif des règles à suivre pour optimiser les performances d'un réseau linéaire ou annulaire. Du fait des fortes contraintes de fabrication, la plupart des réseaux linéaires commercialisés aujourd'hui ont une fréquence de fonctionnement qui ne dépasse pas 20 MHz<sup>1</sup>. En attendant que la technologie évolue pour permettre de monter en fréquence, les réseaux annulaires permettent d'obtenir d'excellentes résolutions sur de grandes profondeurs de champ. Nous allons présenter les principaux résultats des équipes développant ces différents types de transducteurs multi-éléments.

### 1.1.3.2 Réseaux annulaires

Comme dans toute structure multi-éléments, la fabrication de réseaux annulaires nécessite de limiter le couplage entre les éléments. Différentes techniques peuvent être utilisées pour isoler physiquement les anneaux, comme l'attaque chimique ou l'ablation laser, créant un espace que l'on peut remplir d'un matériau atténuant. La découpe mécanique à l'aide d'une scie ne permet pas d'obtenir des éléments circulaires.

Lukacs *et al.* [58] ont démontré, dès la fin des années 90, la faisabilité de la découpe par ablation laser des éléments de réseaux linéaires ou annulaires haute-fréquence ( $>30$  MHz). A l'aide d'un masque de découpe relativement grand et d'une lentille pour focaliser le faisceau laser, l'image réduite du masque est projetée sur le matériau piézo-électrique à travers la lentille, ce qui permet d'obtenir des ablations très précises. En envoyant des impulsions de très courte durée sur une petite surface, la conduction thermique n'a pas lieu, évitant l'endommagement ou la dépolarisation partielle du matériau autour de la zone cible. Cette technique s'est avérée plus rapide que l'attaque chimique, avec une vitesse de découpe de l'ordre de  $2 \mu\text{m}/\text{s}$ , et elle permet d'obtenir des ratios entre la largeur et la profondeur de découpe supérieurs à 1 :4. Un réseau annulaire plan de 5 éléments de PZT a ainsi été obtenu, avec une épaisseur de la couche active de  $45 \mu\text{m}$  et une séparation des éléments de  $20 \mu\text{m}$ . Dans l'air, le couplage inter-éléments mesuré est de -18 dB, ce qui est assez élevé. La fréquence de résonance de l'élément central est de 37 MHz et sa bande passante à -6 dB est d'environ 76%.

Pour diminuer les couplages inter-éléments, cette technique a été utilisée avec un laser YAG sur de fines couches de  $\text{PbTiO}_3$  à grains fins [59]. En effet, par rapport au PZT, ce matériau possède également un bon coefficient de couplage en épaisseur  $k_t=49\%$ , mais un coefficient  $k_p=8\%$  plus faible dans la direction transversale. Sur un

---

<sup>1</sup>A noter tout de même la mise au point très récente par la société VisualSonics [57] d'un réseau linéaire fonctionnant à 50 MHz.

substrat de résine epoxy, un réseau annulaire plan de 6 éléments, usinés à une épaisseur de  $45\ \mu\text{m}$ , et séparés par  $25\ \mu\text{m}$  de résine epoxy (largeur du faisceau laser), a été fabriqué. Le laser ayant une densité d'énergie gaussienne, la découpe n'est toutefois pas rigoureusement droite et la séparation prend la forme d'un 'V' (figure 1.20). Deux lames adaptatrices sont ajoutées en face avant. Divers outils de simulation (KLM, PZFlex, Field) ont permis d'estimer un couplage inter-éléments d'environ -34 dB, pour une fréquence de résonance de 50 MHz. Un transducteur quasi identique, mais fonctionnant à 30 MHz, a été fabriqué pour réaliser des images de l'œil [60]. Chacun des 6 éléments présente une bande passante supérieure à 40% et une perte d'insertion inférieure à 18 dB. Un algorithme de focalisation dynamique à la réception est implémenté pour créer 3 zones focales entre 10 et 18 mm devant le transducteur. Sur cette distance, des résolutions moyennes axiale et latérale de  $55\ \mu\text{m}$  et  $150\ \mu\text{m}$  respectivement sont obtenues. La profondeur de champ est donc largement augmentée par rapport à un transducteur mono-élément équivalent (diamètre = 4 mm), ce qui améliore la qualité des images.

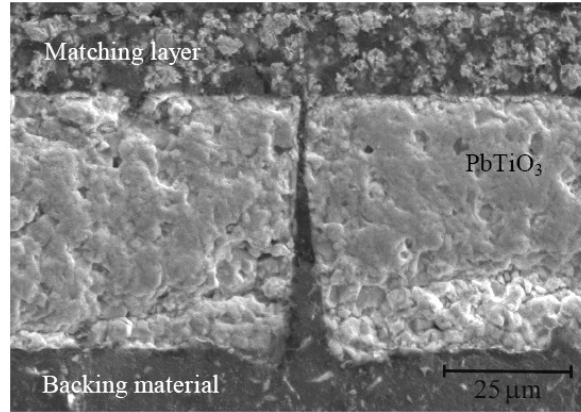


FIG. 1.20 – Image MEB (coupe) de la découpe effectuée au laser dans la couche de  $\text{PbTiO}_3$  [59].

Comme nous l'avons vu, la séparation physique des éléments, en plus d'être difficile à réaliser à haute fréquence, introduit des modes latéraux qui dégradent les performances des réseaux annulaires. Des structures sans séparation physique des anneaux ont donc été fabriquées et optimisées en suivant les règles vues précédemment. Un transducteur annulaire plan de 7 éléments a été mis au point [61] en utilisant une céramique de PZT-5H, très intéressante du fait de son haut coefficient de couplage  $k_t=48\%$  et de sa haute permittivité relative  $\epsilon_r=1296$ , bien adaptée aux réseaux miniatures. La couche de céramique est mise à épaisseur par usinage à  $40\ \mu\text{m}$ , sans découpe supplémentaire. Les éléments sont définis par une électrode d'aluminium de  $2\ \mu\text{m}$ , déposée sur la couche active par *sputtering* et mise en forme par photolithographie, dont les anneaux sont

écartés de  $10\ \mu\text{m}$ . Un si faible écart des éléments serait difficile à obtenir par des méthodes de découpe classiques. Pour que chacun ait la même impédance électrique, leurs surfaces sont identiques et une 8<sup>ème</sup> électrode passive est ajoutée en périphérie pour que tous les éléments actifs, même le dernier, subissent un couplage électrique similaire. Un *backing* de résine epoxy chargée de poudre de tungstène est utilisé ainsi qu'une lame adaptatrice de  $9\ \mu\text{m}$  de PVDF. La fréquence de résonance est mesurée à 48 MHz avec une bande passante de 52% et des pertes d'insertion supérieures à -16 dB. Du fait de l'absence de séparation physique, un fort couplage électromécanique est obtenu entre les éléments, avec une moyenne de 9,5% du niveau d'excitation d'un élément actif mesuré sur un élément adjacent passif (mesures effectuées dans l'eau). Malgré un couplage élevé, un diagramme de rayonnement aux propriétés satisfaisantes est obtenu (figure 1.21), présentant un lobe principal d'une largeur à -6 dB de  $75\ \mu\text{m}$  et des lobes secondaires à -60 dB, proche des performances théoriques.

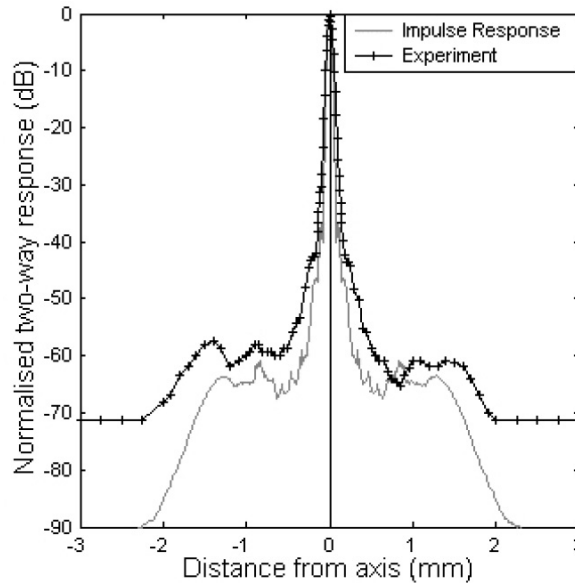


FIG. 1.21 – Diagramme de rayonnement théorique (méthode de la réponse impulsionnelle - trait gris) et expérimental (trait noir) d'un transducteur annulaire de 7 éléments focalisé à 4 mm ( $f_{\#}=2$ ) [61].

D'autres transducteurs haute-fréquences de ce type ont été fabriqués à partir de matériaux polymères comme le PVDF, qui présente plusieurs avantages dont un faible coefficient de couplage latéral, une faible impédance acoustique et une souplesse permettant d'incurver la couche active. Un transducteur annulaire préfocalisé à base de PVDF a ainsi été fabriqué par Ketterling *et al.* [62]. Les 5 éléments du réseau sont simplement définis par des électrodes de cuivre imprimées par photolithographie sur un film souple de polyimide de  $25\ \mu\text{m}$ . Comme illustré sur la figure 1.22, l'ouverture du réseau est de 6 mm et les électrodes sont espacées de  $100\ \mu\text{m}$ . L'ensemble est collé à

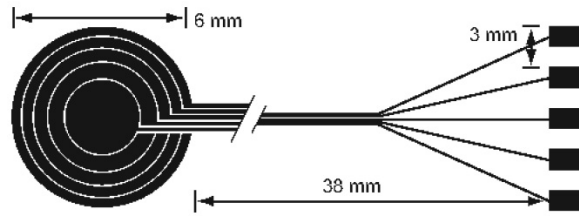


FIG. 1.22 – Schéma des électrodes imprimées sur le film souple de Polyimide, ainsi que des lignes permettant la reprise des contacts électriques (espacées de  $100\ \mu\text{m}$  comme les anneaux) [62].

l'aide de résine epoxy à une couche de PVDF de  $9\ \mu\text{m}$  d'épaisseur. La structure très fine reste ainsi suffisamment souple pour être déposée sur un substrat préfocalisé à 12 mm ( $f_{\#}=2$ ) par pressage mécanique. Le schéma du montage est présenté sur la figure 1.23. La fréquence de résonance des éléments varie entre 35 et 37 MHz pour des bandes pas-

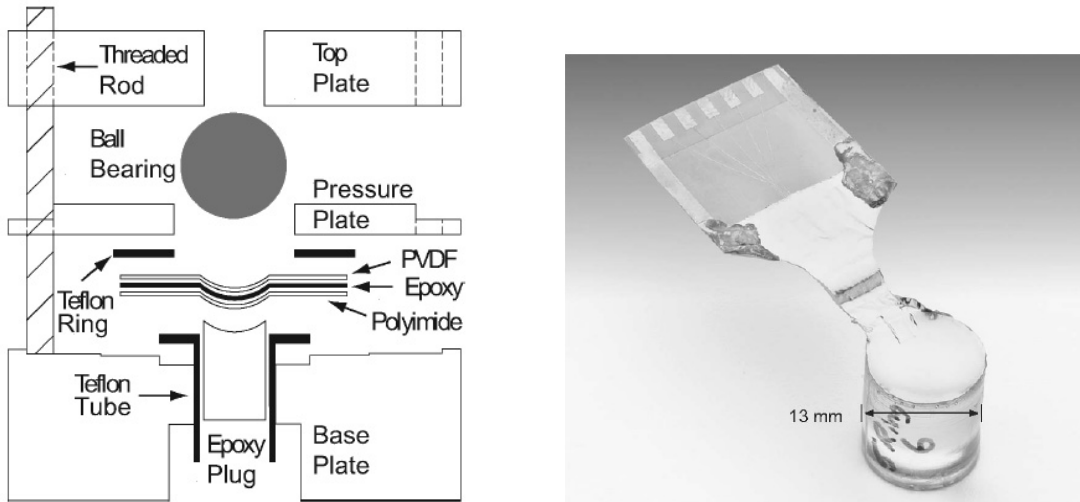


FIG. 1.23 – Schéma de fabrication d'un transducteur annulaire préfocalisé (gauche). Le transducteur final est présenté sur son *backing* d'epoxy (droite), surmonté de la couche active et du film de polyimide sur lequel sont imprimées les électrodes du réseau annulaire [63].

santes à -6 dB allant de 31 à 39%. Les performances de chaque élément sont similaires à celles d'un mono-élément de PVDF. L'un des inconvénients connus de ce matériau est sa sensibilité relativement faible par rapport aux matériaux céramiques. Les pertes d'insertion mesurées sont de -28 dB pour l'élément central et descendent à mesure que l'on s'en écarte, jusqu'à -38 dB. Du fait d'un coefficient de couplage latéral très faible ( $k_p=3\%$ ), quasiment aucun couplage mécanique n'est observé entre les éléments. Mais les effets de bord du champ électrique créent un couplage électrique d'environ -42 dB à 40 MHz.

Par comparaison avec un transducteur mono-élément similaire, d'un diamètre de 4,5

mm et focalisé à 9 mm (pour garder un  $f_{\#}=2$ ), la structure multi-éléments permet une forte amélioration de la profondeur de champ. Du fait de la préfocalisation, lorsque aucun retard n'est appliqué à l'émission, une résolution latérale maximale d'environ  $60 \mu\text{m}$  est obtenue à la distance focale, comme dans le cas d'un transducteur mono-élément. Mais un réseau annulaire offre la possibilité, grâce à l'introduction de retards, de déplacer le point focal autour de la focale naturelle, ce qui permet d'augmenter la profondeur de champ en utilisant un nombre réduit d'éléments. Une profondeur de champ de 6 mm est ainsi mesurée pour le réseau annulaire, contre 1 mm seulement pour le transducteur mono-élément.

Cette amélioration a également été quantifiée à plus basse fréquence (20 MHz), pour un transducteur de même conception à base de P(VDF-TrFE) préfocalisé à 31 mm ( $f_{\#}=3,1$ ) [64]. Cette structure a été utilisée pour l'imagerie de l'œil grâce à une profondeur de pénétration supérieure à 30 mm et une profondeur de champ quadruple de celle d'un mono-élément équivalent, comme illustré sur la figure 1.24. En appliquant

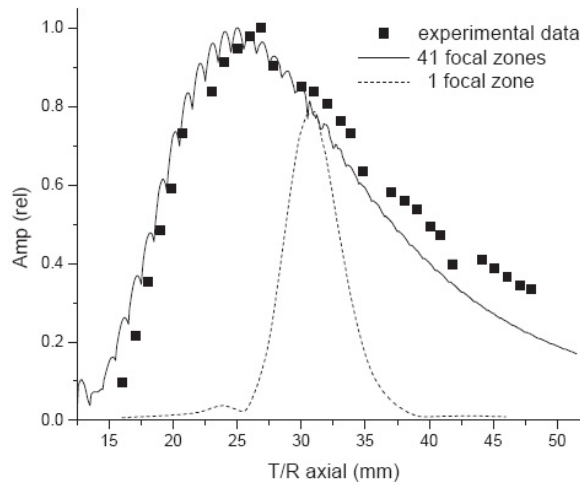


FIG. 1.24 – Evolution théorique de l'amplitude de la réponse électroacoustique (émission/réception) en fonction de la position axiale, dans le cas où la distance focale est fixe, comme pour un transducteur mono-élément (trait pointillé), ou lorsqu'elle est déplacée pour créer 41 zones focales (trait plein). Les carrés représentent les valeurs expérimentales obtenues avec le transducteur multi-éléments fonctionnant à 20 MHz [64].

des retards adéquats à l'excitation des éléments, ce transducteur a permis d'obtenir une résolution latérale de  $170$  à  $250 \mu\text{m}$  sur une profondeur de champ de 17 mm. Le principal intérêt de cette amélioration est d'éviter une dégradation rapide de la résolution latérale à mesure que l'on s'écarte du point focal. Dans le cas de l'imagerie de l'œil, cela permet ainsi de voir plus nettement toutes les parties de l'organe, comme on peut le constater sur la figure 1.25. Pour faire l'acquisition de ces images, un algorithme de focalisation

synthétique à l'émission et à la réception est utilisé [65]. Celui-ci permet, à l'aide de 41 zones focales, de se rapprocher du cas idéal d'un déplacement continu du point focal sur toute la profondeur de l'objet sondé.

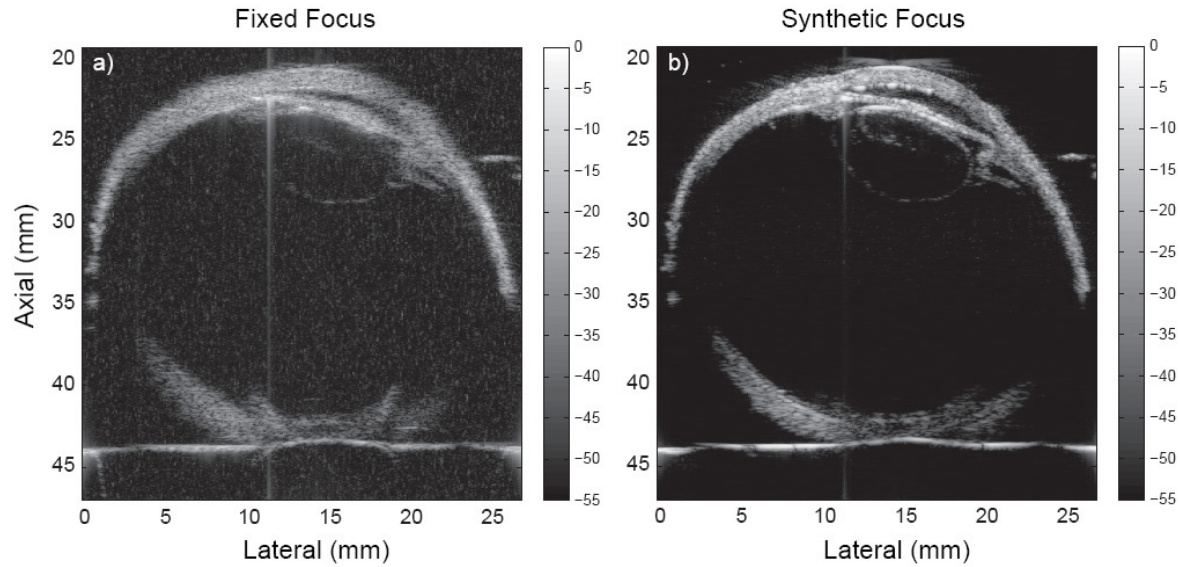


FIG. 1.25 – Image d'un œil humain *ex vivo* avec a) une distance focale fixe et b) 41 zones focales espacées de 0.66 mm (focalisation synthétique). La focale géométrique est à 31 mm dans chaque cas, avec un RSB (Rapport Signal/Bruit) de a) 54 dB et b) 58 dB [64].

D'autres travaux se sont basés sur une méthode de fabrication similaire. Gottlieb *et al.* [66, 67] utilisent un film flexible de polyimide métallisé sur ses deux faces, ce qui permet d'imprimer des électrodes complètes sur une face, et de les relier à travers le film aux connexions imprimées sur l'autre face, comme présenté sur la figure 1.26. Une

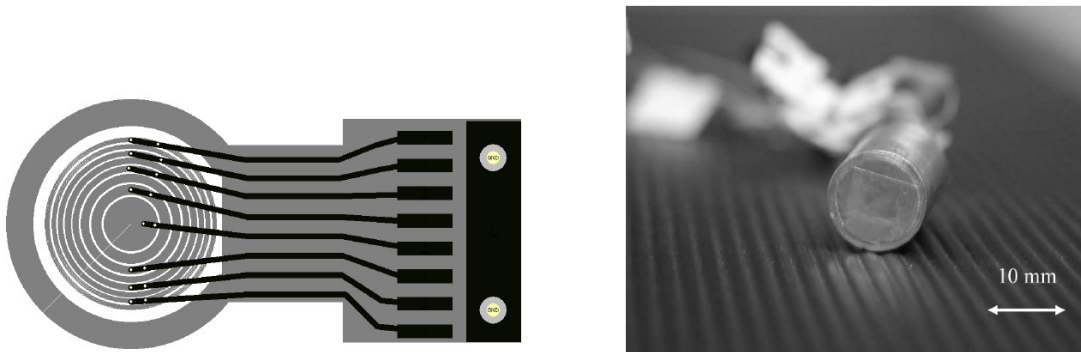


FIG. 1.26 – Schéma (CAD) des électrodes et des reprises de contacts imprimées sur substrat de polyimide, dont les anneaux sont espacés de 30  $\mu\text{m}$  (gauche), et photographie du transducteur final (droite) [67].

couche de 9  $\mu\text{m}$  de P(VDF-TrFE) est collée directement sur l'électrode à l'aide de résine

epoxy non conductrice. Une fois déposé sur un *backing* d'epoxy, le film souple peut être replié et l'ensemble de la structure est encapsulée dans un boîtier. Contrairement à [62], le transducteur est plan, c'est pourquoi la structure comporte 8 anneaux au lieu de 5, espacés de  $30\ \mu\text{m}$ . Mais la méthode de fabrication utilisée est simple, rapide et fiable, adaptée à une production industrielle. La fréquence centrale moyenne est un peu plus élevée que précédemment, mesurée à 55 MHz avec une bande passante de 47%. Par rapport aux structures à base de PVDF (dont le coefficient de couplage électromécanique est légèrement plus faible), une perte d'insertion en moyenne plus faible ( $IL = -33\ \text{dB}$ ) et un couplage latéral plus élevé ( $-29\ \text{dB}$ ) sont mesurés (figure 1.27) à la fréquence centrale. Avec une ouverture de 3,12 mm, une amélioration significative

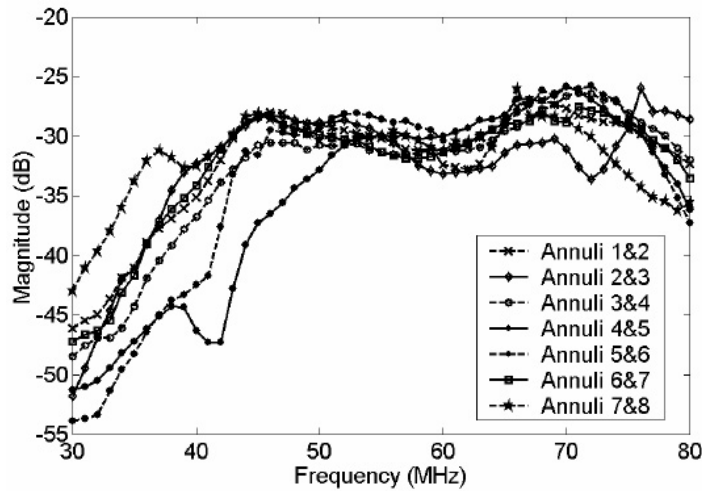


FIG. 1.27 – Amplitude du couplage inter-éléments entre les 7 paires d'anneaux voisins en fonction de la fréquence [66].

de la résolution latérale a été obtenue sur une profondeur de champ de 9 mm, en utilisant un algorithme de focalisation dynamique à la réception (émission focalisée à 12 mm), avec un minimum de  $109\ \mu\text{m}$  à 10.5 mm devant le transducteur. Ces résultats illustrent la faisabilité de structures efficaces à base de polymères et co-polymères, en utilisant des méthodes de fabrication relativement simples.

Des technologies de type MEMS ont également été utilisées pour fabriquer des réseaux annulaires haute-fréquences. Duval *et al.* ont ainsi mis au point un procédé basé sur l'enduction centrifuge de wafers de silicium par un composite sol-gel de PZT [68], permettant d'obtenir des couches piézoélectriques denses et de bons coefficients de couplage électromécaniques. Cette technique est moins simple que celle exposée précédemment, mais elle a l'avantage de permettre la fabrication de plusieurs échantillons à la fois sur un même wafer ( $\approx 20$ ). Des réseaux annulaires plans de type Tm-pMUT (*Thickness mode-piezoelectric Micromachined Ultrasonic Transducer*) à 11 éléments,

définis uniquement par des électrodes écartées de  $20\ \mu m$  pour une ouverture totale de  $2\ mm$ , ont été obtenus de cette façon [26]. Le milieu arrière de silicium est éliminé par *DRIE* et une couche adaptative de parylène est déposée. Grâce aux meilleures propriétés piézoélectriques du PZT, un coefficient de couplage maximum de  $k_t=47\%$  est atteint pour le film épais déposé. Avec une épaisseur totale du film piézoélectrique de  $27\ \mu m$ , la fréquence de résonance du transducteur est de  $53\ MHz$  et la bande passante à  $-6\ dB$  est de  $47\%$ . Cette méthode présente plusieurs avantages et sera décrite plus en détails au Chapitre V. Comme nous le verrons, une découpe par attaque chimique des anneaux peut également être réalisée dans une configuration à 7 éléments, avec une ouverture finale identique.

Enfin, la technologie c-MUT (*capacitive MUT*) [69] a également été utilisée et constitue une voie prometteuse pour fabriquer des réseaux annulaires [70], en tirant profit de la large bande passante inhérente à ce genre de structure. La figure 1.28 montre le réseau de 21 anneaux, constitués de membranes rectangulaires de dimensions  $18\times 60\ \mu m$ , et d'une épaisseur de  $2,4\ \mu m$ , déposées par évaporation sur une couche sacrificielle. Le réseau a une ouverture de  $840\ \mu m$  et les 21 anneaux sont écartés de seulement 2

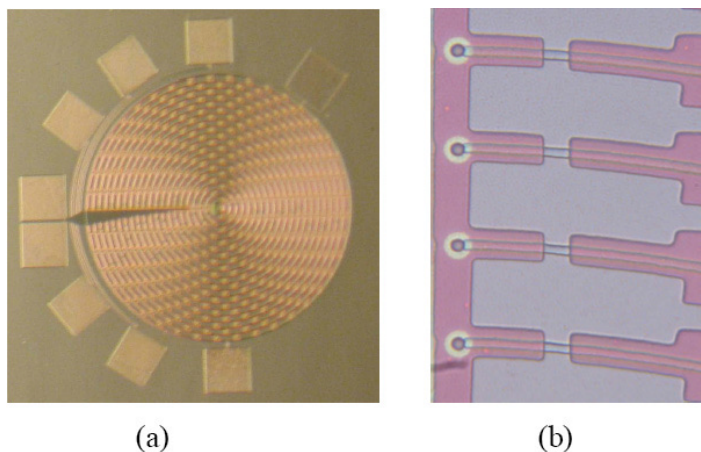


FIG. 1.28 – Prise de vue a) du réseau annulaire c-MUT à 8 éléments et b) d'un agrandissement de quelques membranes constituant les anneaux [70].

$\mu m$ , ce qui optimise la surface effective. Ils sont regroupés électriquement pour former seulement 8 éléments. Du fait de la géométrie des membranes et de la largeur fixe de chacun des 21 anneaux, il est difficile d'obtenir 8 éléments de même surface, et on observe des valeurs allant du simple au triple. Mais cette technologie permet d'intégrer directement l'électronique de commande au niveau des résonateurs miniatures, et le critère de surface identique pour chacun des 8 éléments n'est pas requis pour adapter électriquement la structure. Une fréquence centrale de  $20\ MHz$  est obtenue avec une large bande passante à  $-6\ dB$  de  $100\%$ , ce qui permet d'atteindre une résolution axiale



de  $60\text{ }\mu\text{m}$  à  $f_{\#}=2,7$ . A cette distance focale, la résolution latérale est par contre seulement de  $250\text{ }\mu\text{m}$ , mais la structure permet également d'obtenir une bonne profondeur de champ de l'ordre de 4 mm.

A ce jour, les réseaux annulaires HF réalisés à partir de co-polymères piézoélectriques restent les plus performants en terme de compromis fabrication / sensibilité / couplage inter-éléments. Comme nous l'avons vu, de très bons résultats ont été obtenus avec ce type de transducteurs par l'équipe de Ketterling. Les performances des différents réseaux annulaires présentés sont résumées dans le tableau 1.4 suivant.

TAB. 1.4 – Tableau récapitulatif des performances des réseaux annulaires HF.

| Matériau           | Découpe<br>inter-éléments | Elém. | Lames | Focal. | Diam.<br>(mm) | Sépar.<br>( $\mu m$ ) | $f_c$<br>(MHz) | BP<br>(%) | IL<br>(dB) | Coupl.<br>(dB) | $R_{ax}$<br>( $\mu m$ ) | $R_{lat}$<br>( $\mu m$ ) | Année         |
|--------------------|---------------------------|-------|-------|--------|---------------|-----------------------|----------------|-----------|------------|----------------|-------------------------|--------------------------|---------------|
| PZT                | laser                     | 5     | 0     | non    | 2.1           | 20                    | 37             | 75        | -          | -20            | -                       | -                        | 1999 [58]     |
| PbTiO <sub>3</sub> | laser                     | 6     | 2     | non    | 4             | 30                    | 30             | -         | -          | -34            | 55                      | 150                      | 2001 [59, 60] |
| PZT                | -                         | 7     | 1     | non    | 2             | (10)                  | 48             | 52        | -16        | -              | -                       | 75                       | 2004 [71, 61] |
| PVDF               | -                         | 5     | 0     | oui    | 6             | (100)                 | 36             | 75        | -40        | -42            | -                       | 60                       | 2005 [62, 63] |
| P(VDF-TrFE)        | -                         | 8     | 0     | non    | 3.1           | (30)                  | 55             | 50        | -35        | -29            | -                       | 108                      | 2005 [66]     |
| PZT                | -                         | 11    | 1     | non    | 2             | (20)                  | 53             | 47        | -          | -              | -                       | -                        | 2007 [26]     |
| Si                 | masque                    | 8     | 0     | non    | 0.84          | 2                     | 20             | 100       | -          | -              | 60                      | 250                      | 2007 [70]     |

Matériau : composition de la couche active; Découpe inter-éléments : méthode utilisée pour découper les éléments, lorsqu'ils sont séparés physiquement ; Elém. : nombre d'éléments du réseau annulaire; Lames : nombre de lames d'adaptation utilisées; Focal. : préfocalisation mécanique de la couche active; Diam. : ouverture totale du réseau (diamètre externe); Sépar. : largeur de la séparation entre les éléments (la valeur est entre parenthèses lorsqu'elle désigne l'écartement des électrodes, dans le cas d'un réseau sans séparation physique des éléments);  $f_c$  : fréquence centrale de résonance; BP : bande passante à -6 dB; IL : pertes d'insertion;  $R_{ax}$  et  $R_{lat}$  : résolutions axiale et latérale en à -6 dB; Année : année de publication des travaux suivie de leur référence.

### 1.1.3.3 Réseaux linéaires

Pour de nombreuses applications comme l'imagerie de la peau, de l'œil ou du petit animal, des fréquences supérieures à 30 MHz sont recherchées pour obtenir des images haute-résolution sur de faibles profondeurs de pénétration, de l'ordre de la dizaine de millimètres. Des systèmes complets, basés sur des transducteurs mono-éléments ou des réseaux annulaires, sont disponibles à ces fréquences. Mais la fabrication de réseaux linéaires et de *phased-array* est plus complexe du fait du grand nombre d'éléments et de leur faible dimension. Un pas de réseau en  $\lambda/2$  pour un *phased-array*, fonctionnant par exemple à 50 MHz, serait typiquement de l'ordre de  $15\ \mu\text{m}$ , soit des éléments d'une largeur de  $10\ \mu\text{m}$  espacés de  $5\ \mu\text{m}$ , afin de pousser les modes latéraux hors de la bande passante du transducteur. De telles dimensions sont très difficiles à obtenir par des techniques d'usinage utilisées classiquement dans la fabrication de piézo-composites, telles que le *dice-and-fill* [72] ou *interdigital phase bonding* [73]. Des méthodes alternatives [74] ont été utilisées comme le *stacking-and-bonding*, ainsi que des techniques de découpe au laser (directe ou avec masque) ou par attaque chimique. Toutefois, comme nous allons le voir, une grande partie des réseaux linéaires HF réalisés au cours des 10 dernières années sont obtenus par séparation mécanique des éléments à l'aide d'une scie. La largeur minimale de découpe est alors souvent compensée par l'élargissement du pas du réseau (*pitch*) par rapport à la fréquence centrale (jusqu'à  $3\lambda$ ) qui, malgré tout, n'a cessé d'augmenter.

La mise au point d'un réseau linéaire est en général basée sur la fabrication d'un piézo-composite, de connectivité 2-2 ou 1-3, dont le pas (*pitch*) est, si possible, une fraction de celui du réseau. L'évolution des réseaux linéaires a donc suivi de près celle des matériaux composites dont les dimensions, comme nous l'avons vu, sont soumises à de nombreuses contraintes. La première barrette de 128 éléments à atteindre une fréquence de 20 MHz, fabriquée en 2001 et commercialisée par la société VERMON [75], est réalisée à partir d'un piézo-composite 1-3 de PZT à grains fins [76]. Le pas du réseau est de  $210\ \mu\text{m}$  et l'épaisseur du piézo-composite est de  $80\ \mu\text{m}$ , avec une fraction volumique de PZT de 50%. Les modes latéraux sont repoussés au-delà de 29 MHz, en dehors de la bande passante (60% à -6 dB). Un faible couplage inter-éléments est observé, inférieur à -38 dB, permettant d'obtenir une directivité angulaire à -6 dB de  $26^\circ$ . Malgré des pertes d'insertion relativement élevées de -36 dB, un bon compromis est trouvé à 20 MHz entre la résolution et la profondeur de pénétration. Des images de la peau sont ainsi réalisées avec une focalisation à 18 mm, présentant une résolution supérieure à celle des sondes standards à 12 MHz qui étaient alors utilisées.

Dès l'année suivante, un réseau linéaire à 30 MHz mais ne comportant que 48 éléments est fabriqué à partir d'un piézo-composite 2-2 [77]. Pour obtenir une image

suffisamment large et faciliter le travail d'interconnexion des éléments, un pas de  $100\ \mu\text{m}$  ( $2\lambda$ ) est choisi, ce qui se traduit en théorie par une légère remontée des lobes secondaires. Chaque élément est constitué d'un empilement de 3 plaques de PZT affinées par usinage (*lapping*) à une épaisseur de  $28\ \mu\text{m}$ , et séparées de seulement  $5,5\ \mu\text{m}$  de polymère. Cet écartement très faible est réalisé par une méthode originale qui consiste à mélanger dans le polymère des sphères de polystyrène, dont le diamètre est contrôlé à  $0,1\ \mu\text{m}$  près, pour maintenir un écart constant entre les plaques de céramique (figure 1.29). Une fraction volumique de 80% de PZT est ainsi obtenue pour la couche active affinée

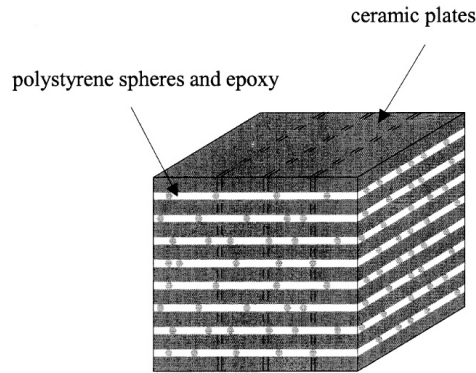


FIG. 1.29 – Méthode utilisée pour fabriquer un matériau composite 2-2. Les plaques de céramique sont empilées et collées les unes aux autres par un mélange de résine epoxy et de petites sphères de polystyrène. Après séchage, l'assemblage est découpé suivant les traits pointillés pour former les éléments du réseau [77].

mécaniquement à  $51\ \mu\text{m}$ , avec un  $k_t > 60\%$  et des modes latéraux repoussés au-delà de 60 MHz. Elle est ensuite déposée sur un milieu arrière de résine epoxy chargée à la poudre d'argent. Des travaux préliminaires [78, 79], basés sur l'étude d'un réseau limité à 4 éléments, ont permis d'optimiser l'adaptation électrique des éléments à l'aide d'un câble coaxial ainsi que les découpes inter-éléments. D'une largeur d'environ 15 micromètres, ces découpes sont pratiquées entre les éléments à l'aide d'une scie diamantée, jusque dans le *backing*. Un couplage bien inférieur à -30 dB est obtenu de cette façon, après l'ajout de deux lames adaptatrices et d'une lentille (augmentation de seulement 16% de la largeur effective d'un élément). A la distance focale de 6,2 mm, les résolutions axiale et latérale de la sonde sont de  $100\ \mu\text{m}$ , avec de faibles pertes d'insertion de -15 dB.

Mais des transducteurs à plus hautes fréquences ont pu être obtenus en utilisant simplement des techniques de découpe classiques (*dice-and-fill*). En effet, en 2004, Cannata *et al.* fabriquent de cette manière un réseau linéaire de 64 éléments à 35 MHz à partir d'un piézo-composite 2-2 ayant un pas de  $25\ \mu\text{m}$  [80]. Pour obtenir ce matériau

composite, une première série de découpes, séparées de  $50\ \mu\text{m}$ , est effectuée dans la céramique, puis remplie d'un mélange d'époxy et d'aluminium. L'opération est répétée en décalant les découpes au centre des éléments précédemment obtenus. Le matériau est finalement mis à une épaisseur de  $50\ \mu\text{m}$  en conservant la partie inférieure des creux, plus régulière. La couche active est déposée sur un milieu arrière conducteur (figure 1.30), assurant le rôle d'électrode de masse, et un circuit imprimé souple est collé en face avant. Des éléments d'une largeur de  $50\ \mu\text{m}$  (comportant seulement deux couches

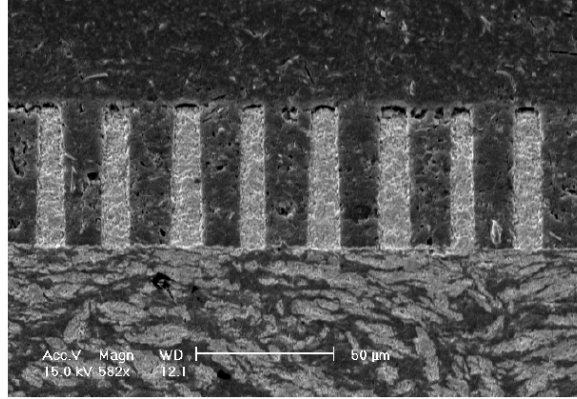


FIG. 1.30 – Image MEB d'une coupe du piézo-composite 2-2. Les rectangles plus clairs correspondent aux barreaux de céramique tandis que la partie foncée est le polymère. La partie inférieure est le *backing* chargé à la poudre d'argent [80].

de céramiques du composite 2-2) sont alors complètement séparés à l'aide d'une scie, et l'espace inter-éléments est rempli de sphères creuses de 6 à  $9\ \mu\text{m}$  de diamètre. Le transducteur est finalisé par le dépôt d'une lentille d'époxy pour focaliser le faisceau acoustique à 10 mm. Un couplage inter-éléments inférieur à -24 dB est mesuré, ainsi qu'une bande passante à -6 dB de 60%. Des pertes d'insertion relativement élevées de -38 dB sont attribuées à la mauvaise adaptation électrique de la structure, et pourraient être améliorées en utilisant des matériaux de plus forte permittivité diélectrique, ou un câble coaxial de plus haute impédance.

La même année, la société VERMON réalise une nouvelle version de sa barrette linéaire de 128 éléments, fonctionnant cette fois aux alentours de 30 MHz [81]. Comme illustré sur la figure 1.31, elle est composée d'un *backing*, d'une couche piézo-composite 1-3 de coefficient de couplage  $k_t=57\%$  et de fraction volumique 51%, d'une lame adaptatrice et d'une lentille focalisée à 10 mm. Sa fabrication se base également sur une technique de découpe à la scie des éléments, avec un pas de réseau de  $100\ \mu\text{m}$  ( $2\lambda$ ). Ce pas relativement élevé permet une meilleure adaptation électrique du réseau, avec une surface plus importante des éléments venant compenser leur faible permittivité ( $\epsilon_{33}^S=920$  pour le piézo-composite 1-3). Une bonne homogénéité de la sensibilité est observée pour l'ensemble des 128 éléments, avec des écarts inférieurs à 6 dB. La qualité

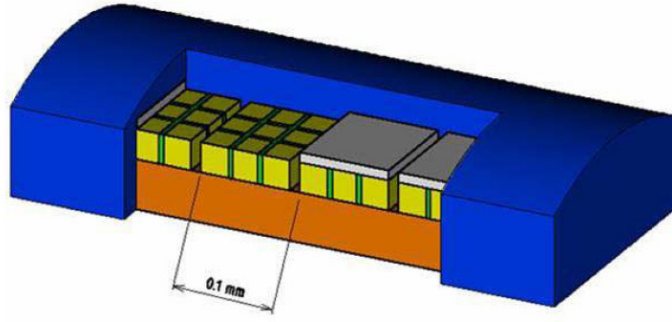


FIG. 1.31 – Schéma du réseau linéaire de 128 éléments, dans lequel sont représentés le *backing* (orange), le matériau piézo-composite (jaune et vert), les lames adaptatrices (gris) et la lentille (bleu) [81].

du piézo-composite et l'amortissement des modes parasites permet d'obtenir une bande passante à -6 dB de 74% et un couplage inter-éléments inférieur à -35 dB.

En 2006, Cannata *et al.* améliorent leur procédé de fabrication [80] et mettent au point une sonde de 64 éléments [82]. Les techniques utilisées se limitent toujours à la découpe, à l'aide d'une scie, d'un piézo-composite 2-2 avec un pas de  $25\ \mu\text{m}$  et des séparations de  $14\ \mu\text{m}$  remplies d'une résine epoxy chargée de particules d'aluminium de 1 à  $5\ \mu\text{m}$  de diamètre. Le matériau composite est réduit à une épaisseur de  $50\ \mu\text{m}$ , d'où une fraction volumique de céramique (Navy Type VI à grains fins) de 44%. Cette configuration permet d'obtenir un coefficient  $k_t=64\%$  et de repousser le premier mode latéral du piézo-composite au-delà de 55 MHz. Comme le montre la figure 1.32, la couche active est déposée sur milieu arrière conducteur de résine epoxy et de poudre d'argent. L'ensemble, maintenu par un cadre de céramique rigide et isolant, est alors recouvert d'une fine couche conductrice (Cr/Au) qui est ensuite découpée pour définir les éléments du réseau, avec un pas de  $50\ \mu\text{m}$ . Une découpe de  $13\ \mu\text{m}$  à la scie est effectuée à un intervalle de  $50\ \mu\text{m}$  pour séparer physiquement et électriquement les éléments. La structure est alors recouverte d'une lentille d'epoxy, d'une épaisseur  $\lambda/4$  au centre, pour adapter acoustiquement la sonde aux milieux aqueux et focaliser le faisceau à 10 mm dans le plan de l'élévation. L'adaptation électrique est finalisée par un câble coaxial de  $75\ \Omega$ . Une bande passante à -6 dB de 55% est ainsi obtenue pour une fréquence centrale de 35 MHz, et les pertes d'insertion sont de l'ordre de -23 dB. Du fait de la compétition entre l'impédance des éléments et celle qui existe entre deux électrodes adjacentes, un couplage essentiellement électrique de -24 dB est observé entre les éléments, soit une largeur effective de  $70\ \mu\text{m}$ . Malgré cette valeur relativement élevée, une bonne résolution axiale de  $40\ \mu\text{m}$  est obtenue, ainsi qu'une résolution latérale de  $95\ \mu\text{m}$  au point focal. En couplant cette sonde à un algorithme de synthèse d'ouverture pour diminuer le niveau des lobes secondaires, de très bonnes per-

performances sont atteintes et permettent l'acquisition d'images fines et bien contrastées ( $>40$  dB).

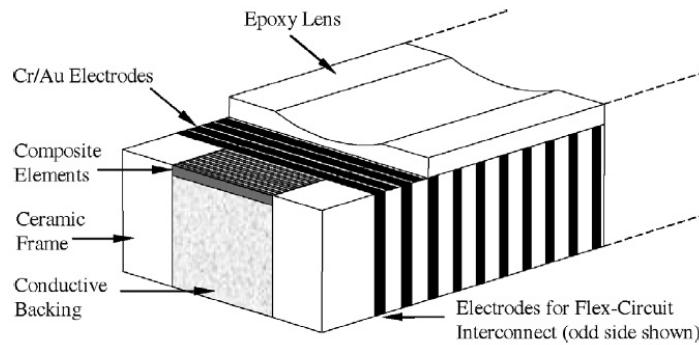


FIG. 1.32 – Schéma des principaux composants du réseau linéaire à 64 éléments [82].

Il est intéressant de citer ici, en rapport avec cette dernière réalisation, une étude [83] publiée l'année suivante par l'équipe de J.A. Ketterling dans laquelle sont comparées les performances de leur réseau annulaire de 5 éléments [62] et celles de ce réseau linéaire de 64 éléments (figure 1.32). Cette étude se focalise principalement sur les caractéristiques du diagramme de rayonnement de chaque sonde, comme sa profondeur de champ ou la largeur de son lobe principal, dans les 3 différentes configurations possibles de formation de faisceau : à distance focale fixe (12 mm), avec une focalisation dynamique uniquement en réception, ou alors à la fois en émission et en réception. À l'aide de diverses méthodes de simulation, cette étude met en évidence la supériorité du champ rayonné par la sonde annulaire en terme de résolution latérale, qui équivaut à peu près à la moitié de celle du réseau linéaire. La profondeur de champ de ce dernier, aux alentours de 4 mm, est toutefois plus étendue que celle du réseau annulaire, qui ne dépasse pas 1 mm dans les cas d'une focalisation fixe ou dynamique en réception. Mais lorsque l'on ajoute une focalisation dynamique à l'émission, la profondeur de champ du réseau annulaire augmente à 5 mm tandis que celle du réseau linéaire ne change quasiment pas. Dans cette configuration, le diagramme de rayonnement de la structure annulaire est plus performant que celui du réseau linéaire, comme le montre la figure 1.33, ce qui permet l'acquisition d'images de meilleure qualité avec une structure plus simple.

Comme l'ont montré les exemples précédents, la focalisation du faisceau acoustique en élévation est souvent effectuée à l'aide d'une lentille. L'utilisation d'une lentille à focalisation cylindrique, en plus de contribuer à l'adaptation acoustique du transducteur avec son milieu, permet d'augmenter sa sensibilité et sa résolution spatiale en élévation. Mais cela augmente également le couplage mécanique inter-éléments et introduit

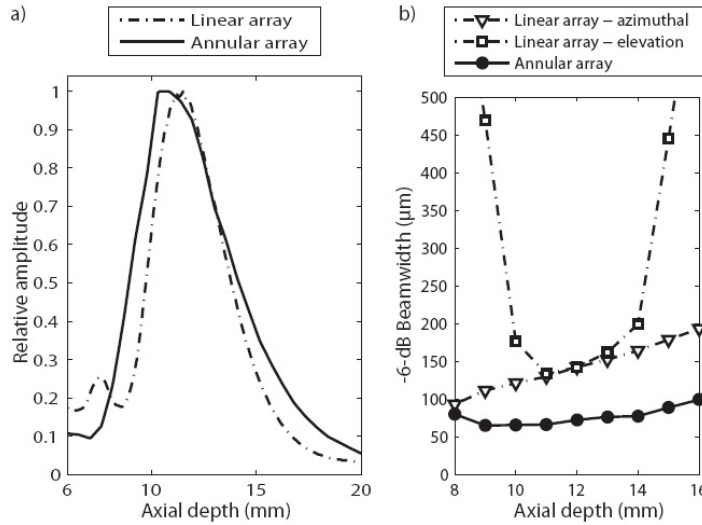


FIG. 1.33 – Caractéristiques du champ de pression rayonné par un réseau linéaire (traits pointillés) et un réseau annulaire (trait plein) dans le cas d’une focalisation dynamique à l’émission et à la réception : a) profondeur de champ et b) largeur du lobe principal en différents points autour de la focale d’origine à 12 mm [83].

une apodisation du faisceau, particulièrement à hautes fréquences, d’où l’intérêt de se passer de lentille en focalisant directement les éléments actifs du réseau. Les polymères et co-polymères sont très intéressants de ce point de vue, du fait de leur excellente flexibilité mécanique. Des travaux ont mis à profit cette propriété pour réaliser un réseau linéaire de 48 éléments de PVDF [84], préfocalisés à 15 mm en élévation, et présentant une bande passante de 70% à une fréquence centrale de 25 MHz. Mais la difficulté majeure d’un tel réseau est l’adaptation électrique des éléments, qui sont à la fois de petite taille et de faible permittivité, d’où une très grande impédance électrique par rapport aux 50  $\Omega$  conventionnels des systèmes électroniques. Dans le cas présent, un pas de 250  $\mu\text{m}$  ( $3\lambda$ ) est adopté pour permettre d’augmenter la surface des éléments et ainsi diminuer leur impédance électrique. Mais, malgré une surface de  $0.22 \times 8 \text{ mm}^2$ , l’adaptation reste difficile et des pertes d’insertion de -43 dB sont observées. De plus, du fait de la grande largeur de pas du réseau, les lobes secondaires sont situés à -37 dB. Une méthode de focalisation dynamique à la réception est utilisée avec 24 éléments actifs, ce qui s’est révélé offrir le meilleur compromis entre le niveau du signal utile et celui des lobes secondaires. Les résolutions axiales et latérales sont, dans ce cas, de 100  $\mu\text{m}$  et 400  $\mu\text{m}$ , respectivement.

Pour palier ces problèmes et obtenir des transducteurs préfocalisés de meilleure sensibilité, les matériaux composites piézoélectriques peuvent également être utilisés. En effet, l’ajout d’une phase polymère permet d’assouplir le matériau et de l’incurver sans dégrader ses propriétés piézoélectriques. Un réseau linéaire performant de 256



éléments, focalisés géométriquement à 6 mm, a été fabriqué à partir d'un matériau piézo-composite 1-3 [85, 86]. Les transducteurs basés sur ce type de matériau présentent typiquement une bande passante plus faible que ceux à base de PVDF, mais leur permittivité plus élevée facilite largement leur adaptation électrique et la réduction de leur taille. Le piézo-composite 1-3 a ainsi un pas de  $40\ \mu\text{m}$  ( $1.07\lambda$ ), découpé une fois de plus à l'aide d'une simple scie de  $15\ \mu\text{m}$ , avec une largeur identique de céramique et de polymère. Comme le montre la figure 1.34, la découpe de la céramique n'est pas totale et une épaisseur de  $5\ \mu\text{m}$  est laissée intacte pour obtenir une bonne surface de dépôt des électrodes (photolithographie), espacées de  $10\ \mu\text{m}$ . Pour le transducteur finalisé, une bande passante à -6 dB de 50% est obtenue à la fréquence centrale de 42 MHz. Ici, chaque élément du réseau ne comporte qu'un seul pilier de céramique. Malgré l'absence de lame en face avant (le composite présente déjà une impédance acoustique faible de 9 MRa), un couplage relativement élevé de -22dB, d'origine principalement mécanique, est observé entre les éléments, dû à la configuration de la structure et en particulier à l'épaisseur de céramique non découpée. Avec une largeur effective des éléments de  $100\ \mu\text{m}$ , le réseau a une directivité angulaire de  $24^\circ$ . En émission, le réseau présente une résolution latérale à -3 dB de  $97\ \mu\text{m}$ , et des lobes secondaires à -30 dB pour 64 éléments actifs (du fait d'une largeur effective des éléments de  $2.7\lambda$ ).

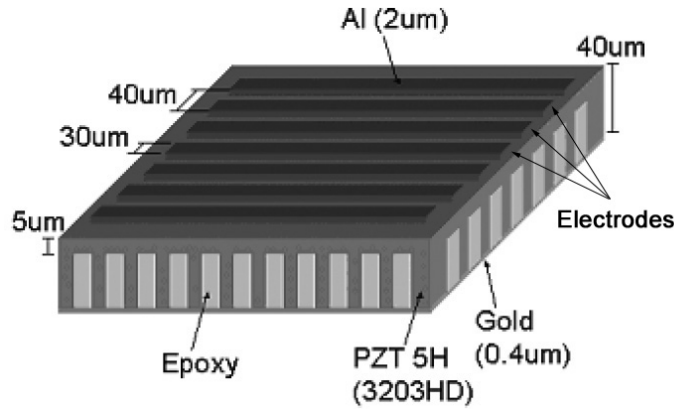


FIG. 1.34 – Schéma du matériau piézo-composite 1-3 inclus dans le transducteur à 256 éléments, avant sa focalisation géométrique. Chaque élément est défini par l'électrode (rectangle noir) déposée à la surface du composite [86].

Des réseaux linéaires sans séparation physique des éléments ont été étudiés, de façon similaire à ce que nous avons déjà vu concernant les réseaux annulaires, dans le but de faciliter le procédé de fabrication, et de s'affranchir du problème d'homothétie lié à la fabrication de composites fonctionnant à des fréquences toujours croissantes. Une étude théorique [87], validée expérimentalement en basse fréquence, a ainsi été menée par Morton et Lockwood après leur démonstration de la faisabilité de transducteurs

annulaires sans découpe des éléments [55]. En prenant l'exemple de réseaux linéaires avec et sans séparation, simulés par éléments-finis, ils comparent les diagrammes de rayonnement obtenus. Du fait des forts couplages existant entre les éléments lorsqu'ils ne sont pas séparés, leur directivité est dégradée, ce qui limite la déflexion du faisceau et empêche donc la fabrication de *phased-array* sans séparation. Ce phénomène n'est toutefois pas incompatible avec la fabrication de réseaux linéaires, où le faisceau est simplement focalisé. La figure 1.35 donne l'exemple du diagramme de rayonnement d'un réseau de 64 éléments, définis simplement par des électrodes écartées de  $5\ \mu m$  avec un pas de  $30\ \mu m$ , simulé avec un *backing* et une lame adaptatrice à une fréquence de fonctionnement de 50 MHz. En comparaison avec celui d'un réseau identique dans lequel les éléments sont physiquement séparés par  $5\ \mu m$  d'air, on observe que les lobes principaux sont identiques jusqu'à -20 dB, pour un temps et un coût de fabrication réduits.

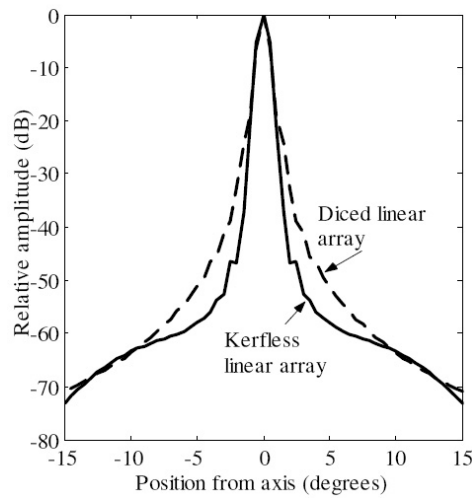


FIG. 1.35 – Comparaison des diagrammes de rayonnement en émission-réception de réseaux linéaires avec (trait en pointillés) et sans (trait plein) séparation des éléments, focalisés à 5 mm [87].

Cannata *et al.* ont également mené une étude similaire [88] avant de fabriquer leur réseau linéaire de 64 éléments [82]. Pour cela, ils ont étudié deux transducteurs de structures voisines, le premier étant très similaire au réseau final déjà présenté (figure 1.32) avec un pas double de  $100\ \mu m$ , tandis que le second est identique à l'exception d'une couche active formée d'une seule plaque de céramique, adaptée acoustiquement à l'aide d'une lame adaptatrice. Les caractéristiques générales des transducteurs sont relativement proches, avec une bande passante aux alentours de 60% à une fréquence centrale d'environ 30 MHz. La mesure des diagrammes de rayonnement indique une dégradation de la directivité semblable à celle observée par Lockwood *et al.* [87]. L'étude révèle également une augmentation de 14 dB du couplage inter-éléments en l'absence de

séparation. Elle permet de conclure que les réseaux linéaires sans séparation physique des éléments sont une alternative intéressante pour atteindre de hautes fréquences de fonctionnement. Toutefois, si la technologie le permet, l'utilisation de matériaux composites est préférable pour diminuer les couplages inter-éléments et obtenir des meilleures performances globales.

Des réseaux linéaires sans séparation ont également été réalisés à partir de techniques de dépôt de composites sol-gel. Zhou *et al.* ont ainsi mis au point un réseau linéaire de 32 éléments [89] à partir d'une couche de 18  $\mu m$  de PZT sol-gel composite, les éléments étant définis par l'impression des électrodes par photolithographie. Ces travaux sont focalisés principalement sur l'optimisation des propriétés du matériau, mais des réseaux linéaires à 80 MHz sont obtenus, avec une bande passante à -6 dB de 55% et une bonne sensibilité mesurées sur un élément. D'autres travaux sont basés sur l'utilisation des matériaux composites sol-gel avec une technique innovante de micro-moulage [90]. L'innovation réside dans le fait d'utiliser pour le moule une résine d'époxy photorésistante (Su-8), facile à mettre en forme, qui est détruite lors du frittage de la céramique, évitant ainsi la phase délicate de démoulage. Cette méthode, résumée sur la figure 1.36, a ainsi permis la fabrication rapide, simple et peu coûteuse de réseaux linéaires et annulaires. Toutefois, la largeur minimale de résine, et donc l'écart minimal entre les éléments, est de l'ordre de 15  $\mu m$ , avec des rapports épaisseur/largeur pouvant aller jusqu'à 3. De plus, le dépôt du film épais piézoélectrique est obtenu par projection (*spray-coating*), avec des coefficients de couplage électromécaniques relativement faibles ( $k_t < 32\%$ ). Mais cette technique est encore récente et de nombreuses voies d'amélioration sont encore à l'étude, notamment en ce qui concerne les propriétés des matériaux piézoélectriques.

Malgré ses limitations, la technique de découpe de type *dice-and-fill* est encore largement utilisée pour fabriquer des réseaux linéaires. En parallèle, d'autres techniques sont étudiées pour permettre d'obtenir des éléments plus fins et monter en fréquence, comme la découpe au laser ou l'utilisation des technologies MEMS. La figure 1.37 est un exemple de réalisation d'un piézo-composite 2-2 de PZT dont les barreaux de céramique sont séparés de seulement 8  $\mu m$  par ablation laser. Lukacs *et al.* [91] l'ont utilisée pour fabriquer un réseau linéaire de 64 éléments, avec un pas de 74  $\mu m$  ( $1.5\lambda$ ) et une épaisseur de 56  $\mu m$ . En ajoutant un *backing*, deux lames adaptatrices et une lentille, ils ont obtenu un transducteur fonctionnant à 28 MHz avec une large bande passante de 83% et un faible couplage inter-éléments  $< -40$  dB.

D'autres travaux basés sur des technologies PC-MUT ont permis la réalisation de piézo-composites 1-3 performants à base de PMN-PT [92]. Les barreaux de céramiques

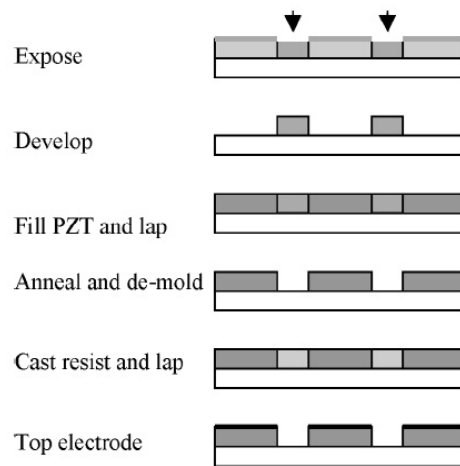


FIG. 1.36 – Schéma du processus de micro-moulage des éléments actifs d'un réseau linéaire ou annulaire. Après l'impression par photolithographie d'un moule d'époxy Su-8, le matériau composite de PZT sol-gel est déposé par plusieurs étapes de projection. Il est ensuite fritté en même temps que le moule est détruit, puis une dernière étape de photolithographie permet d'imprimer les électrodes sur la face supérieure [90].

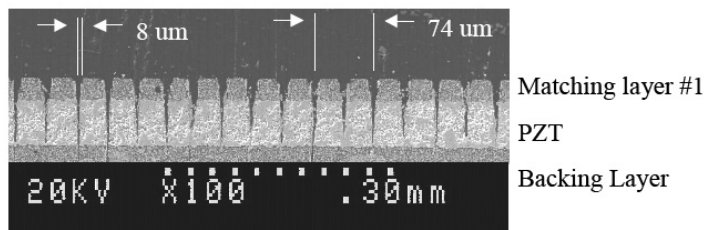


FIG. 1.37 – Image MEB du piézo-composite de PZT découpé par ablation laser avec sa première lame adaptatrice [91].

sont ici obtenus par une découpe de type DRIE, permettant d'atteindre des pas de l'ordre de  $20\ \mu\text{m}$  ( $0.5\lambda$ ) et des séparations d'environ  $5\ \mu\text{m}$ . Des réseaux ayant des pas plus larges de  $\lambda$  ou  $2\lambda$  ont également été fabriqués avec ce procédé, et les transducteurs obtenus fonctionnent à des fréquences supérieures à 40 MHz et présentent une bonne sensibilité, du fait des bonnes propriétés piézoélectriques du matériau. En contrepartie, la bande passante reste faible, de l'ordre de 10-20%, ce qui peut s'expliquer notamment par des couplages inter-éléments élevés d'environ -20 dB.

Enfin, des structures innovantes de type p-MUT ont été mises au point par le dépôt de couches minces de PZT, de l'ordre de  $0,5\ \mu\text{m}$ , sur des wafers de Silicium [93]. Différentes méthodes de découpe sont alors utilisées pour fabriquer des structures en forme de T (figure 1.38) qui vibrent comme des *barres de xylophone* (exploitation du coefficient  $d_{31}$ ), formant un réseau linéaire de 16 éléments avec des séparations étroites de  $6\ \mu\text{m}$ . À noter que cette technologie a également permis la fabrication de réseaux bidimensionnels, à partir d'éléments circulaires de  $10\ \mu\text{m}$  de diamètre écartés de  $5\ \mu\text{m}$  les uns des autres. Une fréquence centrale de 30 MHz est observée pour le réseau 1D, et de 50 MHz pour le réseau 2D. Les avantages en termes de précision et d'adaptation électrique (électronique intégrée) apportés par ce type de technologie en font une voie intéressante pour le développement de nouvelles structures adaptées à la haute-fréquence.

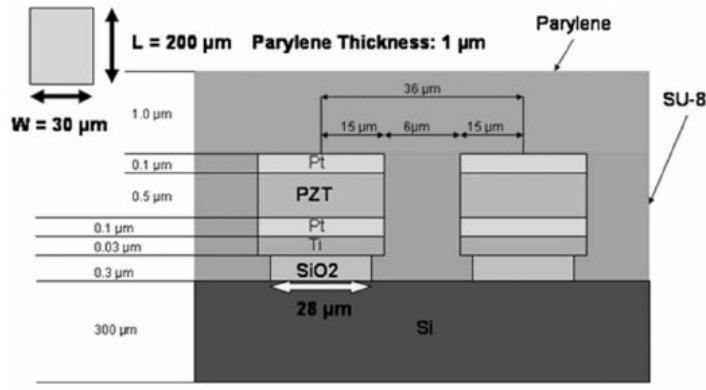


FIG. 1.38 – Schéma de deux éléments du réseau linéaire de type p-MUT [93].

En résumé, on peut distinguer deux niveaux de réalisation des réseaux linéaires décrits dans cette partie. La majorité des prototypes présentés ne sont pas totalement finalisés, et encore moins intégrés à un système électronique permettant l'acquisition des premières images. Mais de nombreuses nouvelles technologies sont ainsi testées et des résultats très encourageants sont obtenus avec la technologie PC-MUT, dont un bon exemple est détaillé à l'avant-dernière ligne du tableau récapitulatif 1.5. Un niveau

plus avancé est atteint dans certains travaux, avec une sonde testée en conditions réelles de fonctionnement. Parmi ces réalisations, les barrettes de 128 éléments de la société VERMON [76, 81] offrent un bon compromis entre les différents critères de performance, ainsi que celle à 256 éléments et à plus haute fréquence de Brown *et al.* [85] (malgré l'absence d'information sur la sensibilité de la sonde). Il est à noter que ces différents transducteurs, prometteurs ou ayant fait leurs preuves, sont tous développés à partir de piézo-composites 1-3.

Après cette revue détaillée sur la caractérisation et la réalisation des différents types de transducteurs HF, mono ou multi-éléments, le paragraphe suivant développe les différents modèles (analytiques et numériques) utilisés pour simuler la vibration et le rayonnement des transducteurs ultrasonores.

TAB. 1.5 – Tableau récapitulatif des performances des réseaux linéaires HF.

| Matériau          | Découpe<br>inter-éléments | Elém. | Lames | Focal. | Pas<br>( $\mu m$ ) | Sépar.<br>( $\mu m$ ) | $f_c$<br>(MHz) | BP<br>(%) | IL<br>(dB) | Coupl.<br>(dB) | $R_{ax}$<br>( $\mu m$ ) | $R_{lat}$<br>( $\mu m$ ) | Année     |
|-------------------|---------------------------|-------|-------|--------|--------------------|-----------------------|----------------|-----------|------------|----------------|-------------------------|--------------------------|-----------|
| PZT * (2-2)       | usinage                   | 32    | 1     | -      | 100                | 20                    | 20             | 17        | -          | -24            | -                       | -                        | 1994 [51] |
| PZT * (1-3)       | usinage                   | 128   | 1     | gé.    | 110                | -                     | 18             | 49        | -46        | -36            | -                       | -                        | 1996 [52] |
| LN * (2-2)        | laser                     | 16    | 0     | -      | 40                 | 14                    | 38             | 25        | -          | -47 (air)      | -                       | -                        | 1999 [58] |
| PZT * (1-3)       | usinage                   | 128   | 1     | lent.  | 210                | -                     | 21             | 60        | -36        | -38            | -                       | -                        | 2001 [76] |
| PZT * (2-2)       | usinage                   | 48    | 2     | lent.  | 100                | 18                    | 30             | 60        | -15        | -32            | 100                     | 100                      | 2002 [77] |
| PZT * (2-2)       | usinage                   | 64    | 0     | lent.  | 50                 | 14                    | 34             | 60        | -38        | -24            | -                       | -                        | 2004 [80] |
| PZT * (1-3)       | usinage                   | 128   | 1     | lent.  | 100                | 12                    | 27             | 74        | -          | -35            | -                       | -                        | 2004 [81] |
| PVDF              | -                         | 48    | 0     | gé.    | 250                | (30)                  | 25             | 70        | -43        | -              | 100                     | 400                      | 2004 [84] |
| PZT * (2-2)       | laser                     | 64    | 2     | lent.  | 74                 | 8                     | 28             | 83        | -          | -40            | -                       | 150 (-3dB)               | 2005 [91] |
| PZT * (2-2)       | usinage                   | 64    | 0     | lent.  | 100                | 15                    | 30             | 56        | -16.1      | -25            | -                       | -                        | 2005 [88] |
| PZT               | -                         | 64    | 1     | lent.  | 100                | (15)                  | 32             | 61        | -19.9      | -11            | -                       | -                        | 2005 [88] |
| PZT * (2-2)       | usinage                   | 64    | 0     | lent.  | 50                 | 14                    | 35             | 55        | -22.8      | -24            | 40                      | 95                       | 2006 [82] |
| PZT * (2-2)       | moulage                   | -     | 0     | -      | 38                 | 15                    | -              | -         | -          | -              | -                       | -                        | 2006 [90] |
| PZT * (1-3)       | usinage                   | 256   | 0     | gé.    | 40                 | 20                    | 42             | 50        | -          | -22            | -                       | 97 (-3dB)                | 2006 [85] |
| PZT               | -                         | 32    | 0     | -      | -                  | -                     | 80             | 55        | -          | -              | -                       | -                        | 2007 [89] |
| PMN-PT *<br>(1-3) | DRIE **                   | 8     | 0     | -      | 84                 | 5                     | 40             | 21        | -          | -20            | -                       | -                        | 2007 [92] |
| PZT               | DRIE **                   | 16    | 0     | -      | 36                 | 6                     | 30             | -         | -          | -              | -                       | -                        | 2007 [93] |

Matériau : composition de la couche active; Découpe inter-éléments : méthode utilisée pour découper les éléments, lorsqu'ils sont séparés physiquement ; Elém. : nombre d'éléments du réseau linéaire; Lames : nombre de lames d'adaptation utilisées; Focal. : méthode de focalisation dans le plan de l'élévation (avec une lentille ou par courbure géométrique du matériau actif); Pas : largeur du pas du réseau (*pitch*); Sépar. : largeur de la séparation entre les éléments (la valeur est entre parenthèses lorsqu'elle désigne l'écartement des électrodes, dans le cas d'un réseau sans séparation physique des éléments);  $f_c$  : fréquence centrale de résonance; BP : bande passante à -6 dB; IL : pertes d'insertion;  $R_{ax}$  et  $R_{lat}$  : résolutions axiale et latérale (azimut) à -6 dB (sauf précision); Année : année de publication des travaux suivie de leur principale référence.

\* : matériau actif composite. La connectivité est précisée entre parenthèses.

\*\* : technique appelée *Deep Reactive Ion Etching* permettant la découpe en phase sèche du matériau à l'aide d'un faisceau d'ions.

## 1.2 Modélisation de la vibration et du rayonnement des transducteurs ultrasonores

### 1.2.1 Schéma électrique unidimensionnel équivalent

La couche piézoélectrique des transducteurs dédiés à l'imagerie médicale est en général utilisée en mode épaisseur et sa modélisation peut se limiter à une étude unidimensionnelle à l'aide de schémas électriques équivalents, comme ceux proposés par Mason [94], Redwood [95] ou Krimholtz, Leedom et Matthei (KLM) [96]. Ces schémas représentent l'élément piézoélectrique sous la forme d'un hexapôle constitué de deux ports acoustiques et d'un port électrique. Le modèle KLM a été utilisé au cours de notre étude du fait de sa facilité d'implémentation et de la bonne séparation des ports acoustiques et électriques, facilitant la modélisation de structures à plusieurs couches actives ou passives.

#### *Modèle KLM*

Dans le modèle KLM, le matériau piézoélectrique est supposé polarisé suivant un axe  $x_3$  et excité suivant son mode de vibration en épaisseur. Les seuls paramètres pris en compte sont ceux qui évoluent suivant l'axe longitudinal  $x_3$ , décrivant ainsi le fonctionnement de la couche active en mode piston. Pour que cette approximation soit valable, on considère une plaque piézoélectrique de surface  $A$ , dont l'épaisseur  $e_p$  selon  $x_3$  est faible devant sa largeur. On note  $U_e$  la tension appliquée aux bornes des électrodes, et  $v_{av}$  et  $v_{ar}$  les vitesses de déplacement des faces avant et arrière de la plaque sur lesquelles sont exercées les forces  $F_{av}$  et  $F_{ar}$ . L'élément piézoélectrique est alors considéré comme une ligne de propagation qui relie les ports acoustiques des faces avant et arrière. Il est relié en son centre au port électrique par l'intermédiaire d'un transformateur électromécanique de rapport  $\Phi$ , en série avec deux condensateurs  $C_0$  et  $C'$ . Les lignes de propagation sont caractérisées par leurs paramètres primaires : résistance  $R$  ( $\Omega/m$ ), inductance  $L$  ( $H/m$ ), capacité  $C$  ( $F/m$ ) et conductance  $G$  ( $S/m$ ). Les paramètres secondaires ( $Z_p$ ,  $\gamma$ ) correspondant à l'impédance caractéristique et la constante de propagation de la ligne sont donnés par :

$$\begin{aligned} Z_p &= \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C}}, \\ \gamma &= \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)}. \end{aligned} \quad (1.13)$$

D'après le schéma de la figure 1.39 et la condition de continuité des forces et des



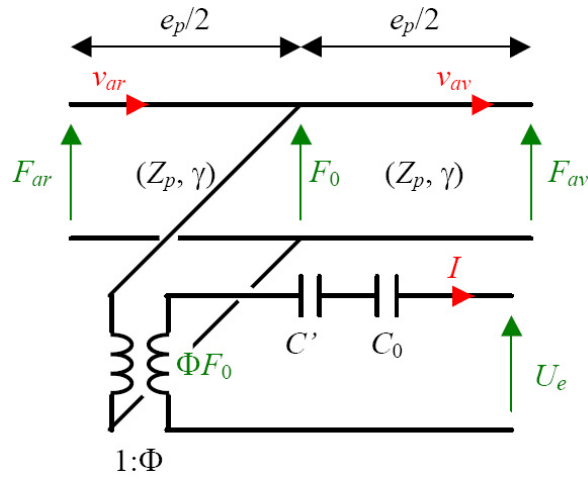


FIG. 1.39 – Schéma du modèle KLM [3, 96].

déplacements au centre, on obtient l'équation :

$$U_e = \left( \frac{1}{j\omega C_0} + \frac{1}{j\omega C'} \right) I + \Phi F_0, \quad (1.14)$$

où  $\Phi$  est le coefficient du transformateur :

$$\Phi = \frac{2\sin(\theta_p)}{\omega C_0 Z_p} \quad (1.15)$$

avec :

$$\theta_p = \frac{ke_p}{2} = \frac{\omega e_p}{2c_l}, \quad (1.16)$$

et :

$$C_0 = \frac{\epsilon_{33}^S A}{e_p},$$

$$C' = \frac{-C_0}{k_t^2 \text{sinc}(\theta_p)},$$

les capacités statique et dynamique de l'élément piézoélectrique. Sous ce formalisme, en l'absence de charge en face avant ou arrière, les forces aux bornes des ports acoustiques sont nulles et l'impédance électrique du résonateur s'écrit :

$$Z_e = \frac{U_e}{I} = \frac{1}{j\omega C_0} \left( 1 - k_t^2 \frac{\tan(\theta_p)}{\theta_p} \right), \quad (1.17)$$

où  $k_t^2$  est le coefficient de couplage du mode épaisseur.

Mais, en général, la couche active est entourée par une ou plusieurs autres couches d'impédance non nulle, qui créent des forces  $F_{av}$  et  $F_{ar}$  en faces avant et arrière. A

partir du schéma KLM, une notation matricielle [97] a été développée pour faciliter le calcul des fonctions de transfert de chaque couche. Comme illustré sur la figure 1.40, chaque élément du transducteur est alors représenté par un quadripôle caractérisé par sa matrice chaîne. Au niveau du port électrique, les matrices  $N_C$  et  $N_\Phi$  représentent

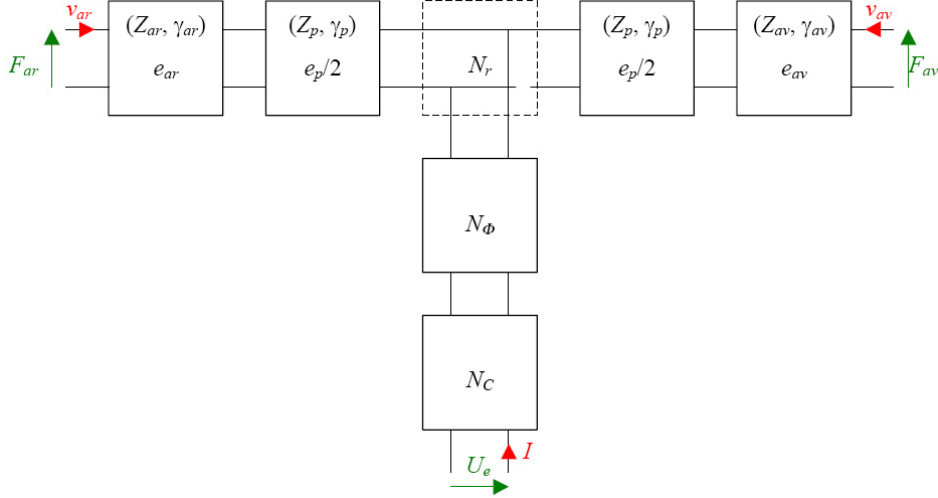


FIG. 1.40 – Modèle KLM sous forme matricielle [3, 97].

respectivement les capacités en série et le transformateur parfait. Au niveau des ports acoustiques, chacune des couches ajoutées en face avant ou arrière est représentée par une ligne de propagation  $i$ , de paramètres  $(Z_i, \gamma_i)$ , et de longueur  $e_i$ . Chacune des matrices de transfert peut être calculée (voir [5]) pour établir au final la matrice globale  $M$  de transfert entre le port électrique d'émission et le port acoustique de réception en face avant. Pour cela, la matrice de transfert du port acoustique en face arrière est ramenée au centre à travers la ligne de transmission, et est notée  $N_r$ . La matrice globale est ainsi :

$$M = N_C N_\Phi N_r N_p N_{av}, \quad (1.18)$$

et permet de modéliser l'ensemble du transducteur. Le schéma électrique complet du transducteur, en émission-réception, est représenté sur la figure 1.41. En émission, cela

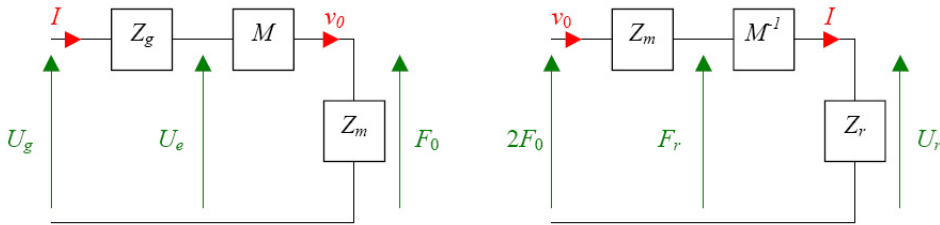


FIG. 1.41 – Schéma du système en émission-réception [3].

permet d'établir la relation entre le générateur de tension  $U_g$ , d'impédance interne

$Z_g$  et délivrant une tension d'excitation  $U_e$ , et la force  $F_0$  générée dans le milieu de propagation d'impédance mécanique  $Z_m$  :

$$Z_m = \frac{F_0}{v_0} = AZ_m, \quad (1.19)$$

où  $A$  est la surface et  $Z_m$  l'impédance acoustique du milieu. Le récepteur est quant à lui caractérisé par son impédance d'entrée  $Z_r$ . Ce schéma permet de définir les fonctions de transfert en émission, en réception et en émission-réception [5], et d'étudier ainsi le comportement du transducteur.

Il s'agit d'une méthode analytique qui permet de modéliser rapidement un transducteur ultrasonore comprenant différentes couches actives et passives, ainsi que l'environnement électrique de la sonde. La modélisation matricielle permet d'ajuster chacun des paramètres de la chaîne de transmission et de trouver les meilleurs compromis pour améliorer la réponse électroacoustique de la sonde suivant l'application.

Dans le cas d'une seule couche piézoélectrique, le modèle est également très bien adapté pour caractériser, par ajustement, l'impédance électrique expérimentale pour en extraire les propriétés correspondantes telles que  $f_a$ ,  $\epsilon_r$ ,  $k_t$ ,  $\delta_e$ ,  $\delta_m$  (voir également paragraphe 1.1.1.2).

En revanche, cette méthode est limitée à une modélisation unidimensionnelle qui n'est valable que pour certaines configurations de transducteurs. Elle peut donc être inadaptée aux structures où les effets transverses ne sont plus négligeables, ou pour les réseaux multi-éléments si les couplages inter-éléments doivent être pris en compte. Afin de palier cette limite, divers modèles numériques permettent une approche plus réaliste des phénomènes simulés, comme les éléments finis ou les différences-finies qui ont été utilisés au cours de ce travail de thèse.

## 1.2.2 Modélisation numérique

### 1.2.2.1 Méthode des éléments finis

La méthode des éléments-finis est une méthode de discrétisation qui consiste à utiliser une approximation simple d'un problème posé sous forme variationnelle. Elle permet de représenter un milieu continu par un assemblage d'éléments comportant chacun un nombre fini de degrés de liberté. Elle est largement utilisée dans de nombreux travaux pour modéliser des structures bi- ou tri-dimensionnelles. En ce qui nous concerne, du fait de la géométrie cylindrique de la plupart des transducteurs étudiés, cette méthode a l'avantage de pouvoir prendre en compte l'axisymétrie et ainsi simplifier le modèle.

Par ailleurs, des objets de formes quelconques peuvent être modélisés. Un autre avantage par rapport à la méthode KLM est la prise en compte des modes de vibrations radiaux qui s'ajoutent au mode longitudinal. Toutefois, cette méthode est peu performante (en terme de stabilité numérique) pour calculer la propagation des ondes sur de larges distances dans un milieu fluide (voir Chapitre II). Elle est donc souvent couplée à d'autres méthodes comme :

- l'approximation du champ rayonné à l'aide d'une approche basée sur des éléments de frontières (*boundary elements*) [98] ou avec des éléments infinis [99],
- la simulation du milieu fluide infini à l'aide de calculs analytiques [3],
- l'utilisation d'éléments frontières absorbants pour atténuer le champ rayonné à une certaine distance dans le fluide.
- la méthode pseudospectrale dont la stabilité numérique permet un calcul précis du champ propagé sur de longues distances [100]

Dans le cadre de notre étude, nous avons utilisé le logiciel ATILA [101] développé par l'ISEN de Lille, qui permet de modéliser des matériaux piézoélectriques avec des pertes électriques ou mécaniques, et de calculer différents paramètres physiques en n'importe quel point de la structure. Dans le cas général, ces paramètres inconnus peuvent être les valeurs du champ de déplacement  $\mathbf{U}$ , le potentiel électrique  $\Phi$  dans les matériaux piézoélectriques, le potentiel magnétique réduit  $\phi$  dans les matériaux magnétostrictifs, le courant d'excitation  $\mathbf{I}$  et la pression  $\mathbf{P}$  dans le fluide. Ces valeurs sont définies sur un ensemble de nœuds formant un maillage de l'espace. La méthode des éléments-finis offre la possibilité de faire varier le pas du maillage sur une même grille pour optimiser le nombre de nœuds nécessaires au modèle. Les différents paramètres sont calculés par la résolution matricielle d'un système de plusieurs équations telles que, par exemple, l'équation de la dynamique, qui peut s'écrire de façon générale :

$$[M][\ddot{\mathbf{U}}] + [C][\dot{\mathbf{U}}] + [K'][\mathbf{U}] = [\mathbf{F}], \quad (1.20)$$

soit en régime harmonique :

$$-\omega^2[M][\mathbf{U}] + j\omega[C][\mathbf{U}] + [K'][\mathbf{U}] = [\mathbf{F}], \quad (1.21)$$

avec  $[M]$ ,  $[C]$  et  $[K']$  les matrices respectives de masse, d'amortissement et de rigidité généralisées, et  $[\mathbf{F}]$  le vecteur des forces généralisées. Les pertes des matériaux peuvent être prises en compte par la matrice d'amortissement et incluses dans la partie imaginaire du terme de rigidité, d'où :

$$([K] - \omega^2[M])[\mathbf{U}] = [\mathbf{F}], \quad (1.22)$$

avec  $[K] = [K'] + j\omega[C]$ . Suivant l'objet modélisé et les conditions de la simulation, d'autres équations peuvent être prises en compte comme l'équation de Poisson dans le matériau actif, celle de Maxwell (conservation du flux) pour le calcul du champ magnétique ou d'Helmholtz dans le fluide. Dans le cas du logiciel ATILA [101], une expression générale de l'équation matricielle à résoudre est obtenue :

$$\begin{bmatrix} [K_{uu}] - \omega[M] & [K_{u\Phi}] & [K_{u\phi}] & [K_{uI}] & -[L] \\ [K_{u\Phi}]^T & [K_{\Phi\Phi}] & [0] & [0] & [0] \\ [K_{u\phi}]^T & [0] & [K_{\phi\phi}] & [K_{\phi I}] & [0] \\ [K_{uI}]^T & [0] & [K_{\phi I}]^T & [K_{II}] & [0] \\ -\rho^2 c^2 \omega^2 [L]^T & [0] & [0] & [0] & [H] - \omega^2 [M_l] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{U} \\ \Phi \\ \phi \\ \mathbf{I} \\ \mathbf{P} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{F} \\ -\mathbf{q} \\ -\mathbf{f} \\ -\mathbf{f}_b \\ \rho c^2 \psi \end{bmatrix}, \quad (1.23)$$

avec  $\rho$  la masse volumique du fluide,  $c$  la vitesse dans le fluide et  $\omega$  la pulsation. On note également  $\mathbf{q}$  le vecteur de charges électriques,  $\mathbf{f}$  et  $\mathbf{f}_b$  ceux des flux magnétiques réduits (au travers des limites du domaine magnétique ou vu par les courants induits),  $\psi$  le vecteur des dérivées normales de la pression à la surface de la structure, et les matrices :

- $[K_{uu}]$  de rigidité,
- $[K_{u\Phi}]$  de couplage piézoélectrique,
- $[K_{u\phi}]$  de couplage piézomagnétique,
- $[K_{uI}]$  de couplage source-structure,
- $[K_{\Phi\Phi}]$  diélectrique,
- $[K_{\phi I}]$  de couplage de source magnétique,
- $[K_{\phi\phi}]$  de (pseudo-)rigidité magnétique,
- $[K_{II}]$  d'inductance dans le vide,
- $[M_s]$  de masse de la structure,
- $[H]$  de (pseudo-)rigidité du fluide,
- $[M_f]$  de (pseudo-)masse du fluide,
- $[L]$  de couplage à l'interface solide-fluide (connectivité).

La résolution de l'équation (1.23) peut s'effectuer en régime harmonique ou transitoire. Toutefois, dans notre cas, le calcul en régime harmonique de la propagation des ondes dans un milieu fluide nécessite l'utilisation d'éléments absorbants en champ lointain, ce qui requiert un maillage important du milieu fluide. Une résolution en régime transitoire est donc souvent préférée, avec un maillage du milieu fluide restreint, suffisant pour éviter les perturbations des échos aux frontières de l'espace de calcul.

Dans ce cas, l'équation (1.23) peut s'écrire :

$$[A]\ddot{\mathbf{X}} + [B]\dot{\mathbf{X}} + [C]\mathbf{X} = \mathbf{Y}. \quad (1.24)$$

Sa résolution est basée sur un algorithme itératif avec un pas de temps  $\Delta t$  constant, dans lequel la valeur de  $\mathbf{X}$  au temps  $n\Delta t$  est notée  $\mathbf{X}_n$ . Le calcul du vecteur inconnu  $\mathbf{X}_{n+1}$  est effectué à partir de la valeur du vecteur d'excitation  $\mathbf{Y}$ , du vecteur  $\mathbf{X}$  et de ses dérivées calculées aux instants précédents  $n\Delta t$  et  $(n+1)\Delta t$ , suivant l'équation :

$$\begin{aligned} ([A] + a_1 h[B] + a_2 h^2[C]) \mathbf{Z} &= \mathbf{Y}_{n+l} - [C] (\mathbf{X}_n + kh\dot{\mathbf{X}}_n + b_1\ddot{\mathbf{X}}_n) \\ -[B] \left( k\dot{\mathbf{X}}_n + b_2\ddot{\mathbf{X}}_n + \frac{k-1}{2h}\mathbf{X}_n \right) &+ \frac{k-1}{h^2}[A] (2\mathbf{X}_n - \mathbf{X}_{n-1}), \end{aligned} \quad (1.25)$$

où  $\mathbf{Z}$  (fonction du vecteur inconnu recherché) et la valeur des coefficients  $a_i$ ,  $b_i$ ,  $k$ ,  $l$  et  $h$  dépendent de l'écriture adoptée pour calculer les vecteurs dérivés, qu'ils soient exprimés en différences finies ou en série de Taylor (voir par exemple [101] pour une description détaillée des résultats en fonction de la méthode choisie).

On considère en général qu'un minimum de 10 nœuds par longueur d'onde est nécessaire pour obtenir un résultat fiable avec cette méthode [3]. Le pas du maillage est adapté en fonction du matériau, pour diminuer le nombre de nœuds et la taille des matrices de (1.23) ainsi que le temps de calcul, avec une limite de  $10^5$  nœuds dans le cas du programme ATILA [101]. Mais d'autres codes d'éléments-finis commerciaux, prenant en compte la piézoélectricité, ont été développés. On peut citer les logiciels ANSYS, PZ FLEX et PAFEC qui se sont largement répandus depuis une vingtaine d'années, et qui peuvent être comparés en termes de performances des pré- et post-processeur, de la bonne prise en compte des pertes et du couplage fluide/structure. Un logiciel ouvert et évolutif, MODULEF, a également été développé par l'INRIA pour offrir aux utilisateurs un système performant et adaptable, nécessitant toutefois de développer ses propres éléments. Dans le cadre de notre étude, le logiciel ATILA a été utilisé pour valider les résultats de notre algorithme et pour estimer ses performances.

### 1.2.2.2 Méthode des différences-finies

La méthode temporelle des différences-finies ou FDTD (*Finite-Difference Time-Domain*) a été introduite par Yee [102] en 1966 pour simuler la propagation des ondes électromagnétiques. Depuis, la méthode a été largement utilisée dans de très nombreux travaux [103], aussi bien dans le domaine de l'électromagnétisme que celui de l'acoustique, des cristaux phononiques ou des matériaux piézoélectriques. Le développement des capacités de calcul a accompagné un recours de plus en plus fréquent à cette mé-

thode, utilisée dans un nombre croissant de travaux, du fait de sa grande robustesse, de sa précision, et également de sa simplicité. Elle est basée sur une discrétisation spatiale et temporelle des équations de propagation des ondes (mécaniques ou électromagnétiques), qui aboutit à un calcul direct des solutions du problème de propagation dans le domaine temporel.

Contrairement aux éléments-finis, largement répandus sous la forme de logiciels commerciaux, la méthode FDTD est plus simple à mettre en œuvre et l'algorithme est souvent développé par ses utilisateurs, intégrant directement les spécificités des objets modélisés. Dans le cas de la simulation de matériaux piézoélectriques [104], l'algorithme est basé sur la résolution des équations de propagation des ondes acoustiques, des relations constitutives de la piézoélectricité et des équations de Maxwell, ce qui peut se synthétiser sous la forme de l'équation matricielle suivante [105] :

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \mathbf{v} \\ \mathbf{H} \\ \mathbf{E} \\ \mathbf{T} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \rho I & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \mu & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon^T & d \\ 0 & 0 & d' & s^E \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & \nabla \cdot \\ 0 & 0 & -\nabla \times & 0 \\ 0 & \nabla \times & 0 & d \\ \nabla_S & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{v} \\ \mathbf{H} \\ \mathbf{E} \\ \mathbf{T} \end{bmatrix}, \quad (1.26)$$

avec :

$\mathbf{v}$  le vecteur des vitesses de déplacement des particules,

$\mathbf{H}$  le vecteur des valeurs du champ magnétique,

$\mathbf{E}$  le vecteur des valeurs du champ électrique,

$\mathbf{T}$  le vecteur des contraintes,

$\rho$  la densité,

$I$  la matrice identité,

$\mu$  la matrice de perméabilité magnétique,

$d$  la matrice des coefficients du tenseur piézoélectrique,

$\epsilon^T$  la matrice des permittivités électriques,

$s^E$  la matrice des flexibilités,

avec le symbole prime désignant la transposée de la matrice, et les opérateurs de dérivation :

$$\nabla \cdot = \begin{bmatrix} \partial/\partial x & 0 & 0 & 0 & \partial/\partial z & \partial/\partial y \\ 0 & \partial/\partial y & 0 & \partial/\partial z & 0 & \partial/\partial x \\ 0 & 0 & \partial/\partial z & \partial/\partial y & \partial/\partial x & 0 \end{bmatrix} = (\nabla_S)' \quad (1.27)$$

et

$$\nabla \times = \begin{bmatrix} 0 & -\partial/\partial z & \partial/\partial y \\ \partial/\partial z & 0 & -\partial/\partial x \\ -\partial/\partial y & \partial/\partial x & 0 \end{bmatrix}, \quad (1.28)$$

exprimés dans le repère cartésien. La relation (1.26) se simplifie en considérant l'approximation quasi-statique du champ électromagnétique, d'après laquelle on obtient  $\nabla \times E = \nabla \times H = 0$ . Les équations sont alors discrétisées en appliquant l'approximation des différences-finies, qui peut s'écrire au premier ordre dans le cas de la dérivation temporelle d'un paramètre  $u$  :

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{u^{n+1} - u^n}{\Delta t}. \quad (1.29)$$

Les différences-finies d'ordres plus élevés permettent d'obtenir des approximations plus précises, mais cela requiert un plus grand nombre de valeurs et d'opérations. Ces valeurs discrètes des paramètres sont réparties suivant des grilles décalées dans l'espace et le temps. La figure 1.42 est un exemple bidimensionnel (suppression des valeurs suivant l'axe  $y$ ) de ces grilles sur lesquelles les valeurs de  $\mathbf{v}$  et  $\mathbf{H}$  sont décalées d'un demi pas dans l'espace ( $\Delta x/2$ ,  $\Delta z/2$ ) et dans le temps ( $\Delta t/2$ ) par rapport aux valeurs de  $\mathbf{T}$  et  $\mathbf{E}$ . Cet agencement est obtenu naturellement par les relations qu'entretiennent ces paramètres dans les équations (1.26), une fois que l'approximation des différences-finies est appliquée [106, 105]. Cette approximation des dérivées est illustrée ci-dessous, dans le cas des dérivées spatiale (suivant l'axe  $x$ ) et temporelle des vitesses. Les coordonnées spatiales sont indiquées par les indices  $i$  et  $j$ , tandis que la coordonnée temporelle est repérée par l'indice  $n$ , correspondant dans le repère cartésien aux coordonnées ( $x = i\Delta x$ ,  $z = j\Delta z$ ,  $t = n\Delta t$ ). Lorsque les valeurs requises ne sont pas définies aux nœuds considérés, une moyenne est effectuée :

$$\frac{\partial v(i\Delta x, j\Delta z, (n-0.5)\Delta t)}{\partial x} \approx \frac{v_{i+0.5, j+0.5}^{n-0.5} - v_{i-0.5, j+0.5}^{n-0.5} + v_{i+0.5, j-0.5}^{n-0.5} - v_{i-0.5, j-0.5}^{n-0.5}}{2\Delta x}, \quad (1.30)$$

$$\frac{\partial v((i+0.5)\Delta x, (j+0.5)\Delta z, n\Delta t)}{\partial t} \approx \frac{v_{i+0.5, j+0.5}^{n+0.5} - v_{i+0.5, j+0.5}^{n-0.5}}{\Delta t}. \quad (1.31)$$

De cette façon il est possible de calculer les nouvelles valeurs des paramètres à l'aide de la relation (1.26) simplifiée et discrétisée (voir Chapitre II).

Cette méthode présente l'avantage d'être stable du moment que les pas spatiaux et



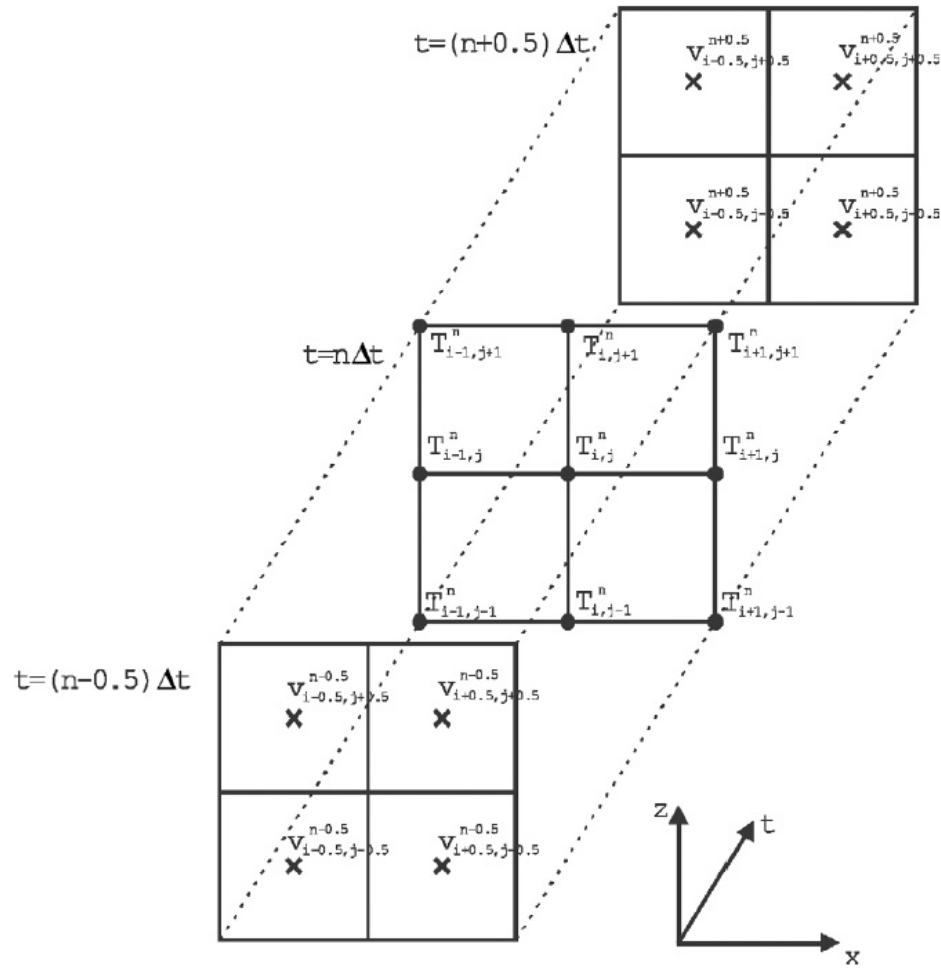


FIG. 1.42 – Grilles de calcul utilisées par l'algorithme FDTD [105].

temporel vérifient le critère de Courant [103] :

$$c_{max} \cdot \Delta t \leq \left( \frac{1}{(\Delta x)^2} + \frac{1}{(\Delta z)^2} \right)^{-1/2}, \quad (1.32)$$

où  $c_{max}$  est la vitesse maximale de propagation des ondes acoustiques dans le modèle. Son principal inconvénient, à l'instar de la méthode des éléments finis, est de nécessiter un maillage fin, de l'ordre de 20 nœuds par longueur d'onde, pour obtenir de bons résultats. Cela limite en général le maillage du fluide à un espace restreint autour de la structure vibrante et interdit la simulation d'ondes acoustiques se propageant sur de larges distances. C'est pourquoi la plupart des équipes ayant utilisé la méthode des différences-finies pour modéliser un élément piézoélectrique ne prennent pas en compte la propagation des ondes dans le milieu environnant [107]. Récemment, des travaux intégrant des conditions PML dans un modèle en différences-finies ont permis l'étude de la propagation des ondes acoustiques dans différents cristaux piézoélectriques [105].

## 1.3 Conclusion

Nous avons présenté dans ce premier Chapitre les méthodes couramment utilisées pour caractériser, fabriquer et modéliser les transducteurs ultrasonores haute-fréquence. Les développements des technologies, l'amélioration des matériaux et des techniques de mise en forme des couches piézoélectriques ont permis, au cours des 10 dernières années, d'obtenir des structures mono- et multi-éléments très performantes, vibrant à des fréquences au-delà de 30 MHz, jusqu'à plus de 100 MHz. Dans le domaine particulièrement contraignant de l'imagerie médicale, les systèmes haute-fréquence ont longtemps été basés sur l'utilisation d'un transducteur mono-élément. Pour cette configuration, les sondes à base de niobate de lithium (LN) offrent actuellement les meilleures performances. Mais des réseaux linéaires ou annulaires ont depuis peu atteint des fréquences proches de 40 MHz qui, couplés à des algorithmes de focalisation synthétique, permettent d'obtenir des images de très bonne qualité. On peut considérer qu'à ce jour les meilleurs réseaux annulaires sont ceux à base de PVDF, tandis que les piézocomposites 1-3 sont le matériau de choix pour les réseaux linéaires. Toutefois, les difficultés de développement liées aux faibles dimensions de ces structures, ainsi que la lourdeur des traitements numériques requis, limitent ces réalisations au stade de prototypes, en attendant de pouvoir baisser les coûts de fabrication et les temps d'acquisition.

De nombreux outils de simulation sont utilisés pour guider la conception de ces transducteurs et optimiser leurs paramètres. A défaut d'une liste exhaustive qu'il serait difficile d'établir, deux méthodes classiquement utilisées pour modéliser le fonctionnement des transducteurs ultrasonores ont été présentées. La méthode des éléments-finis a été utilisée comme base de comparaison pour valider le nouveau modèle développé dans ce travail de thèse. Il n'existe pas de méthode idéale, chacune ayant ses limitations et certaines étant mieux adaptées à l'étude d'un aspect en particulier. C'est pourquoi la simulation complète d'un transducteur dans un environnement donné est souvent réalisée en utilisant successivement plusieurs modèles. Le Chapitre suivant présente une nouvelle méthode plus performante et basée sur un modèle unique, couplant les méthodes de simulation numérique pseudospectrale et différences-finies, spécifiquement adaptée à la simulation des transducteurs piézoélectriques.

## Bibliographie

- [1] IEEE Std. Standard on piezoelectricity ANSI/IEEE Std. 176-1987. *IEEE Trans. Ultras. Ferro. Freq. Cont.*, 43(5) :719–772, 1996.
- [2] F. Levassort, L.P. Tran-Huu-Hue, J.M. Grégoire, and M. Lethiecq. High-frequency ultrasonic transducers - Fabrication, characterisation, performance. *CRF*, pages 53–69, 2004.
- [3] P. Maréchal. *Transducteurs mono-éléments pour l'imagerie ultrasonore haute résolution : modélisation, réalisation et caractérisation*. Université François-Rabelais de Tours, Thèse, 2004.
- [4] M. Lethiecq, L.P. Tran-Huu-Hue, F. Patat, and L. Pourcelot. Measurement of losses in five piezoelectric ceramics between 2 and 50 mhz. *IEEE Trans. Ultras. Ferro. Freq. Cont.*, 40(3) :232–237, 1993.
- [5] R. Desmare. *Optimisation de transducteurs ultrasonores à structure multicouche*. Université du Maine, Thèse, 1999.
- [6] Q. Zhou, J.M. Cannata, H. Guo, C. Huang, V.Z. Marmarelis, and K.K. Shung. Half-thickness inversion layer high-frequency ultrasonic transducers using LiNbO<sub>3</sub> single crystal. *IEEE Trans. Ultras. Ferro. Freq. Cont.*, 52 :127–133, 2005.
- [7] C.S. Desilets, J.D. Fraser, and G.S. Kino. The design of efficient broad-band piezoelectric transducers. *IEEE Sonics Ultras.*, 25(3) :115–125, 1978.
- [8] J.M. Cannata, T.A. Ritter, W.H. Chen, and R.H. Silverman. Design of efficient, broadband single-element (20-80 MHz) ultrasonics transducers for medical imaging applications. *IEEE Trans. Ultras. Ferro. Freq. Cont.*, 50(11) :1548–1557, 2003.
- [9] Q. Zhou, X. Xu, E.J. Gottfried, L. Sun, J.M. Cannata, H. Ameri, M.S. Humayun, P. Han, and K.K. Shung. PMN-PT single crystal, high-frequency ultrasonic needle transducers for pulsed-wave doppler application. *IEEE Trans. Ultras. Ferro. Freq. Cont.*, 54(3) :668–675, 2007.
- [10] Q. Zhou, D. Wu, C. Jin, J. Hu, X. Xu, J. Williams, J.M. Cannata, and K.K. Shung. Design and fabrication of PZN-7%PT single crystal high frequency angled needle ultrasound transducers. *IEEE Trans. Ultras. Ferro. Freq. Cont.*, 55(6) :1394–1399, 2008.
- [11] T. Delaunay. *Caractérisation fonctionnelle et relations structure - propriétés de mono-cristaux piézoélectriques de type pérovskite*. Université François-Rabelais de Tours, Thèse, 2006.

- [12] C.C. Sharp, G.H. Feng, Q.F. Zhou, J.M. Cannata, E.S. Kim, and K.K. Shung. 200 MHz self-focused ZnO MEMS ultrasonic transducers for biomedical imaging. *IEEE Ultras. Symp.*, pages 1946–1949, 2004.
- [13] G.H. Feng, C.C. Sharp, Q. Zhou, W. Pang, E.S. Kim, and K.K. Shung. Fabrication of MEMS ZnO dome-shaped-diaphragm transducers for high frequency ultrasonic imaging. *IEEE Ultras. Symp.*, pages 1950–1953, 2004.
- [14] Q.F. Zhou, C.C. Sharp, J.M. Cannata, and K.K. Shung. Self-focused high frequency ultrasonic transducers based on ZnO piezoelectric films. *Applied Phys. Letters*, 90, 2007.
- [15] J.M. Cannata, J.A. Williams, Q. Zhou, H. Yu, L. Sun, E.S. Kim, and K.K. Shung. Self-focused ZnO transducers for ultrasonic biomicroscopy. *IEEE Ultras. Symp.*, pages 945–948, 2007.
- [16] R.N. Torah, S.P. Beepy, and N.M. White. Improving the piezoelectric properties of thick-film PZT :the influence of paste composition, powder milling process and electrode material. *Sensors and Actuators*, 110 :378–384, 2003.
- [17] R.N. Torah, S.P. Beepy, and N.M. White. An improved thick-film piezoelectric material by powder blending and enhanced processing parameters. *IEEE Trans. Ultras. Ferro. Freq. Cont.*, 52(1) :10–16, 2005.
- [18] S. Seifert, D. Spron, T. Hauke, G. Müller, and H. Beige. Dielectric and electro-mechanical properties of sol-gel prepared PZT thin films on metallic substrates. *J. Euro. Ceram. Soc.*, 24 :2553–2566, 2004.
- [19] R.J. Ong, T.A. Berfield, N.R. Sottos, and D.A. Payne. Sol-gel derived Pb(Zr,Ti)O<sub>3</sub> thin films : residual stress and electrical properties. *J. Euro. Ceram. Soc.*, 25(12) :2247–2251, 2005.
- [20] A. Barzegar, D. Damjanovic, and N. Setter. The effect of boundary conditions and sample aspect ratio on apparent  $d_{33}$  piezoelectric coefficient determined by direct quasistatic method. *IEEE Trans. Ultras. Ferro. Freq. Cont.*, 51(3) :262–270, 2004.
- [21] A. Bardaine. *Elaboration de films piézoélectriques de PZT par procédé sol-gel composite : application à la transduction ultrasonore haute fréquence*. Université François-Rabelais de Tours, Thèse, 2008.
- [22] D.A. Barrow, T.E. Petroff, and M. Sayer. Thick ceramic coatings using a sol-gel based ceramic-ceramic 0-3 composite. *Surf. and Coat. Tech.*, 76-77 :113–118, 1995.
- [23] Z. Wang, W. Zhu, C. Zhao, and O.K. Tan. Dense PZT thick films derived from sol-gel based nanocomposite process. *Mat. Science and Eng.*, 99 :56–62, 2003.

- [24] F.F.C. Duval, R.A. Dorey, Q. Zhang, and R.W. Whatmore. Lead germanium oxide sinter-assisted PZT composite thick films. *J. Euro. Ceram. Soc.*, 23 :1935–1941, 2003.
- [25] A. Bardaine, P. Boy, P. Belleville, O. Acher, and F. Levassort. Improvement of composite sol-gel process for manufacturing 40  $\mu\text{m}$  piezoelectric thick films. *J. Euro. Ceram. Soc.*, 28 :1649–1655, 2008.
- [26] R.A. Dorey, F. Dauchy, D. Wang, and R. Berriet. Fabrication and characterization of annular thickness mode piezoelectric micro ultrasonic transducers. *IEEE Trans. Ultras. Ferro. Freq. Cont.*, 54(12) :2462–2468, 2007.
- [27] K.K. Shung, J.M. Cannata, and Q.F. Zhou. Piezoelectric materials for high-frequency medical imaging applications : a review. *J. Electroceram.*, 19 :139–145, 2007.
- [28] D.W. Wu, R.M. Chen, Q.F. Zhou, D.M. Lin, H.L.W. Chan, and K.K. Shung. Lead-free piezoelectric ceramics for high-frequency ultrasound transducers. *IEEE Ultras. Symp.*, pages 2590–2593, 2007.
- [29] R.E. Newnham and L.E. Skinner, D.P. and Cross. Connectivity and piezoelectric-pyroelectric composites. *Mat. Res. Bull.*, 13 :525–536, 1978.
- [30] W.A. Smith and B.A. Auld. Modeling 1-3 composite piezoelectrics : thickness modes oscillations. *IEEE Trans. UFFC*, 38 :40–47, 1991.
- [31] A. Abrar, D. Zhang, B. Su, T.W. Button, K.J. Kirk, and S. Cochran. 1-3 connectivity piezoelectric ceramic-polymer composite transducers made with viscous polymer processing for high frequency ultrasound. *Ultrasonics*, 42 :479–484, 2004.
- [32] X. Jiang, J.R. Yuan, A. Cheng, K. Snook, P.J. Cao, P.W. Rehrig, and W.S. Hackenberger. Microfabrication of piezoelectric composite ultrasound transducers (PC-MUT). *IEEE Ultras. Symp.*, pages 918–921, 2006.
- [33] D. MacLennan, J. Elgohyen, T.W. Button, C.E.M. Demoré, H. Hughes, C. Meggs, and S. Cochran. Properties and application-oriented performance of high frequency piezocomposite ultrasonic transducers. *IEEE Ultras. Symp.*, pages 100–103, 2007.
- [34] D. MacLennan, S. Cochran, T.W. Button, H. Hughes, M. Ponting, and J. Sweet. Ultra precision grinding in the fabrication of high frequency piezocomposite ultrasonic transducers. *IEEE Ultras. Symp.*, pages 2353–2356, 2006.
- [35] A.L. Bernassau, S. McKay, D. Hutson, C.E.M. Demoré, L. Garcia-Gancedo, T.W. Button, J.J. McAneny, and S. Cochran. Surface preparation of 1-3 piezocomposite material for microfabrication of high frequency transducer arrays. *IEEE Ultras. Symp.*, pages 96–99, 2007.

- [36] J.A. Brown, E. Chérin, J. Yin, and F.S. Foster. Fabrication and performance of a high-frequency geometrically focussed composite transducer with triangular pillar geometry. *IEEE Ultras. Symp.*, pages 80–83, 2007.
- [37] H. Guo, J.M Cannata, Q. Zhou, and K.K. Shung. Fabrication and modeling of broadband ultrasonic transducers using partial composites. *IEEE Int. Ultras. Ferro. Freq. Cont.*, pages 1674–1677, 2004.
- [38] R. Farlow, W. Galbraith, M. Knowles, and G. Hayward. Micromachining of a piezocomposite transducer using a copper vapor laser. *IEEE Trans. Ultras. Ferro. Freq. Cont.*, 48(3) :639–640, 2001.
- [39] J.R. Yuan, X. Jiang, P.J. Cao, A. Sadaka, R. Bautista, K. Snook, and P.W. Rehrig. High frequency piezo composites microfabricated ultrasound transducers for intravascular imaging. *IEEE Ultras. Symp.*, pages 264–268, 2006.
- [40] W. Zou, S. Holland, K.Y. Kim, and W. Sachse. Wideband high-frequency line-focus PVDF transducer for material characterization. *Ultrasonics*, 41 :157–161, 2003.
- [41] R. Lou-Moller, T. Bove, E. Ringgaard, and A.F. Pedersen. Investigation of a commercial PZT thick-film composition on various substrates for high frequency ultrasonic applications. *IEEE Ultras. Symp.*, pages 926–929, 2006.
- [42] Q.F. Zhou, K.K. Shung, and Y. Huang. Fabrication of sol-gel modified piezoelectric thick films for high frequency ultrasonic applications. *IEEE Int. Ultras. Ferro. Freq. Cont.*, pages 1958–1961, 2004.
- [43] F.F.C. Duval, R.A. Dorey, R.W. Wright, Z. Huang, and R.W. Whatmore. Fabrication and modeling of high-frequency PZT composite thick film membrane resonators. *IEEE Trans. Ultras. Ferro. Freq. Cont.*, 51(10) :1255–1261, 2004.
- [44] H.H. Kim, J.M Cannata, R Liu, L Sun, K.K. Shung, R.H. Silverman, and S. Barbar. Dual element transducer for high frequency harmonic imaging. *IEEE Ultras. Symp.*, pages 2325–2328, 2006.
- [45] Y. Ito, K. Kushida, K. Sugawara, and H. Takeuchi. A 100-MHz ultrasonic transducer array using ZnO thin films. *IEEE Trans. Ultras. Ferro. Freq. Cont.*, 42(2) :316–324, 1995.
- [46] R.N. Torah, S.P. Beepy, M.J. Tudor, and N.M. White. Thick-film piezoceramics and devices. *J. Electroceram.*, 19 :95–110, 2007.
- [47] M. Kobayashi, T.R. Olding, M. Sayer, and C.K. Ken. Piezoelectric thick film ultrasonic transducers fabricated by a sol-gel spray technique. *Ultrasonics*, 39 :675–680, 2002.

- [48] Y. Ono, M. Kobayashi, D. Lévesque, L. Song, M. Sivagnanasundaram, and C.K. Ken. High frequency ( $>30$  MHz) flexible broadband transducers. *IEEE Ultras. Symp.*, pages 92–95, 2007.
- [49] Y.S. Yoon, S.H. Kim, S.J. Lee, H.K. Kim, and M.J. Lee. Fabrication and frequency response of dual-element ultrasonic transducer using PZT-5A thick film. *Sensors and Actuators*, 125 :463–470, 2006.
- [50] A. Bardaine, P. Boy, P. Belleville, O. Acher, and F. Levassort. Optimized piezoelectric sol-gel composite films for high frequency ultrasonic transducers. *IEEE Ultras. Symp.*, pages 1448–1451, 2007.
- [51] M. Lethiecq, G. Feuillard, L. Ratsimandresy, A. Nguyen-Dinh, L. Pardo, J. Ricote, B. Andersen, and C. Millar. Miniature high frequency array transducers based on new fine grain ceramics. *Ultras. Symp.*, pages 1009–1013, 1994.
- [52] A. Nguyen-Dinh, L. Ratsimandresy, P. Mauchamp, R. Dufait, A. Flesch, and M. Lethiecq. High frequency piezo-composite transducer array designed for ultrasound scanning applications. *IEEE Ultras. Symp.*, pages 943–947, 1996.
- [53] G.S. Kino. *Acoustic waves : devices, imaging, and analog signal processing*. Prentice-Hall, 1987.
- [54] C.E.M. Démoré, J.A. Brown, and G.R. Lockwood. Investigation of cross talk in kerfless annular arrays for high-frequency imaging. *IEEE Int. Ultras. Ferro. Freq. Cont.*, 53(5) :1046–1056, 2006.
- [55] C.E. Morton and G.R. Lockwood. Design of a 40 MHz annular array. *IEEE Ultras. Symp.*, pages 1135–1138, 2001.
- [56] C.E.M. Démoré and G.R. Lockwood. An investigation of the effective width of elements in kerfless annular arrays. *IEEE Ultras. Symp.*, pages 113–116, 2005.
- [57] Url : <http://www.visualsonics.com>.
- [58] M. Lukacs, M. Sayer, G. Lockwood, and F.S. Foster. Laser micromachined high frequency ultrasonic arrays. *IEEE Ultras. Symp.*, pages 1209–1212, 1999.
- [59] K.A. Snook, T.A. Ritter, T.R. Shrout, and K.K. Shung. Design of a high frequency annular array for medical imaging. *IEEE Ultras. Symp.*, pages 1161–1164, 2001.
- [60] W.H. Chen, K.A. Snook, P.J. Cao, and K.K. Shung. Design and development of a 30 MHz six-channel annular array ultrasound backscatter microscope. *IEEE Ultras. Symp.*, pages 621–624, 2002.
- [61] J.A. Brown, C.E.M. Démoré, , and G.R. Lockwood. Design and fabrication of annular arrays for high-frequency ultrasound. *IEEE Int. Ultras. Ferro. Freq. Cont.*, 51(8) :1010–1017, 2004.



- [62] J.A. Ketterling, O. Aristizàbal, and D.H. Turnbull. Polyimide backed 40-MHz PVDF transducers. *IEEE Ultras. Symp.*, pages 117–120, 2005.
- [63] J.A. Ketterling, O. Aristizàbal, D.H. Turnbull, and F.L. Lizzi. Design and fabrication of a 40-MHz annular array transducer. *IEEE Int. Ultras. Ferro. Freq. Cont.*, 52(4) :672–681, 2005.
- [64] J.A. Ketterling and R.H. Silverman. 20-MHz annular arrays for ophtalmic imaging. *IEEE Ultras. Symp.*, pages 252–255, 2006.
- [65] J.A. Ketterling, S. Ramachandran, and O. Aristizàbal. Operational verification of a 40-MHz annular array transducer. *IEEE Int. Ultras. Ferro. Freq. Cont.*, 53(3) :623–630, 2006.
- [66] D. Gottlieb, J.M. Cannata, C.H. Hu, and K.K. Shung. High frequency copolymer annular array ultrasound transducer fabrication technology. *IEEE Ultras. Symp.*, pages 121–124, 2005.
- [67] E.J. Gottlieb, J.M. Cannata, C.H. Hu, and K.K. Shung. Development of a high-frequency ( $>50$  MHz) copolymer annular-array, ultrasound transducer. *IEEE Int. Ultras. Ferro. Freq. Cont.*, 53(5) :1037–1045, 2006.
- [68] F.F.C. Duval, R.A. Dorey, R.W. Wright, Z. Huang, and R.W. Whatmore. Fabrication and modeling of high-frequency PZT composite thick film membrane resonators. *IEEE Int. Ultras. Ferro. Freq. Cont.*, 51(10) :1255–1261, 2004.
- [69] O. Oralkan, A. S. Ergun, J. A. Johnson, M. Karaman, U. Demirci, K. Kaviani, T. H. Lee, and B. T. Khuri-Yakub. Capacitive micromachined ultrasonic transducers : next-generation arrays for acoustic imaging? *IEEE Trans. UFFC*, 49(11) :1596–1608, 2002.
- [70] J. Zahorian, R. Guldiken, G. Gurun, M.S. Qureshi, M. Balantekin, F.L. Degertekin, S. Carlier, A. Sisman, and M. Karaman. Annular CMUT arrays for side looking intravascular ultrasound imaging. *IEEE Ultras. Symp.*, pages 84–87, 2007.
- [71] J.A. Brown, C. Morton-Démoré, F.S. Foster, and G.R. Lockwood. Performance of a 50 MHz annular array based imaging system. *IEEE Int. Ultras. Ferro. Freq. Cont.*, pages 760–763, 2004.
- [72] H.P. Savakus, K.A. Klicker, and R.E. Newnham. PZT-Epoxy piezoelectric transducers : a simplified fabrication procedure. *Mat. Research Bull.*, 16 :677–680, 1981.
- [73] J. Yin, M. Lukacs, K.A. Harasiewicz, and F.S. Foster. Design and fabrication of ultrafine piezoelectric composites. *Ultras. Imaging*, 27 :54–64, 2005.

- 
- [74] T.A. Ritter, T.R. Shrout, and K.K. Shung. Development of high frequency medical ultrasound arrays. *IEEE Ultras. Symp.*, pages 1127–1133, 2001.
  - [75] Url : <http://193.252.49.20/vermon/intro.html>.
  - [76] E. Lacaze, S. Michau, and P. Mauchamp. 20 MHz ultrasound array for medical imaging : from the design to image evaluation. *IEEE Ultras. Symp.*, pages 1139–1142, 2001.
  - [77] T.A. Ritter, T.R. Shrout, R. Tutwiler, and K.K. Shung. A 30-MHz piezo-composite ultrasound array for medical imaging applications. *IEEE Trans. Ultras. Ferro. Freq. Cont.*, 49(2) :217–230, 2002.
  - [78] T.A. Ritter, K.K. Shung, X. Geng, P. Lopath, R. Tutwiler, and T.R. Shrout. Composite ultrasound transducer arrays for operation above 20 MHz. *Soc. Photo-Optic. Instr. Eng.*, 1999.
  - [79] T.A. Ritter, K.K. Shung, R.L. Tutwiler, and T.R. Shrout. Medical imaging arrays for frequencies above 25 MHz. *IEEE Ultras. Symp.*, pages 1203–1207, 1999.
  - [80] J.M. Cannata, Q.F. Zhou, and K.K. Shung. Development of a high frequency (35 MHz) linear ultrasonic array using 2-2 composite elements. *IEEE Int. Ultras. Ferro. Freq. Cont.*, pages 894–897, 2004.
  - [81] S. Michau, P. Mauchamp, and R. Dufait. Piezocomposite 30 MHz linear array for medical imaging : design challenges and performances evaluation of a 128 elements array. *IEEE Int. Ultras. Ferro. Freq. Cont.*, pages 898–901, 2004.
  - [82] J.M. Cannata, J.A. Williams, T.A. Ritter, and K.K. Shung. Development of a 35-MHz piezo-composite ultrasound array for medical imaging. *IEEE Int. Ultras. Ferro. Freq. Cont.*, 53(1) :224–236, 2006.
  - [83] S. Ramachandran and J.A. Ketterling. A comparison of acoustic beam properties of a high-frequency annular and linear array. *IEEE Ultras. Symp.*, pages 1689–1692, 2007.
  - [84] S.J. Carey, C.M. Gregory, M.P. Brewin, M.J. Birch, S. Ng, and J.V. Hatfield. PVDF array characterisation for high frequency ultrasonic imaging. *IEEE Int. Ultras. Ferro. Freq. Cont.*, pages 1930–1933, 2004.
  - [85] J.A. Brown, F.S. Foster, A. Needles, and G.R. Lockwood. A 40 MHz linear array based on a 1-3 composite with geometric elevation focusing. *IEEE Ultras. Symp.*, pages 256–259, 2006.
  - [86] J.A. Brown, F.S. Foster, A. Needles, E. Cherin, and G.R. Lockwood. Fabrication and performance of a 40-MHz linear array based on a 1-3 composite with geometric elevation focusing. *IEEE Int. Ultras. Ferro. Freq. Cont.*, 54(9) :1888–1894, 2007.

- [87] C.E. Morton and G.R. Lockwood. Evaluation of kerfless linear arrays. *IEEE Ultras. Symp.*, pages 1225–1228, 2002.
- [88] J.M. Cannata, J.A. Williams, and K.K. Shung. A kerfless 30 MHz linear ultrasonic array. *IEEE Ultras. Symp.*, pages 109–112, 2005.
- [89] Q.F. Zhou, D. Wu, F.T. Djuth, C.G. Liu, and K.K. Shung. High-frequency piezoelectric PZT film micromachined ultrasonic transducers. *IEEE Ultras. Symp.*, pages 1057–1060, 2007.
- [90] G. Pang, M. Sayer, G.R. Lockwood, and M. Watt. Fabrication of PZT sol gel composite ultrasonic transducers using batch fabrication micromolding. *IEEE Int. Ultras. Ferro. Freq. Cont.*, 53(9) :1679–1684, 2006.
- [91] M. Luckacs, J. Yin, G. Pang, R. Garcia, E. Cherin, J. Williams, F.S. Foster, and J. Mehi. Performance and characterization of high frequency linear array. *IEEE Ultras. Symp.*, pages 105–108, 2005.
- [92] X. Jiang, K. Snook, W.S. Hackenberger, J.R. Yuan, A. Cheng, M. Schafer, and X. Geng. PC-MUT arrays for ophthalmologic ultrasound. *IEEE Ultras. Symp.*, pages 309–312, 2007.
- [93] I.G. Mina, H. Kim, I. Kim, S.K. Park, K. Choi, T.N. Jackson, R. Tutwiler, and S. Trolier-McKinstry. High frequency piezoelectric MEMS ultrasound transducers. *IEEE Int. Ultras. Ferro. Freq. Cont.*, 54(12) :2422–2430, 2007.
- [94] W.P. Mason. *Physical acoustics*, volume 1A. Academic Press, New York, 1964.
- [95] M. Redwood. Transient performance of a piezoelectric transducer. *J. Acoust. Soc. Am.*, 33(4) :527–536, 1961.
- [96] R. Krimholtz, D.A. Leedom, and G.L. Matthei. New equivalent circuit for elementary piezoelectric transducers. *Electronic letters*, 6 :398–399, 1970.
- [97] S.J.H. Van Kervel and J.M. Thijssen. A calculation scheme for the optimum design of ultrasonic transducers. *Ultrasonics*, pages 995–998, 1997.
- [98] R.R. Smith, J.T. Hunt, and D. Barach. Finite element analysis of acoustically radiating structures with applications to sonar transducers. *J. Acoust. Soc. Am.*, 54 :1277–1288, 1973.
- [99] J. Kocbach. *Finite-element model of ultrasonic piezoelectric transducers*. University of Bergen, Thèse, 2000.
- [100] G. L. Wojcik, J.C. Mould, and L.M. Carcione. Combined transducer and non-linear tissue propagation simulations. *Int. Mech. Eng. Cong. & Expo. Proc.*, 1999.

- [101] Institut Supérieur d'Electronique du Nord. *ATILA : finite element code for piezoelectric and magnetostrictive transducer and actuator modelling*. CEDRAT, 2004.
- [102] K. Yee. Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media. *IEEE Trans. Ant. Prop.*, 14(3) :302–307, 1966.
- [103] A. Taflov and S.C. Hagness. *Computational electrodynamics : the finite-difference time-domain method*. Artech House, 2005.
- [104] P. Lloyd and M. Redwood. Finite-difference method for the investigation of the vibrations of solids and the evaluation of the equivalent-circuit characteristics of piezoelectric resonators. *J. Acoust. Soc. Am.*, 33(2) :346–361, 1966.
- [105] F. Chagla and P.M. Smith. Finite difference time domain methods for piezoelectric crystals. *IEEE Trans. Ultras. Ferro. Freq. Cont.*, 53(10) :1895–1901, 2006.
- [106] S. Kostek and C.J. Randall. Modeling of a piezoelectric transducer and its application to full waveform acoustic logging. *J. Acoust. Soc. Am.*, 95(1) :109–122, 1994.
- [107] J.S. Hornsby and D.K. Das-Gupta. Finite-difference modeling of piezoelectric composite transducers. *J. Applied Phys.*, 87(1) :467–473, 2000.

# Chapitre 2

## Le modèle hybride FD-PSTD en configuration bidimensionnelle

### 2.1 Introduction

Comme on a pu le voir au chapitre précédent, les méthodes des éléments finis (FE) et différences-finies (FD) sont mal adaptées au calcul du rayonnement des structures vibrantes. L'écriture en différences-finies est appliquée dès 1966 par Lloyd et Redwood [1] aux équations de propagation des ondes mécaniques, pour étudier la vibration des solides et des résonateurs piézoélectriques. Pour simuler des ondes se propageant à l'infini, des conditions absorbantes sont utilisées aux frontières de la zone de calcul. La méthode FDTD est exploitée dans des travaux plus récents pour simuler des matériaux piézoélectriques [2, 3]. Notre étude a pour but de développer un outil efficace pour simuler à la fois la génération d'onde dans les structures vibrantes et leur rayonnement. C'est pourquoi nous avons utilisé une méthode alternative parfaitement adaptée à la résolution de certaines classes d'équations différentielles. Cette méthode appelée pseudospectrale (PS), ou parfois méthode de Fourier, consiste à calculer les dérivées dans le domaine de Fourier. Introduite au début des années 70 par Kreiss et Olinger [4] dans une étude comparative des méthodes de résolution des équations hyperboliques, ses bases théoriques sont complétées quelques années plus tard par divers travaux [5, 6, 7].

Sur certains aspects cette méthode est plus limitée que les éléments finis et différences-finies. Tout d'abord, la formulation périodique du problème impose l'utilisation de grilles régulières, ce qui rend plus difficile la simulation d'objets aux formes complexes ou nécessitant un maillage plus fin de certaines parties. De plus, l'utilisation de transformées de Fourier rapides FFT (Fast Fourier Transform) rend les modèles numériques pseudospectraux sensibles aux variations brusques des paramètres du milieu de propa-

gation (milieu fortement hétérogène) et de la condition de source (source ponctuelle de type impulsion par exemple). Dans ce cas les phénomènes de Gibbs générés se traduisent par des instabilités numériques faisant diverger le modèle.

Cependant, comme décrit au chapitre précédent, les méthodes de différences-finies et éléments finis ont le principal inconvénient de présenter une dispersion numérique lors de la propagation d'ondes sur de longues distances. En comparaison à ces deux méthodes, l'algorithme pseudospectral présente une meilleure précision numérique et ne nécessite pas un nombre élevé de nœuds de maillage par longueur d'onde [8, 9, 10]. Il a par exemple été démontré que pour des équations d'ondes utilisant des coefficients variant lentement, la méthode pseudospectrale ne nécessite que deux points par longueur d'onde pour calculer de manière exacte les dérivées spatiales [8, 11]. Comparant la méthode pseudospectrale à celle des différences-finies, Fornberg [8, 10] définit la précision de la méthode pseudospectrale comme la limite de la méthode des différences-finies lorsque l'ordre de celle-ci tend vers l'infini.

Par ailleurs, un autre inconvénient de la méthode pseudospectrale, inhérent au calcul des dérivées à l'aide de FFT, est qu'elle fournit un résultat périodique. Par conséquent, une onde arrivant sur un bord du maillage réapparaît sur le côté opposé. Cet effet de périodicité spatial du domaine de calcul peut être considérablement réduit par l'application d'une couche absorbante, appelée PML (Perfectly Matched Layer), sur les bords du domaine d'étude. Les PML, introduites par Berenger [12] pour l'absorption aux frontières dans le cadre de la propagation d'ondes électromagnétiques, sont des zones absorbantes devant être parfaitement adaptées en impédance afin d'éviter les ruptures d'impédance et donc les rebonds sur ces zones. Leur utilisation a été proposée par Yuan *et al.* [13] dans le cadre de la simulation d'ondes acoustiques, couplée à une méthode de différences finies. Ces auteurs ont démontré qu'une onde incidente arrivant sur une zone PML de 8 nœuds au bord du maillage est rapidement absorbée, avec une réflexion réduite d'environ 80 dB. L'utilisation de PML dans les codes pseudospectraux permet donc d'éviter l'effet de périodicité décrit précédemment. Ainsi l'algorithme pseudospectral temporel, appelé PSTD (pseudospectral time-domain), qui résout les équations différentielles dépendant du temps, combine souvent la méthode pseudospectrale classique et des couches absorbantes PML.

La méthode pseudospectrale a été plus particulièrement appliquée en élastodynamique à la modélisation des ondes sismiques [14, 15, 16, 17, 18], mais aussi en mécanique des fluides [19] ainsi qu'en électromagnétisme [20, 21]. A la fin des années 90, Wojcik *et al.* [22, 23, 24] ont appliqué la méthode pseudospectrale, couplée aux PML, à la propagation d'ondes acoustiques en milieu liquide. Ils ont notamment étudié, dans le cas bidimensionnel, la propagation linéaire et non-linéaire d'une onde ultrasonore dans

l'eau et dans un milieu (liquide) hétérogène.

Ainsi, dans le cas où un maillage uniforme est suffisant et où les paramètres évoluent lentement (pour éviter les phénomènes de Gibbs), l'algorithme PSTD, stable sur de longues distances de propagation, est particulièrement bien adapté à la propagation d'ondes acoustiques. C'est pourquoi certains chercheurs du laboratoire ont appliqué un algorithme PSTD à différents cas de propagation d'ondes ultrasonores. Il fut développé à partir de l'adaptation d'un programme (disponible sur l'Internet) réalisé par Anderson [25] et permettant de simuler la propagation d'une onde acoustique en milieu liquide à l'aide d'une méthode pseudospectrale couplée à des conditions aux limites PML. L'algorithme fut notamment adapté aux milieux solides élastiques afin de simuler la propagation d'ondes dans les tissus biologiques [26, 27, 28], le diagramme de rayonnement d'un transducteur ultrasonore focalisé par une lentille [29] ainsi que la propagation non-linéaire dans les matériaux métalliques fissurés [30, 31].

Ces travaux se concentrent sur la propagation d'ondes acoustiques issues d'une source d'excitation mécanique du milieu. Les mécanismes piézoélectriques à l'origine de cette excitation ne sont donc pas pris en compte. Dans le cadre de notre étude, nous nous intéressons justement à ces mécanismes et au comportement électroacoustique du résonateur piézoélectrique. Notre but est donc de développer, à partir de l'algorithme précédent, une méthode permettant de simuler à la fois la génération et la propagation d'ondes ultrasonores dans un transducteur et son milieu environnant. Toutefois, comme nous le verrons dans ce chapitre, la méthode pseudospectrale ne permet pas de simuler les effets piézoélectriques. C'est pourquoi une méthode hybride a été développée [32] dans laquelle la propagation mécanique des ondes acoustiques est calculée par un algorithme pseudospectral, tandis que le champ électrique au sein du matériau piézoélectrique est calculé par un algorithme de différences-finies. La méthode, ainsi que son implémentation numérique, est décrite en détails dans une configuration cartésienne bidimensionnelle. Elle est ensuite appliquée à la simulation de plaques piézoélectriques (vibrant dans l'eau) sous différentes configurations, permettant d'étudier et d'illustrer l'efficacité du modèle en termes de précision et de temps de calcul. Les résultats du modèle sont validés en les comparant à ceux de l'algorithme professionnel en éléments-finis ATILA développé par l'ISEN [33]. La méthode est enfin utilisée pour simuler le fonctionnement d'un transducteur plan composé de l'élément actif entouré d'un *backing* et d'une lame adaptatrice.

## 2.2 Equations de base

La modélisation de l'effet piézoélectrique et des ondes acoustiques se propageant dans la structure d'un transducteur est régie par un ensemble d'équations mécaniques et électromagnétiques.

### 2.2.1 Equations mécaniques

Un transducteur piézoélectrique est caractérisé par les ondes acoustiques qu'il émet et reçoit. Ces ondes de type mécanique sont créées par le déplacement successif des couches matérielles composant le transducteur et son environnement. On s'attachera donc à l'étude de ces déplacements notés  $U_i$  suivant l'axe  $x_i$ , induits par les déformations mécaniques dans le matériau :

$$S_{kl} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_k}{\partial x_l} + \frac{\partial U_l}{\partial x_k} \right), \quad (2.1)$$

où  $S_{kl}$  représente les composantes du tenseur d'ordre 2 des déformations mécaniques. Ces déformations sont reliées aux composantes  $T_{ij}$  du tenseur des contraintes d'ordre 2 par la loi de Hooke :

$$T_{ij} = c_{ijkl}^E \cdot S_{kl}, \quad (2.2)$$

où l'on utilise la convention d'écriture d'Einstein. Les coefficients  $c_{ijkl}^E$  représentent les composantes du tenseur des rigidités élastiques d'ordre 4 et sont constants au cours du temps dans notre étude. En intégrant l'expression (2.1) dans l'équation (2.2) on obtient une nouvelle formulation de la loi de Hooke, qui se simplifie du fait de la symétrie du tenseur des rigidités élastiques ( $c_{ijkl} = c_{ijlk}$ ) :

$$T_{ij} = c_{ijkl}^E \cdot \frac{\partial U_k}{\partial x_l}. \quad (2.3)$$

Par la suite, le paramètre de propagation mécanique utilisé dans le modèle de simulation du transducteur étant la vitesse et non le déplacement, la version dérivée de l'équation (2.3) est implémentée :

$$\frac{\partial T_{ij}}{\partial t} = c_{ijkl}^E \cdot \frac{\partial v_k}{\partial x_l}, \quad (2.4)$$

où  $v_k = \partial U_k / \partial t$  est la vitesse de déplacement de la matière suivant la direction  $x_k$ . Les déplacements de proche en proche de la matière créent une onde acoustique qui se propage dans un milieu de densité  $\rho_0$  selon l'équation :

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} = \frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j}. \quad (2.5)$$



Le système d'équations formé par les relations (2.4) et (2.5) permettent de calculer l'évolution des paramètres de vitesse et de contrainte des ondes se propageant dans le transducteur et dans le milieu sondé.

Dans ce chapitre présentant la simulation en deux dimensions, la première configuration étudiée est celle d'une plaque piézoélectrique. Cette plaque, représentée sur la figure 2.1, est polarisée suivant la direction  $x_3$ . La simulation étant bidimensionnelle dans le plan  $[x_1, x_3]$ , avec une hauteur de plaque définie suivant l'axe  $x_1$ , cela implique que sa taille suivant l'axe  $x_2$  peut être considérée infinie. En utilisant les coordonnées cartésiennes bien adaptées aux hypothèses de ce modèle, les équations (2.4) et (2.5) peuvent être exprimées en séparant chacune des composantes des variables physiques. De plus, on utilise une écriture simplifiée des coefficients du tenseur élastique grâce aux notations de Voigt :

$$\begin{aligned} x_1x_1 &\longrightarrow 1, \\ x_2x_2 &\longrightarrow 2, \\ x_3x_3 &\longrightarrow 3, \\ x_2x_3, x_3x_2 &\longrightarrow 4, \\ x_1x_3, x_3x_1 &\longrightarrow 5, \\ x_1x_2, x_2x_1 &\longrightarrow 6. \end{aligned}$$

Dans les matériaux transversalement isotropes, comme les céramiques piézoélectriques (classiquement de type PZT) utilisées pour les transducteurs ultrasonores, le tenseur des rigidités élastiques prend la forme suivante :

$$C = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{13} & c_{13} & c_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{66} \end{bmatrix},$$

où  $c_{12} = c_{11} - 2c_{66}$  traduit un comportement transversal qui ne sera pas calculé dans notre modèle bidimensionnel. En effet, suivant ces notations, le système issu de l'équa-

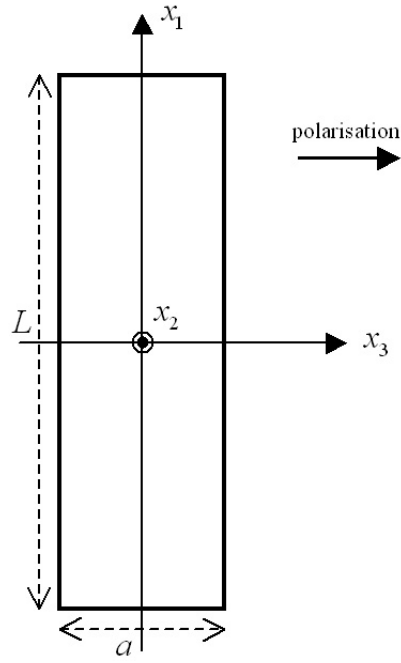


FIG. 2.1 – Schéma de la plaque piézoélectrique d'épaisseur  $a$  et de hauteur  $L$ .

tion (2.4) peut à présent s'écrire :

$$\begin{aligned}\frac{\partial T_{11}}{\partial t} &= c_{11}^E \cdot \frac{\partial v_1}{\partial x_1} + c_{13}^E \cdot \frac{\partial v_3}{\partial x_3}, \\ \frac{\partial T_{33}}{\partial t} &= c_{13}^E \cdot \frac{\partial v_1}{\partial x_1} + c_{33}^E \cdot \frac{\partial v_3}{\partial x_3}, \\ \frac{\partial T_{13}}{\partial t} &= c_{44}^E \cdot \left( \frac{\partial v_3}{\partial x_1} + \frac{\partial v_1}{\partial x_3} \right).\end{aligned}\tag{2.6}$$

De la même manière, les composantes de l'équation (2.5) peuvent s'écrire :

$$\begin{aligned}\frac{\partial v_1}{\partial t} &= \frac{1}{\rho_0} \cdot \left( \frac{\partial T_{11}}{\partial x_1} + \frac{\partial T_{13}}{\partial x_3} \right), \\ \frac{\partial v_3}{\partial t} &= \frac{1}{\rho_0} \cdot \left( \frac{\partial T_{13}}{\partial x_1} + \frac{\partial T_{33}}{\partial x_3} \right).\end{aligned}\tag{2.7}$$

### 2.2.2 Equations de la piézoélectricité

Les ondes acoustiques sont générées dans le milieu par l'excitation électrique d'électrodes métalliques disposées selon des géométries plus ou moins complexes sur les surfaces du matériau piézoélectrique. Dans un tel milieu actif, les contraintes mécaniques dépendent à la fois des déformations, comme indiqué dans l'équation (2.4), ainsi que du champ électrique  $\mathbf{E}$  présent entre les électrodes. L'équation est ainsi complétée de

manière à prendre en compte la nouvelle composante électrique [34] :

$$\frac{\partial T_{jk}}{\partial t} = c_{jklm}^E \cdot \frac{\partial v_l}{\partial x_m} - e_{ijk} \cdot \frac{\partial E_i}{\partial t}, \quad (2.8)$$

avec  $e_{ijk}$  les coefficients du tenseur piézoélectrique et  $E_i$  le champ électrique dans la direction  $x_i$ .

A cette équation s'ajoute celle constitutive de la piézoélectricité qui décrit le déplacement électrique  $D$  induit par les champs électrique et mécanique :

$$\frac{\partial D_i}{\partial t} = \epsilon_{ij}^S \cdot \frac{\partial E_j}{\partial t} + e_{ilm} \cdot \frac{\partial v_l}{\partial x_m}, \quad (2.9)$$

avec  $\epsilon_{ij}^S$  les composantes du tenseur de permittivité diélectrique à déformation constante et  $D_i$  le déplacement électrique dans la direction  $x_i$ .

Cette équation est assez difficile à implémenter dans un algorithme de résolution itératif du fait des nombreux couplages spatio-temporels entre les grandeurs mécaniques et électriques. C'est pourquoi on utilise l'approximation quasi-statique selon laquelle l'évolution des grandeurs électriques est tellement rapide par rapport à celles des grandeurs mécaniques que leur variation peut être négligée. Ainsi la description du champ électrique se résume à la forme locale de l'équation de Gauss :

$$\text{div} \mathbf{D} = \rho_e, \quad (2.10)$$

avec  $\rho_e$  la densité de charges électriques.

En utilisant dans l'équation (2.10) l'expression du déplacement électrique de l'équation (2.9), et sachant que la densité de charges libres est nulle dans le matériau piézoélectrique, on obtient au final l'égalité :

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left( \epsilon_{ij}^S \cdot \frac{\partial \dot{\phi}}{\partial x_j} \right) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( e_{ilm} \cdot \frac{\partial v_l}{\partial x_m} \right), \quad (2.11)$$

où  $\dot{\phi}$  est la dérivée temporelle du potentiel électrique définie par :

$$E_i = -\frac{\partial \phi}{\partial x_i}. \quad (2.12)$$

D'après les notations précédentes, cette égalité s'écrit comme suit :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x_1} \left( \epsilon_{11}^S \cdot \frac{\partial \dot{\phi}}{\partial x_1} \right) + \frac{\partial}{\partial x_3} \left( \epsilon_{33}^S \cdot \frac{\partial \dot{\phi}}{\partial x_3} \right) \\ = \\ \frac{\partial}{\partial x_1} \left[ e_{15} \cdot \left( \frac{\partial v_3}{\partial x_1} + \frac{\partial v_1}{\partial x_3} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_3} \left[ e_{31} \cdot \frac{\partial v_1}{\partial x_1} + e_{33} \cdot \frac{\partial v_3}{\partial x_3} \right]. \end{aligned} \quad (2.13)$$

Cette dernière équation traduit le couplage électromécanique permettant, à chaque instant donné, de calculer les potentiels électriques créés par les déformations du matériau piézoélectrique.

## 2.3 Evolution des paramètres mécaniques (PSTD)

### 2.3.1 Description de l'algorithme

#### 2.3.1.1 Séquence de résolution de l'algorithme

Le modèle numérique développé est basé sur l'implémentation du système formé des équations (2.5), (2.8) et (2.11) selon un schéma que nous allons décrire en détails [32]. Ces trois équations permettent de décrire l'évolution de l'ensemble des paramètres physiques pris en compte dans le modèle. L'ordre de résolution de ces équations va dépendre de la configuration dans laquelle le transducteur fonctionne. En effet, en mode "réception" on cherche à calculer le signal électrique créé par une onde mécanique se propageant dans le matériau piézoélectrique, en ayant une connaissance *a priori* sur la source mécanique à l'origine de cette onde. A l'inverse, dans le cas du mode "émission" on connaît le signal électrique appliqué aux électrodes couvrant la surface du matériau actif et on cherche à déterminer le champ de contraintes (milieu solide) ou de pression (milieu fluide) résultant.

Nous allons présenter l'algorithme utilisé pour simuler un transducteur ultrasonore dans une configuration 'émetteur'. La configuration 'récepteur' n'a pas été implémentée dans ce travail de thèse. Pour toutes les simulations, nous avons donc une connaissance parfaite du signal électrique d'excitation. En supposant qu'au départ le matériau est au repos, on en déduit aisément d'après ces données le champ électrique initial. Les équations sont ensuite résolues suivant l'ordre présenté sur la figure 2.2. Ce schéma représente la succession des opérations effectuées durant chaque itération  $n$  de la simulation, de l'instant  $t = n\Delta t$  jusqu'à  $t = (n + 1)\Delta t$  où  $\Delta t$  est l'incrément temporel utilisé.

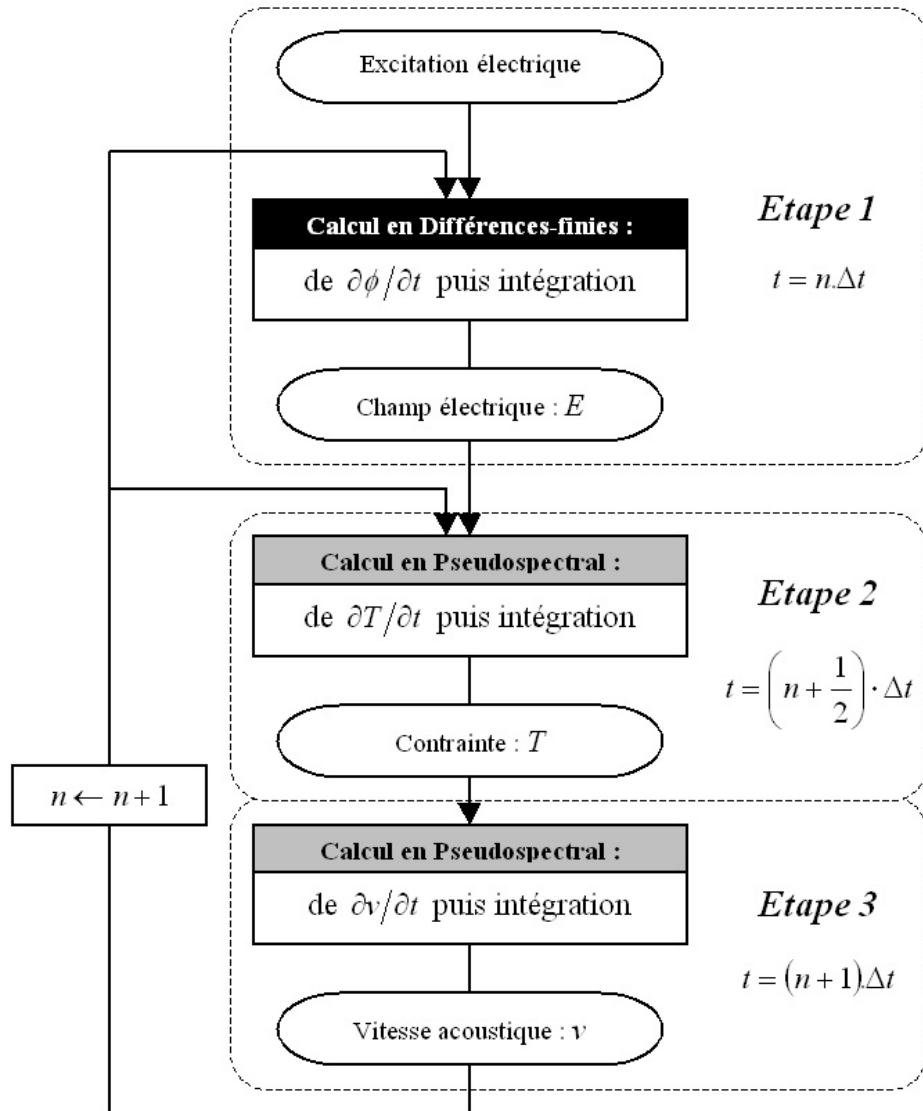


FIG. 2.2 – Schéma des opérations effectuées lors d'une itération de l'algorithme.

Comme présenté sur la figure 2.2, chaque itération se décompose en 3 étapes majeures :

### **Etape 1**

Au début de l'itération  $n$  toutes les valeurs des paramètres physiques calculées aux itérations précédentes sont connues. A l'initialisation de l'algorithme ( $n = 0$ ), toutes les valeurs des vitesses et des contraintes sont égales à zéro. La première étape consiste à résoudre l'équation (2.11) pour calculer la dérivée temporelle des potentiels électriques dans le milieu au temps  $t = n\Delta t$ . C'est une équation complexe dont les inconnues sont les potentiels électriques au sein du matériau actif et dont les données sont les vitesses précédemment calculées, mais également les potentiels imposés aux électrodes par la source électrique. Ces potentiels sont fixés pendant toute la durée de l'excitation et sont ensuite maintenus à zéro (électrodes à la masse). Il s'agit donc de prendre en compte toutes ces données pour obtenir la nouvelle valeur des potentiels électriques. Il est alors possible de calculer le champ électrique correspondant grâce à l'équation (2.12).

### **Etape 2**

A partir de la nouvelle valeur du champ électrique  $\mathbf{E}$  et de notre connaissance du champ de vitesses (qu'il suffit de dériver spatialement), on calcule sans difficulté la dérivée temporelle des contraintes dans le milieu grâce à l'équation (2.8). Il ne reste ensuite qu'à intégrer cette valeur dans le temps pour obtenir le nouveau champ de contraintes. Comme nous utilisons des grilles décalées d'un demi pas de temps (voir paragraphe 1.2.2), le champ de contraintes est calculé au temps  $t = (n + 1/2)\Delta t$ .

### **Etape 3**

On utilise ce dernier résultat pour résoudre l'équation (2.5). De la même façon on dérive spatialement les contraintes pour obtenir les dérivées temporelles des vitesses, qu'il suffit d'intégrer pour calculer le nouveau champ de vitesses au temps  $t = (n+1)\Delta t$  et démarrer l'itération suivante.

La première étape diffère largement des deux suivantes car l'équation (2.11) est résolue en utilisant l'approximation des différences finies, ce qui conduit à une écriture matricielle du système formé des équations linéaires obtenues, ce qui sera décrit en détails dans le paragraphe 1.3.

### 2.3.1.2 Dérivation spatiale : méthode pseudospectrale

En ce qui concerne les deux premières étapes, les opérations qui y sont effectuées sont sensiblement identiques. En effet, que ce soit pour les vitesses ou les contraintes, on applique à ces variables une dérivation spatiale suivie d'une intégration temporelle lors de l'étape où chacune d'elles est calculée. Contrairement à l'étape 3, les dérivées spatiales sont approximées par la méthode pseudospectrale (PS). Si l'on prend l'exemple de la seconde étape où l'on résout l'équation (2.5), il est nécessaire de calculer la dérivée spatiale des contraintes. Selon l'algorithme PS, la dérivée selon  $x_j$  de la contrainte  $T_{ij}$  se calcule alors comme suit [22] :

$$\frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} = FFT^{-1} [(-j.k_j) . FFT (T_{ij})] , \quad (2.14)$$

où l'opérateur de propagation  $k_j$  est le vecteur suivant :

$$\left( 0 \quad \frac{1}{N} \quad \frac{2}{N} \quad \cdots \quad \frac{1}{2} - \frac{1}{N} \quad -\frac{1}{2} \quad \cdots \quad -\frac{1}{N} \right) . j \frac{2\pi}{\Delta x_j} ,$$

avec  $N$  le nombre de valeurs décrivant les contraintes  $T_{ij}$  le long de l'axe  $x_j$  et  $\Delta x_j$  l'incrément spatial suivant  $x_j$ . La dérivation est donc effectuée dans le domaine de Fourier avant de transposer le résultat dans le domaine temporel. Comme nous l'avons précisé en introduction de ce chapitre, le principal avantage de cette méthode par rapport aux différences finies est sa précision, du fait qu'il s'agit d'une approximation d'un ordre plus élevé [8]. En revanche, son principal inconvénient est qu'elle souffre de l'utilisation des transformées de Fourier qui entraînent des phénomènes de Gibbs et une périodicité de l'espace de calcul [22]. Cette méthode requiert donc d'éviter les variations spatiales trop brusques des paramètres dérivés, sous peine d'engendrer une instabilité de l'algorithme, et d'utiliser des zones absorbantes sur les bords de l'espace de calcul pour annuler l'effet de périodicité du maillage.

### 2.3.1.3 Intégration temporelle : méthode d'Adams-Bashforth

Nous avons privilégié dans nos codes numériques une évolution temporelle effectuée par la méthode d'Adams-Bashforth. Cette méthode, également appelée méthode à pas multiples par opposition aux méthodes d'Euler, de Taylor ou de Runge-Kutta qui sont des méthodes à un seul pas, est basée sur l'interpolation polynomiale d'ordre  $p$ . Cette méthode est bien adaptée aux systèmes à faibles non-linéarités, mais dont les paramètres ne varient pas beaucoup dans le temps.

Dans notre cas, nous avons utilisé une méthode d'Adams-Bashforth d'ordre 4. Cela signifie que pour calculer une variable au temps  $t_n$ , il faut connaître ses dérivées tem-

porelles aux temps  $t_n$ ,  $t_{n-1}$ ,  $t_{n-2}$  et  $t_{n-3}$ .

Nos équations n'étant pas couplées, il est possible d'utiliser des grilles décalées dans le temps pour les différents paramètres (voir paragraphe 1.2.2), permettant d'obtenir une précision temporelle de notre algorithme équivalente à celle que l'on aurait avec un incrément temporel  $\Delta t/2$ , mais sans changer le nombre d'itérations. On approxime ainsi la dérivée  $\partial y/\partial t = f(t, y(t))$  pour les grilles temporelles décalées à l'ordre 4 par la série suivante [35] :

$$y(t + \Delta t) = y(t) + \frac{\Delta t}{24} \left[ 26 \frac{\partial y}{\partial t} \left( t + \frac{\Delta t}{2} \right) - 5 \frac{\partial y}{\partial t} \left( t - \frac{\Delta t}{2} \right) + 4 \frac{\partial y}{\partial t} \left( t - \frac{3\Delta t}{2} \right) - \frac{\partial y}{\partial t} \left( t - \frac{5\Delta t}{2} \right) \right]. \quad (2.15)$$

La valeur des poids est fonction de l'arrangement spatio-temporel des paramètres. On choisit généralement  $\Delta t = F_{stab} \cdot \min(\Delta x_i) / c_0$  avec  $F_{stab} = 0, 1$ , le facteur de stabilité, et  $c_0$  la vitesse maximale des ondes acoustiques modélisées.

## 2.3.2 Grilles décalées

### 2.3.2.1 Position des paramètres à calculer

Il existe de nombreux types de grilles suivant les possibilités offertes par les algorithmes utilisés. Pour améliorer les performances d'un modèle, il est important d'adapter le maillage aux spécificités de l'objet modélisé. Il est par exemple très intéressant de pouvoir modifier localement le pas des grilles. En utilisant un algorithme tel que les éléments finis on économise une quantité de ressource mémoire et un temps de calcul non négligeable, en étant capable de mailler finement les objets de petites dimensions (matériaux multi-phases), tout en conservant un maillage large dans les zones où les variations des différents paramètres sont faibles (comme le cas de la propagation dans l'eau). Cette hétérogénéité du maillage permet également d'adapter le pas spatial aux longueurs d'onde des différents milieux modélisés afin d'optimiser le nombre de nœuds nécessaires à la modélisation. L'algorithme pseudospectral a la particularité de ne pas permettre une telle adaptation. L'utilisation des transformées de Fourier (FFT) requiert en effet un maillage régulier avec un pas spatial fixe.

Le modèle développé se base donc sur des grilles homogènes, sur lesquelles la position spatio-temporelle des différents paramètres dépend des relations mathématiques qui les relient au sein des équations. Par exemple, si deux paramètres A et B sont liés de la façon suivante :

$$\frac{\partial A}{\partial i} = \frac{\partial B}{\partial j},$$

avec  $i$  et  $j$  des variables du temps ou de l'espace non identiques, cela implique que



naturellement ces deux paramètres seront définis sur des grilles différentes et décalées suivant les dimensions  $i$  et  $j$  [35]. D'après les équations de propagation (2.4) et (2.5), les paramètres mécaniques de vitesse et de contrainte ont des positions relatives telles que définies sur la figure 2.3. L'algorithme PSTD utilise directement cette répartition

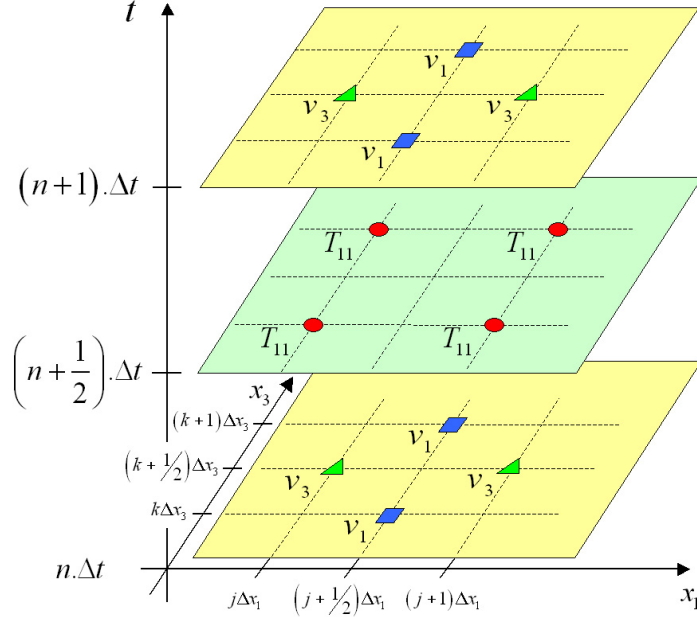


FIG. 2.3 – Schéma des grilles décalées dans l'espace et le temps : exemple de la répartition des paramètres mécaniques  $T_{11}$ ,  $v_1$  et  $v_3$ .

des paramètres, sans opération supplémentaire de recalage. Le décalage spatial permet de réduire de manière quadratique les phénomènes de Gibbs liés à l'utilisation de FFT dans un milieu qui peut être fortement hétérogène, ou dans lequel est appliquée une source ponctuelle [29]. De plus les grilles ne sont décalées que d'un demi pas de temps, ce qui améliore la précision de l'algorithme.

### 2.3.2.2 Définition des frontières des objets

La figure 2.3 donne l'exemple de la répartition spatio-temporelle de  $T_{11}$ ,  $v_1$  et  $v_3$ , mais tous les autres paramètres peuvent être définis sur ces mêmes grilles (figure 2.4). D'après l'équation 2.13, on obtient par exemple que les potentiels  $\phi$  doivent être calculés aux mêmes nœuds que  $v_3$ . En plus des variables mécaniques et électriques calculées par l'algorithme, on définit sur les grilles la répartition des valeurs correspondant aux propriétés physiques des matériaux modélisés, telles que la densité  $\rho$ , la permittivité  $\epsilon$  ou les coefficients élastiques  $c$  et piézoélectriques  $e$  dans les matériaux actifs. Leur positionnement dépend lui aussi de la façon dont ces valeurs interviennent dans les équations du modèle. Si l'on prend l'exemple de la première équation du système (2.7),

il en découle que les paramètres  $c_{11}^E$  et  $c_{13}^E$  sont situés aux mêmes nœuds que  $\partial T_{11}/\partial t$ , et sont donc définis aux mêmes coordonnées spatiales que  $T_{11}$ . En faisant abstraction de la dimension temporelle, l'agencement relatif de l'ensemble des paramètres simulés dans le modèle est résumé sur la figure 2.4. A noter que la densité n'est pas représentée car, d'après les équations du système (2.7), elle doit être définie à la fois sur la grille de  $v_1$  (carrés) et de  $v_3$  (cercles).

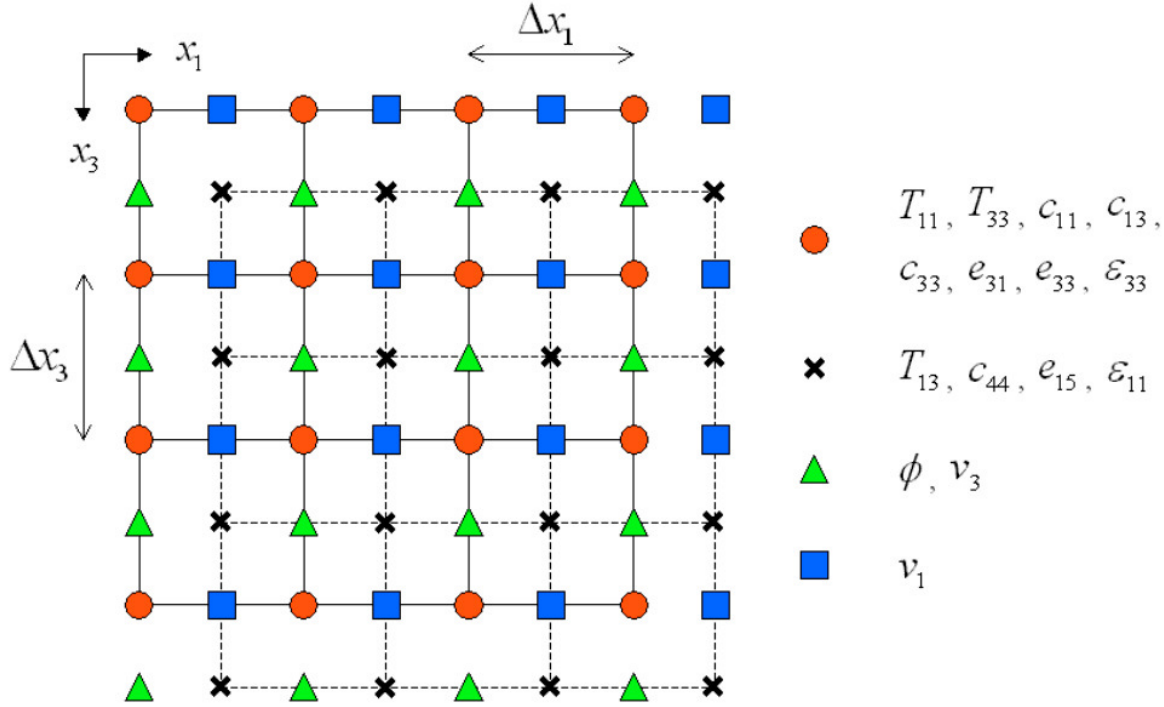


FIG. 2.4 – Schéma de la répartition des paramètres du modèle sur la grille principale (trait continu) et les grilles décalées suivant  $x_1$  et/ou  $x_3$ .

Lorsque l'on modélise un élément sur ces grilles, chaque nœud se voit attribuer une valeur constante correspondant à une propriété physique du matériau défini en ce nœud. Cette valeur est valable sur toute la zone de la maille qui englobe le nœud considéré, définissant ainsi une cellule dont les frontières s'étendent jusqu'aux nœuds adjacents des grilles décalées d'un demi pas spatial. Or chaque élément est défini sur la grille principale (représentée par les cercles sur la figure 2.4). Ainsi, la frontière entre deux éléments coïncide avec les nœuds d'une grille décalée d'un demi pas spatial, comme par exemple la grille de définition du paramètre  $\epsilon_{11}$  (figure 2.5). Pour ces nœuds frontaliers, cela introduit une incertitude sur la valeur des paramètres qui y sont définis, suivant qu'on les considère comme appartenant à l'un ou l'autre des éléments. Par souci de simplicité, on attribue arbitrairement à ces nœuds la valeur des paramètres de l'un des deux matériaux. Dans le cas de la modélisation d'un élément piézoélectrique, les nœuds de la frontière se voient systématiquement attribuer la valeur du matériau passif qui

lui est accolé. De ce fait, les dimensions de la zone active sur les grilles décalées (croix) sont légèrement plus faibles (d'une valeur correspondant à un pas spatial) que celles d'origine de la grille de référence (cercles).

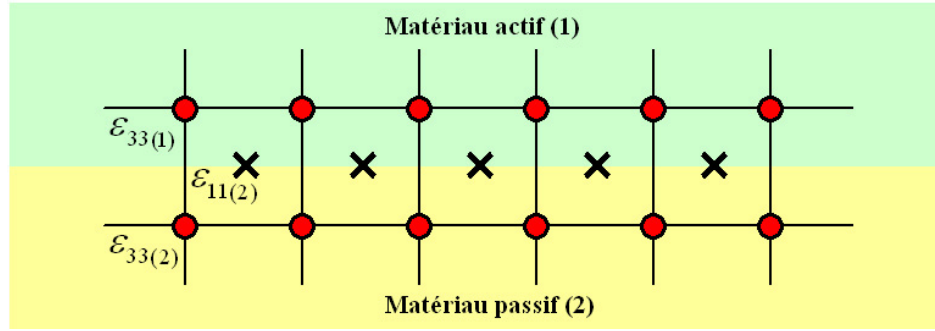


FIG. 2.5 – Schéma de la répartition des nœuds au niveau de la frontière entre 2 éléments (matériaux différents).

## 2.3.3 Conditions aux limites absorbantes

### 2.3.3.1 Description des zones absorbantes

Pour être capable de simuler le rayonnement du transducteur dans un espace ouvert, il est nécessaire de supprimer les effets de périodicité issus des transformées de Fourier (méthode PSTD). Comme présenté en introduction de ce chapitre, on applique pour cela sur les bords des grilles de calcul des couches absorbantes appelées Perfectly Matched Layer (PML). Introduites par Berenger [12] pour les ondes électromagnétiques puis adaptées aux ondes acoustiques par Yuan [13], ces couches ont la faculté d'absorber efficacement les ondes incidentes, quel que soit leur angle d'incidence. Les ondes réfléchies peuvent être réduites jusqu'à 80 dB en utilisant des couches d'une épaisseur de 8 nœuds seulement.

On peut représenter simplement la disposition des PML comme sur la figure 2.6. Les zones bleues et jaunes permettent respectivement d'atténuer les ondes se propageant suivant  $x_1$  et  $x_3$ , tandis que ces effets se superposent dans les zones vertes où les ondes sont absorbées dans les deux directions.

### 2.3.3.2 Nouvelles expressions des équations de propagation

Les équations de propagation vues précédemment sont légèrement modifiées dans les zones PML. Pour obtenir l'effet d'absorption des ondes, on effectue un étirement des coordonnées complexes du modèle. Pour cela on introduit dans le domaine de Fourier

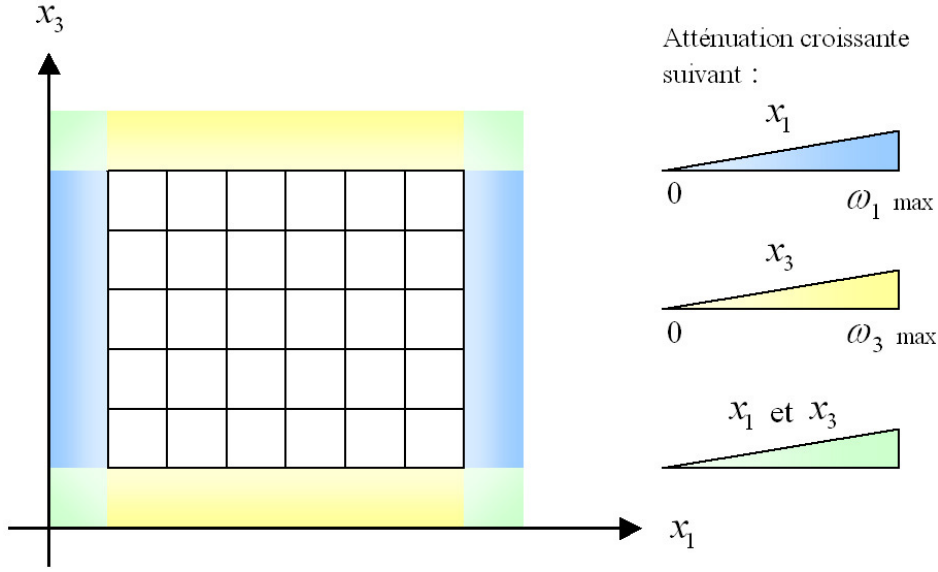


FIG. 2.6 – Représentation des couches absorbantes appliquées à chaque grille de calcul.

le changement de variable suivant :

$$x_1 \longrightarrow \tilde{x}_1 = \int_0^{x_1} s_1(x'_1).dx'_1, \quad (2.16)$$

$$x_3 \longrightarrow \tilde{x}_3 = \int_0^{x_3} s_3(x'_3).dx'_3, \quad (2.17)$$

avec  $s_1$  et  $s_3$  les variables complexes d'étirement choisies de manière à retrouver les résultats de Berenger [12] :

$$s_1 = a_1 + j\frac{\omega_1}{\omega}, \quad (2.18)$$

$$s_3 = a_3 + j\frac{\omega_3}{\omega}, \quad (2.19)$$

où  $\omega_i$  correspond à l'atténuation suivant la direction  $x_i$ . Ainsi, comme le montre la figure 2.6,  $\omega_1 = 0$  si l'atténuation est effectuée suivant  $x_3$  (zones jaunes) et inversement  $\omega_3 = 0$  si elle est effectuée suivant  $x_1$  (zones bleues). Les zones vertes dans les coins du maillage atténuent à la fois suivant  $x_1$  et  $x_3$ . Enfin, en dehors des zones PML :  $\omega_1 = \omega_3 = 0$ . Par ailleurs,  $a_i$  est, de la même façon, le terme d'atténuation des ondes évanescentes suivant  $x_i$ . Ces dernières n'interviennent pas dans nos modèles, d'où  $a_i = 1$ .

L'application de ce changement de variable aux équations de propagation (2.4) et (2.5) exprimées dans le domaine de Fourier (où l'on a l'équivalence  $\partial/\partial x_i = (1/s_i)(\partial/\partial \tilde{x}_i)$ ) conduit au système suivant :

$$j\omega T_{11} = c_{11} \frac{1}{s_1} \frac{\partial v_1}{\partial \tilde{x}_1} + c_{13} \frac{1}{s_3} \frac{\partial v_3}{\partial \tilde{x}_3},$$

$$\begin{aligned}
 j\omega T_{33} &= c_{13} \frac{1}{s_1} \frac{\partial v_1}{\partial \tilde{x}_1} + c_{33} \frac{1}{s_3} \frac{\partial v_3}{\partial \tilde{x}_3}, \\
 j\omega T_{13} &= c_{44} \left( \frac{1}{s_1} \frac{\partial v_3}{\partial \tilde{x}_1} + \frac{1}{s_3} \frac{\partial v_1}{\partial \tilde{x}_3} \right), \\
 j\omega v_1 &= \frac{1}{\rho_0} \left( \frac{1}{s_1} \frac{\partial T_{11}}{\partial \tilde{x}_1} + \frac{1}{s_3} \frac{\partial T_{13}}{\partial \tilde{x}_3} \right), \\
 j\omega v_3 &= \frac{1}{\rho_0} \left( \frac{1}{s_1} \frac{\partial T_{13}}{\partial \tilde{x}_1} + \frac{1}{s_3} \frac{\partial T_{33}}{\partial \tilde{x}_3} \right).
 \end{aligned} \tag{2.20}$$

Les variables de vitesses et de contraintes ne sont pas atténuées de la même façon suivant la zone de PML dans laquelle elles se propagent. Afin de suivre l'analogie acoustique des équations introduites en élettromagnétisme par Berenger, il est donc nécessaire de décomposer ces variables comme suit :

$$\begin{aligned}
 T_{11} &= T_{11}^1 + T_{11}^3, \\
 T_{33} &= T_{33}^1 + T_{33}^3, \\
 T_{13} &= T_{13}^1 + T_{13}^3, \\
 v_1 &= v_1^1 + v_1^3, \\
 v_3 &= v_3^1 + v_3^3,
 \end{aligned} \tag{2.21}$$

où les indices 1 et 3 sont relatifs aux termes dérivés suivant  $\tilde{x}_1$  et  $\tilde{x}_3$ . À partir des relations (2.20) et (2.21), nous obtenons alors, en remplaçant  $s_1$  et  $s_3$  par leurs valeurs dans les équations (2.18) et (2.19), le système suivant :

$$\begin{aligned}
 j\omega T_{11}^1 + \omega_1 T_{11}^1 &= c_{11} \frac{\partial v_1}{\partial \tilde{x}_1}, \\
 j\omega T_{11}^3 + \omega_3 T_{11}^3 &= c_{13} \frac{\partial v_3}{\partial \tilde{x}_3}, \\
 j\omega T_{33}^1 + \omega_1 T_{33}^1 &= c_{13} \frac{\partial v_1}{\partial \tilde{x}_1}, \\
 j\omega T_{33}^3 + \omega_3 T_{33}^3 &= c_{33} \frac{\partial v_3}{\partial \tilde{x}_3}, \\
 j\omega T_{13}^1 + \omega_1 T_{13}^1 &= c_{44} \frac{\partial v_3}{\partial \tilde{x}_1}, \\
 j\omega T_{13}^3 + \omega_3 T_{13}^3 &= c_{44} \frac{\partial v_1}{\partial \tilde{x}_3}, \\
 j\omega v_1^1 + \omega_1 v_1^1 &= \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial T_{11}}{\partial \tilde{x}_1}, \\
 j\omega v_1^3 + \omega_3 v_1^3 &= \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial T_{13}}{\partial \tilde{x}_3},
 \end{aligned} \tag{2.22}$$

$$\begin{aligned} j\omega v_3^1 + \omega_1 v_3^1 &= \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial T_{13}}{\partial \tilde{x}_1}, \\ j\omega v_3^3 + \omega_3 v_3^3 &= \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial T_{33}}{\partial \tilde{x}_3}. \end{aligned}$$

Par une transformée de Fourier inverse, on revient dans le domaine temporel et on obtient le système qui sera résolu par l'algorithme pour simuler la propagation en milieu solide élastique des ondes acoustiques dans tout l'espace et leur absorption dans les zones PML :

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_{11}^1}{\partial t} &= c_{11} \frac{\partial v_1}{\partial \tilde{x}_1} - \omega_1 T_{11}^1, \\ \frac{\partial T_{11}^3}{\partial t} &= c_{13} \frac{\partial v_3}{\partial \tilde{x}_3} - \omega_3 T_{11}^3, \\ \frac{\partial T_{33}^1}{\partial t} &= c_{13} \frac{\partial v_1}{\partial \tilde{x}_1} - \omega_1 T_{33}^1, \\ \frac{\partial T_{33}^3}{\partial t} &= c_{33} \frac{\partial v_3}{\partial \tilde{x}_3} - \omega_3 T_{33}^3, \\ \frac{\partial T_{13}^1}{\partial t} &= c_{44} \frac{\partial v_3}{\partial \tilde{x}_1} - \omega_1 T_{13}^1, \\ \frac{\partial T_{11}^3}{\partial t} &= c_{44} \frac{\partial v_1}{\partial \tilde{x}_3} - \omega_3 T_{11}^3, \\ \frac{\partial v_1^1}{\partial t} &= \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial T_{11}}{\partial \tilde{x}_1} - \omega_1 v_1^1, \\ \frac{\partial v_1^3}{\partial t} &= \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial T_{13}}{\partial \tilde{x}_3} - \omega_3 v_1^3, \\ \frac{\partial v_3^1}{\partial t} &= \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial T_{13}}{\partial \tilde{x}_1} - \omega_1 v_3^1, \\ \frac{\partial v_3^3}{\partial t} &= \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial T_{33}}{\partial \tilde{x}_3} - \omega_3 v_3^3. \end{aligned} \tag{2.23}$$

Les équations obtenues sont analogues à celles développées dans les travaux de Yuan *et al.* [13] dans le cas d'un fluide homogène. En dehors des PML les atténuations  $\omega_i$  sont nulles. A l'intérieur, elles augmentent rapidement jusqu'à une valeur maximum  $\omega_{imax} = \alpha_{imax}/K$ , avec  $\alpha_{imax}$  le coefficient d'atténuation maximal selon  $x_i$  que l'on définit par :

$$\alpha_{imax} = \frac{-\log(A_r) \cdot c_0 \cdot K}{\Delta x_i}, \tag{2.24}$$

avec  $K = 1/\rho_0 c_0^2$  la compressibilité du milieu,  $c_0$  la vitesse maximale des ondes acoustiques dans le milieu, et  $A_r$  le coefficient de réduction de l'amplitude des ondes à chaque nœud de la zone PML. La loi qui détermine l'augmentation de l'atténuation dans les PML jusqu'à son maximum est importante. En général, lorsque le nombre de nœuds par

longueur d'onde est faible (de 2 à quelques dizaines), la loi en puissance 2 est efficace. Nous avons donc choisi une loi d'atténuation quadratique qui présente un compromis intéressant entre atténuation et stabilité. Du premier au dernier nœud de chaque zone PML, les coefficients d'atténuation sont définis comme suit :

$$\alpha_i(n) = \alpha_{imax} \left( \frac{n}{N_i} \right)^2, \quad (2.25)$$

avec  $N_i$  le nombre de nœuds de PML dans la direction  $x_i$  et  $n = 1, \dots, N_i$ . Pour obtenir les meilleurs résultats, nous avons utilisé dans nos simulations entre 8 et 32 nœuds et des valeurs de  $A_r$  comprises entre 0.1 et 0.3 suivant les configurations. Dans le cas d'une loi en puissance autre que 2 (par exemple 3), l'optimisation de la valeur du coefficient  $A_r$  et du nombre de nœuds peut également permettre d'obtenir un bon compromis atténuation/stabilité. Il faut également noter qu'on entend ici par 'premier' le nœud des PML où l'atténuation est la plus faible, et par 'dernier' celui où elle est la plus forte. En fonction de la zone d'absorption dans laquelle on se situe, il faut donc faire attention au sens dans lequel l'atténuation augmente.

## 2.4 Evolution du champ électrique (FDTD)

### 2.4.1 Equation du champ

#### 2.4.1.1 Approximation des différences-finies

La méthode des différences-finies est utilisée pour résoudre l'équation (2.11) et calculer à chaque pas de temps les potentiels électriques à l'intérieur du matériau piézoélectrique. C'est une équation moins simple que celles qui interviennent dans la simulation des propriétés mécaniques du milieu car elle met en relation un plus grand nombre d'inconnues au sein d'une même égalité. Alors que dans les équations (2.5) et (2.8) chaque terme inconnu du premier membre peut s'exprimer explicitement en fonction de termes connus du second membre, il n'en est pas de même pour cette équation. On ne peut donc pas appliquer de la même façon la méthode pseudospectrale au calcul des paramètres électriques. On a ainsi recourt à la méthode des différences-finies qui présente l'avantage d'être très stable et adaptable, malgré le nombre assez élevé de nœuds nécessaires par longueur d'onde ( $\approx 20$ ) [8] pour obtenir une bonne précision de l'approximation. Cette méthode nous permet de simuler des résonateurs piézoélectriques avec des géométries variées et des matériaux inhomogènes.

Nous utilisons ainsi la méthode des différences-finies au second ordre pour calculer une approximation des dérivées spatiales de l'équation (2.11). On écrira donc la dérivée

suivant  $x_i$  d'un paramètre  $y$  de la manière suivante :

$$\frac{\partial y}{\partial x_i} \approx \frac{y(x_i + \Delta x_i/2) - y(x_i - \Delta x_i/2)}{\Delta x_i}. \quad (2.26)$$

Cette écriture implique un décalage entre la grille de définition du paramètre  $y$  et celle de sa dérivée suivant  $x_i$ . Cela s'applique aussi bien aux paramètres physiques tels que les contraintes ou les vitesses qu'aux propriétés des matériaux comme la densité ou la permittivité. Lorsque plusieurs de ces paramètres se multiplient entre eux, il faut donc bien vérifier que leurs grilles se superposent. Dans le cas contraire, on redéfinit une grille de valeurs moyennées qui se situe à la position voulue.

### 2.4.1.2 Ecriture factorisée de l'équation piézoélectrique

Cette approximation a été appliquée à l'équation (2.13), ou plus précisément au premier membre de l'équation puisque le second membre aura été calculé au préalable par l'algorithme en utilisant les résultats de la méthode pseudospectrale. Après alignement des grilles concernées et factorisation des inconnues, on obtient l'équation suivante :

$$\begin{aligned} & \left( \frac{\tilde{\epsilon}_{11}^1}{\Delta x_1^2} - \frac{\Delta \epsilon_{11}^1}{2\Delta x_1} \right) \cdot \dot{\phi}_{j-1,k} + \left( \frac{\tilde{\epsilon}_{11}^1}{\Delta x_1^2} + \frac{\Delta \epsilon_{11}^1}{2\Delta x_1} \right) \cdot \dot{\phi}_{j+1,k} + \left( \frac{\tilde{\epsilon}_{33}^3}{\Delta x_3^2} - \frac{\Delta \epsilon_{33}^3}{2\Delta x_3} \right) \cdot \dot{\phi}_{j,k-1} \\ & + \left( \frac{\tilde{\epsilon}_{33}^3}{\Delta x_3^2} + \frac{\Delta \epsilon_{33}^3}{2\Delta x_3} \right) \cdot \dot{\phi}_{j,k+1} - 2 \left( \frac{\tilde{\epsilon}_{11}^1}{\Delta x_1^2} + \frac{\tilde{\epsilon}_{33}^3}{\Delta x_3^2} \right) \cdot \dot{\phi}_{j,k} = R_{j,k}, \end{aligned} \quad (2.27)$$

où  $R_{j,k}$  est le second membre calculé au nœud de coordonnées  $(j, k)$  sur la grille des potentiels  $\phi$ . Par souci de lisibilité, on note respectivement  $\tilde{\epsilon}_{nn}^i$  et  $\Delta \epsilon_{nn}^i$  les valeurs moyenne et dérivée du coefficient  $\epsilon_{nn}$  par rapport à l'axe  $x_i$ . Il est à noter que cette expression est obtenue après l'approximation au second ordre en différences finies de l'équation (2.13) en un nœud de coordonnées  $(j, k)$ . Elle fait donc intervenir des variables électriques situées tout autour aux nœuds de coordonnées  $(j-1, k)$ ,  $(j+1, k)$ ,  $(j, k-1)$  et  $(j, k+1)$ , mais les valeurs des coefficients sont celles calculées au nœud  $(j, k)$ , tout comme le 2<sup>nd</sup> terme  $R_{j,k}$ . En utilisant les coefficients :

$$\begin{aligned} a_{jk} &= \left( \frac{\tilde{\epsilon}_{11}^1}{\Delta x_1^2} \right)_{j,k}, \\ b_{jk} &= \left( \frac{\tilde{\epsilon}_{33}^3}{\Delta x_3^2} \right)_{j,k}, \\ c_{jk} &= \left( \frac{\Delta \epsilon_{11}^1}{2\Delta x_1} \right)_{j,k}, \\ d_{jk} &= \left( \frac{\Delta \epsilon_{33}^3}{2\Delta x_3} \right)_{j,k}, \end{aligned}$$



l'équation (2.13) peut s'écrire de façon encore plus simple :

$$\begin{aligned} (a_{jk} - c_{jk}) \cdot \dot{\phi}_{j-1,k} + (a_{jk} + c_{jk}) \cdot \dot{\phi}_{j+1,k} + (b_{jk} - d_{jk}) \cdot \dot{\phi}_{j,k-1} \\ + (b_{jk} + d_{jk}) \cdot \dot{\phi}_{j,k+1} - 2(a_{jk} + b_{jk}) \cdot \dot{\phi}_{j,k} = R_{j,k}. \end{aligned} \quad (2.28)$$

Cette relation exprime le couplage électromécanique en un nœud de la grille des potentiels électriques. En supposant que cette grille soit composée de  $n \times m$  nœuds et en exprimant cette égalité à chacun d'entre eux, on obtient un système linéaire de  $n \times m$  équations à autant d'inconnues. Reste alors à résoudre ce système pour déterminer la valeur des potentiels inconnus. La méthode matricielle utilisée pour cette résolution, et notamment la définition de la matrice de coefficients qu'il nous faudra par la suite inverser, va maintenant être décrite en détails.

## 2.4.2 Résolution matricielle

### 2.4.2.1 Définition du vecteur des inconnues

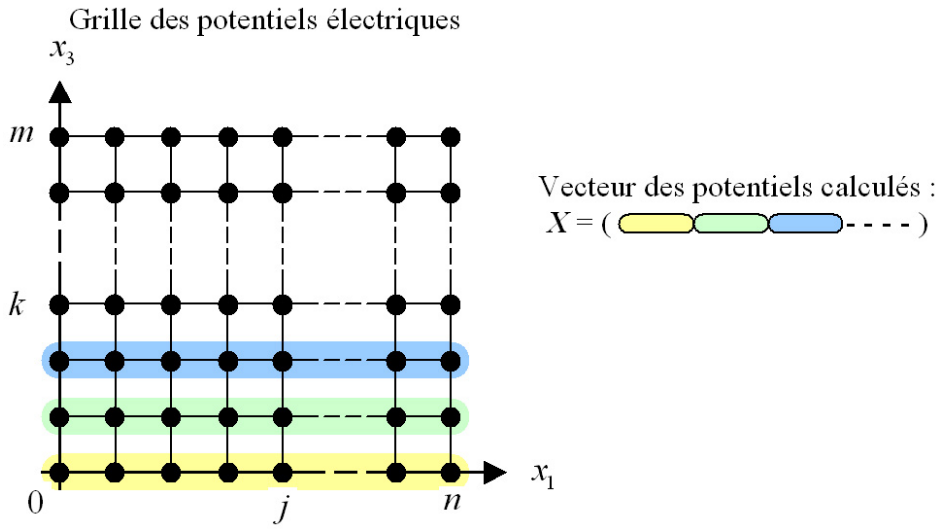
La formulation matricielle de l'équation (2.28) peut s'écrire :

$$\mathbf{Q} \cdot X = R \quad (2.29)$$

avec  $\mathbf{Q}$  la matrice des coefficients  $(a, b, c, d)_{j,k}$  et  $R$  le vecteur des seconds termes  $R_{j,k}$ . Résoudre l'équation revient à calculer le vecteur des inconnues  $X$ , contenant toutes les valeurs de potentiel à déterminer. Mais ces variables étant réparties sur un espace en deux dimensions, il faut dans un premier temps les réorganiser sous forme unidimensionnelle et définir le vecteur  $X$ . Dans la multitude d'arrangements possibles, nous avons choisi par simplicité l'agencement des variables présenté sur la figure 2.7. Le vecteur  $X$  est ainsi composé de la mise bout à bout des lignes des dérivées temporelles des potentiels alignés suivant  $x_1$  :

$$X^T = (\dot{\phi}_{11}, \dot{\phi}_{21}, \dots, \dot{\phi}_{n1}, \dot{\phi}_{12}, \dots, \dot{\phi}_{jk}, \dots, \dot{\phi}_{1p}, \dot{\phi}_{2p}, \dots, \dot{\phi}_{np}) . \quad (2.30)$$

Il s'agit donc d'un vecteur de  $n \times m$  valeurs dans lequel on retrouve les dérivées de tous les potentiels  $\phi_{j,k}$  impliqués dans le système linéaire décrit par l'équation (2.28).


 FIG. 2.7 – Arrangement des potentiels dans le vecteur inconnu  $X$ .

### 2.4.2.2 Description de la matrice de calcul

D'après l'arrangement des potentiels dans le vecteur  $X$ , on obtient pour  $\mathbf{Q}$  une matrice carrée tri-diagonale par blocs de la forme :

$$\mathbf{Q} = \begin{pmatrix} P_1 & M_1 & [0] & \cdots & [0] \\ N_2 & P_2 & M_2 & \ddots & \vdots \\ [0] & N_3 & P_3 & \ddots & [0] \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & M_{m-1} \\ [0] & \cdots & [0] & N_m & P_m \end{pmatrix} \quad (2.31)$$

avec  $P_k$ ,  $M_k$  et  $N_k$  les matrices carrées de dimension  $n \times n$  suivantes :

$$P_k = \begin{pmatrix} -2(a_{1k} + b_{1k}) & (a_{1k} + c_{1k}) & 0 & \cdots & 0 \\ (a_{2k} - c_{2k}) & -2(a_{2k} + b_{2k}) & (a_{2k} + c_{2k}) & \ddots & \vdots \\ 0 & (a_{3k} + c_{3k}) & -2(a_{3k} + b_{3k}) & \ddots & 0 \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & (a_{(n-1)k} + c_{(n-1)k}) \\ 0 & \cdots & 0 & (a_{nk} - c_{nk}) & -2(a_{nk} + b_{nk}) \end{pmatrix}, \quad (2.32)$$

$$M_k = \begin{pmatrix} b_{1k} + d_{1k} & 0 & \cdots & \cdots & 0 \\ 0 & b_{2k} + d_{2k} & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & b_{3k} + d_{3k} & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & \cdots & \cdots & 0 & b_{nk} + d_{nk} \end{pmatrix}, \quad (2.33)$$

$$N_k = \begin{pmatrix} c_{1k} - d_{1k} & 0 & \cdots & \cdots & 0 \\ 0 & c_{2k} - d_{2k} & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & c_{3k} - d_{3k} & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & \cdots & \cdots & 0 & c_{nk} - d_{nk} \end{pmatrix}, \quad (2.34)$$

pour  $k$  allant de la ligne 1 à  $m$ . La matrice  $\mathbf{Q}$  est donc une matrice carrée de taille  $n.m \times n.m$  qu'il reste à inverser pour calculer la valeur de la dérivée temporelle des potentiels électriques :

$$X = \mathbf{Q}^{-1}.R. \quad (2.35)$$

Il est important de noter que ces potentiels ne sont calculés que dans la zone correspondant au matériau piézoélectrique, ainsi que sur la première couche de nœuds entourant cette zone, ce qui permet de prendre en compte le potentiel des électrodes. Ainsi, même si le transducteur modélisé est de grande taille ou si l'on modélise un environnement étendu, les seuls nœuds auxquels on effectue le calcul des potentiels sont ceux de la zone active, ce qui réduit fortement la taille de la matrice  $\mathbf{Q}$ . Comme nous allons le voir au paragraphe suivant, des hypothèses sur le modèle viennent également modifier la forme de la matrice et diminuer sa taille.

### 2.4.2.3 Hypothèse de continuité du champ

La matrice  $\mathbf{Q}$  que l'on vient de décrire n'est pas celle directement implémentée dans l'algorithme. Elle correspond à une plaque piézoélectrique seule entourée de potentiels électriques nuls, ce qui est une approximation grossière. Une première hypothèse concernant la valeur de ces potentiels vient donc modifier la matrice. Du fait de la très grande permittivité des matériaux piézoélectriques utilisés (typiquement aux alentours de 1000 pour le PZT) par rapport à celle des autres éléments modélisés ( $< 10$  pour les polymères chargés classiques), on suppose le champ électrique négligeable en dehors du matériau piézoélectrique. On obtient donc une hypothèse de continuité du potentiel électrique à la frontière entre l'élément actif et son environnement.

Cette hypothèse influe directement sur certains coefficients de la matrice  $\mathbf{Q}$ . En

effet, nous avons vu que l'équation (2.28) s'exprime en chaque nœud  $(j, k)$  à partir de la dérivée des potentiels de tous les nœuds les plus proches. Or, un problème se pose sur les bords de l'espace de calcul puisque au moins un des potentiels est en dehors de cet espace (deux si il délimite deux frontières). L'hypothèse de continuité permet de prendre en compte ces potentiels et d'approximer leur valeur à celle du nœud le plus proche. Cela se traduit dans l'équation (2.28) par la factorisation des termes concernés. Si l'on prend par exemple le cas du  $j$ -ème nœud de la première ligne, les potentiels  $\phi_{j,k-1}$  et  $\phi_{j,k}$  pour  $k = 1$  sont égaux (*a fortiori* leurs dérivées) et les coefficients correspondant se factorisent. Le terme  $\dot{\phi}_{j,0}$  n'a pas de définition propre, mais comme nous l'avons vu son coefficient est calculé au nœud  $(j, 1)$ . On obtient alors l'équation factorisée suivante :

$$\begin{aligned} & (a_{j1} - c_{j1}) \cdot \dot{\phi}_{j-1,1} + (a_{j1} + c_{j1}) \cdot \dot{\phi}_{j+1,1} \\ & + (b_{j1} + d_{j1}) \cdot \dot{\phi}_{j,2} - (2 \cdot a_{j1} + b_{j1} + d_{j1}) \cdot \dot{\phi}_{j,1} = R_{j,1}. \end{aligned} \quad (2.36)$$

Cette opération est répétée le long de chacun des bords de l'espace de calcul, ce qui modifie tous les coefficients diagonaux des matrices  $P_k$  pour lesquels  $k = 1, k = m$ ,  $j = 1$  ou  $j = n$ .

#### 2.4.2.4 Hypothèse d'équipotentialité des électrodes

Pour exciter la couche piézoélectrique, ses surfaces sont partiellement ou totalement métallisées. Ces électrodes métalliques sont supposées parfaites de telle manière que le potentiel est identique en chacun de ses points. Au niveau du modèle, cela a pour conséquence de faire fusionner tous les potentiels de l'électrode en un seul et même potentiel. Pour la matrice  $\mathbf{Q}$ , chaque ligne et chaque colonne correspond à un potentiel particulier. Si on note  $p$  le nombre d'électrode et  $q$  le nombre total de nœuds nécessaire pour définir l'ensemble des électrodes, la dimension finale de la matrice  $\mathbf{Q}$  sera  $(m \cdot n + p - q) \times (m \cdot n + p - q)$ . Le degré de liberté de la matrice est ainsi diminué ( $p < q$ ) et chacune des  $p$  électrodes (classiquement  $p = 2$  pour les transducteurs mono-élément) est représentée par un seul nœud choisi arbitrairement parmi ceux de l'électrode. De manière générale, on fera l'approximation qu'une électrode est entièrement modélisée par les coefficients de son nœud central et par le potentiel en ce nœud (épaisseur nulle). Il s'agit évidemment d'une nouvelle approximation puisque si l'on reprend l'équation (2.28) en ce nœud particulier, son potentiel (et donc celui de l'électrode tout entière) est calculé en ne prenant en compte que les nœuds les plus proches ; de ce fait, une onde électromécanique se déplaçant le long de l'électrode n'aura pas d'influence sur son potentiel avant d'avoir atteint son centre.

Toutefois, cette approximation n'a pas une grande influence sur le fonctionnement

du transducteur en émission et sur sa modélisation, puisque le potentiel des électrodes est constamment imposé par un générateur externe. En effet, même si le modèle permet de simuler des électrodes dont le potentiel est libre, on utilise en général une électrode mise à la masse, de potentiel nul, et une autre dont le potentiel est fixé par l'excitation. Dans ce cas, ces potentiels ne sont plus des inconnues et sortent donc du vecteur inconnu  $X$ , et les degrés de liberté correspondant sont supprimés de la matrice  $\mathbf{Q}$ . Au niveau de l'équation (2.28), les termes associés à ces potentiels passent dans le second terme et s'intègrent à  $R_{j,k}$ . Ils sont utilisés pour calculer l'influence de l'électrode sur tous les nœuds les plus proches (et, cette fois, pas seulement ceux autour du centre de l'électrode).

## 2.5 Résultats et validation

### 2.5.1 Simulation d'une plaque semi-infinie dans l'eau

#### 2.5.1.1 Description des propriétés de la plaque piézoélectrique

On considère une plaque piézoélectrique semi-infinie plongée dans l'eau dont l'orientation, la position des électrodes et de certains points d'observation sont précisés sur la figure 2.8. Le matériau est polarisé suivant l'axe  $x_3$  et, pour mettre en évidence tous les phénomènes simulés, on cherche à privilégier un fonctionnement en mode épaisseur sans pour autant négliger les modes transverses. On choisit donc un rapport entre la hauteur et la largeur  $L/a$  de 14, ce qui est trop faible pour considérer le fonctionnement du résonateur comme étant de type *piston*. On utilise comme matériau une plaque céramique de Pz27 (Ferropem Piezoceramics A/S), dont les propriétés qui nous intéressent sont résumées dans le Tableau 2.1. On peut déduire de ces valeurs la vitesse acoustique dans la direction de polarisation  $x_3$  :

$$v_3 = \sqrt{\frac{c_{33}^D}{\rho}} \quad (2.37)$$

avec :

$$c_{33}^D = c_{33}^E + \frac{e_{33}^2}{\epsilon_{33}^S}, \quad (2.38)$$

ce qui nous permet de calculer la fréquence de résonance du mode épaisseur (suivant  $x_3$ ) de la plaque en fonction de son épaisseur :

$$f_r = \frac{v_3}{2a} \quad (2.39)$$

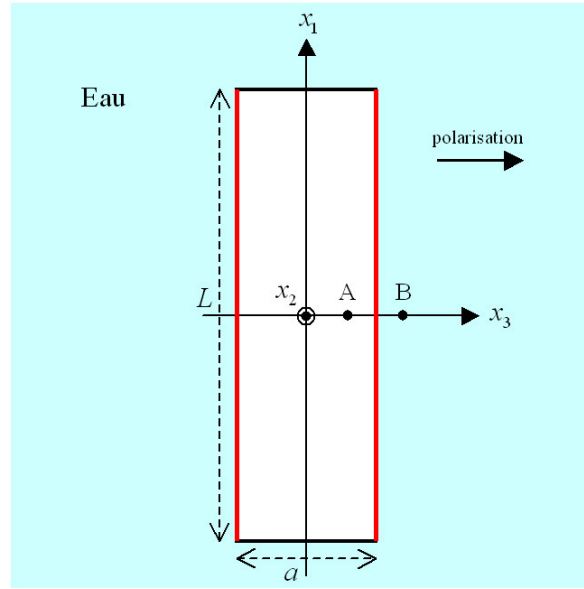


FIG. 2.8 – Schéma de la plaque piézoélectrique simulée dans l'eau. Les traits rouges représentent les électrodes et les points A et B représentent les nœuds utilisés pour le relevé de l'évolution des paramètres mécaniques et électriques : contraintes, vitesses et potentiel électrique dans la plaque au point A, et pression et vitesses dans l'eau au point B. Ces deux points sont situés sur l'axe de symétrie de la plaque, écartés de 3 nœuds de part et d'autre de l'électrode excitée.

si on choisit une épaisseur telle que  $a = \lambda_p/2$ , avec  $\lambda_p$  la longueur d'onde dans la céramique piézoélectrique. Quand on fabrique un transducteur, il est plus courant de faire l'opération inverse et de chercher quelle épaisseur doit avoir la couche active pour résonner à la fréquence voulue. On souhaite dans notre cas obtenir la résonance fondamentale du mode épaisseur à  $50\text{ MHz}$  dans l'air, ce qui nous impose une épaisseur  $a$  de  $43,3\text{ }\mu\text{m}$  ( $\lambda_p=86.7\text{ }\mu\text{m}$ ), d'où une hauteur  $L$  d'environ  $600\text{ }\mu\text{m}$  (pour garder un rapport  $L/a = 14$ ).

TAB. 2.1 – Caractéristiques du Pz27 [36] : densité  $\rho$  ( $\text{kg}/\text{m}^3$ ), coefficients élastiques à champ électrique constant  $c_{ij}^E$  ( $\text{GPa}$ ), permittivité diélectrique relative  $\epsilon_{ii}^S/\epsilon_0$  à déformation constante et coefficients piezoélectriques  $e_{ij}$  ( $\text{C}/\text{m}^2$ ).

| $\rho$ | $c_{11}^E$ | $c_{13}^E$ | $c_{33}^E$ | $c_{44}^E$ | $\epsilon_{11}^S/\epsilon_0$ | $\epsilon_{33}^S/\epsilon_0$ | $e_{15}$ | $e_{31}$ | $e_{33}$ |
|--------|------------|------------|------------|------------|------------------------------|------------------------------|----------|----------|----------|
| 7700   | 147        | 93         | 113        | 23         | 1130                         | 914                          | 11,6     | -3,1     | 16       |

### 2.5.1.2 Simulation de la plaque piézoélectrique dans l'eau

L'une des électrodes recouvrant la plaque est donc excitée à  $50\text{ MHz}$  ( $T = 20\text{ ns}$ ) par le signal électrique présenté sur la figure 2.9, tandis que l'autre est reliée à la masse

et garde un potentiel constamment nul. Le signal d'excitation est une simple demi-arche de sinusoïde, de durée  $T/2=10\text{ ns}$ , dont l'avantage est d'évoluer de façon douce et régulière, ce qui limite les phénomènes de Gibbs au sein de la simulation et évite les instabilités de l'algorithme. Dans un premier temps, nous allons nous intéresser

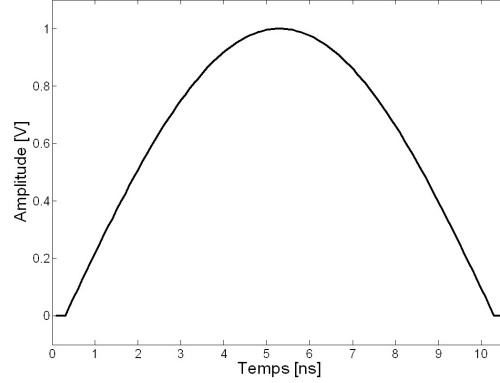


FIG. 2.9 – Excitation électrique de l'électrode.

au fonctionnement unidimensionnel du résonateur. Pour valider les résultats de l'algorithme hybride, nous avons utilisé le logiciel d'éléments-finis ATILA développé par l'ISEN. La configuration utilisée pour chaque algorithme est identique, de même que l'excitation électrique, et les caractéristiques principales sont résumées dans le Tableau 2.2. Dans chaque cas, l'épaisseur des électrodes est considérée nulle puisqu'elles sont simplement représentées par l'application d'un potentiel à un ensemble de nœuds. Nous avons choisi dans un premier temps pour les deux méthodes un maillage suffisamment fin pour comparer les résultats ; la discussion de son optimisation sera menée plus tard. Les incréments spatiaux  $\Delta x_i$  sont égaux à  $\lambda_{eau}/12=2.5\text{ }\mu\text{m}$  et l'incrément temporel est  $\Delta t=0.1\text{ ns}$ , ce qui vérifie le critère de stabilité vu précédemment.

TAB. 2.2 – Caractéristiques du matériau piézoélectrique pour la simulation dans l'eau.

| $a\text{ (}\mu\text{m)}$ | $L/a$ | $f_e\text{ (MHz)}$ | $v_p\text{ (m/s)}$ | $v_{eau}\text{ (m/s)}$ | $\lambda_p\text{ (}\mu\text{m)}$ | $\lambda_{eau}\text{ (}\mu\text{m)}$ | $\Delta x_i$       | $\Delta t\text{ (ns)}$ |
|--------------------------|-------|--------------------|--------------------|------------------------|----------------------------------|--------------------------------------|--------------------|------------------------|
| 43,3                     | 14    | 50                 | 4334               | 1490                   | 86,7                             | 29,8                                 | $\lambda_{eau}/12$ | 0,1                    |

$f_e$  : fréquence d'excitation ;  $v_p, v_{eau}$  : vitesse des ondes suivant  $x_3$  dans le matériau piézoélectrique et dans l'eau ;  $\lambda_p, \lambda_{eau}$  : longueurs d'onde correspondantes ;  $\Delta x_i$  : pas spatial du maillage suivant  $x_i$  avec  $i = 1, 3$  ;  $\Delta t$  : incrément temporel.

Pour pouvoir observer la propagation des ondes acoustiques dans le milieu, nous avons simulé l'excitation et la vibration de la plaque dans l'eau sur des grilles de  $100 \times 380$  nœuds (dont 16 nœuds de chaque côté dédiés aux couches PML). La figure 2.10 est alors obtenue en faisant la cartographie du paramètre  $T_{33}$  aux instants  $t =$

$0.5T$  et  $t = 3T$  dans une configuration unidimensionnelle (déplacements suivant  $x_1$  bloqués). La résonance du mode épaisseur de la couche piézoélectrique peut s'observer

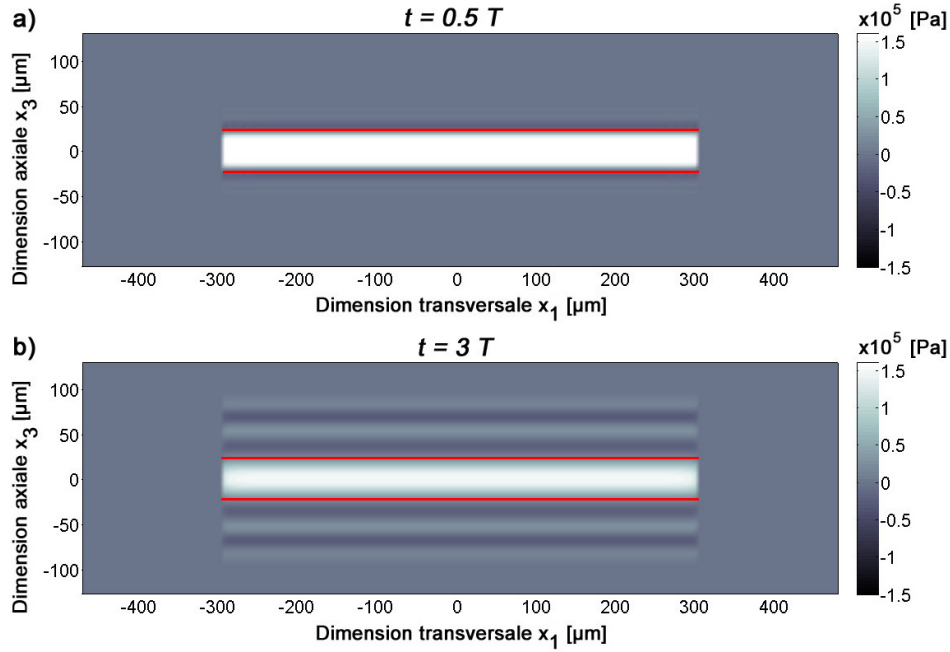


FIG. 2.10 – Cartographie des champs de pression et de contrainte ( $T_{33}$ ) dans l'eau et la plaque piézoélectrique aux instants a)  $t = 0.5T$  et b)  $t = 3T$  dans le cas unidimensionnel (modèle hybride FD-PSTD). Les traits rouges représentent les électrodes, perpendiculaires à l'axe de polarisation  $x_3$ , qui couvrent intégralement les surfaces de la plaque piézoélectrique.

plus clairement en relevant l'évolution de pression dans l'eau, au niveau du centre de la plaque qui correspond au point B défini sur la figure 2.8. On compare sur la Fig. 2.11 le résultat calculé par l'algorithme hybride à celui obtenu par éléments-finis. Dans chaque cas, on bloque les déplacements suivant  $x_1$ . On observe que les résultats de chaque méthode sont très similaires que ce soit en amplitude ou d'un point de vue temporel. La plaque étant seule dans l'eau, la pression au nœud considéré décroît de façon lente et régulière en vibrant à une fréquence centrale très légèrement inférieure à  $50\text{ MHz}$  du fait de l'amortissement créé par l'eau. La décroissance est ici d'autant plus lente que les matériaux sont modélisés sans perte.

Le degré de liberté transverse est à présent débloqué pour se placer dans une configuration bidimensionnelle. L'effet des ondes se propageant suivant l'axe  $x_1$  s'observe clairement sur la figure 2.12. On calcule à nouveau la pression au nœud précédent avec les deux méthodes et on compare les résultats sur la figure 2.13. On retrouve le mode épaisseur tandis qu'une perturbation apparaît aux alentours de la 6-ième période. Un calcul similaire à (2.37) nous permet de connaître la vitesse de déplacement suivant  $x_1$  des ondes dans le matériau piézoélectrique :  $v_1 \approx 2500\text{ m/s}$ . La demi-longueur de



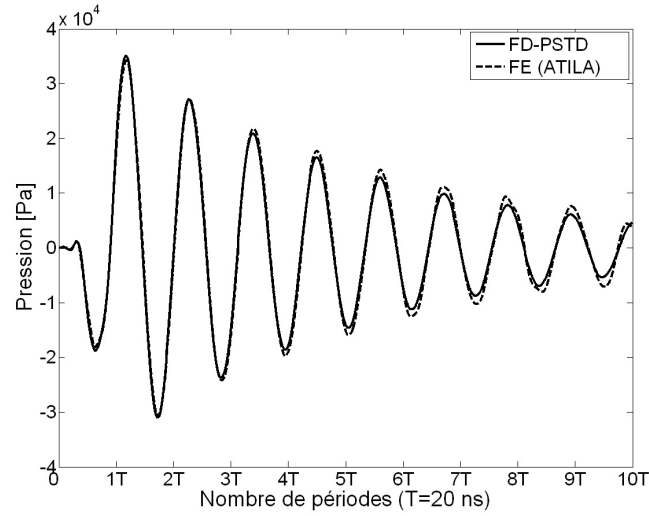


FIG. 2.11 – Evolution de la pression au niveau d'un nœud dans l'eau, juste devant le centre de la plaque piézoélectrique (point B de la figure 2.8).

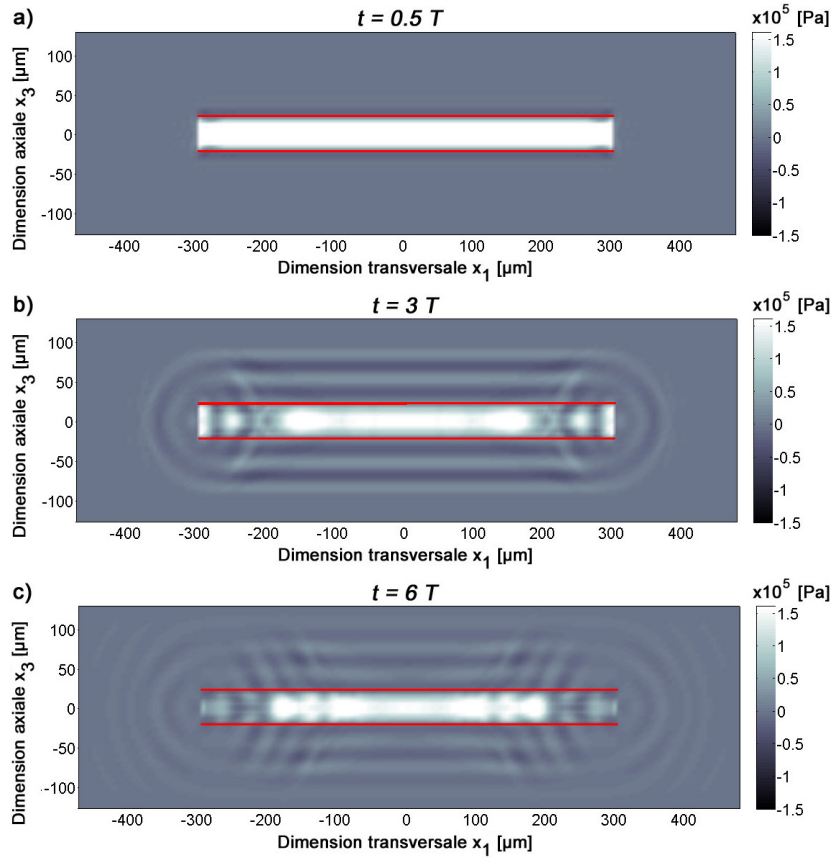


FIG. 2.12 – Cartographie des champs de pression et de contrainte ( $T_{33}$ ) dans l'eau et la plaque piézoélectrique aux instants a)  $t = 0.5T$ , b)  $t = 3T$  et c)  $t = 6T$  dans le cas bidimensionnel (modèle FD-PSTD). Les traits rouges représentent les électrodes qui couvrent intégralement les surfaces de la plaque piézoélectrique, perpendiculaires à l'axe de polarisation  $x_3$ .

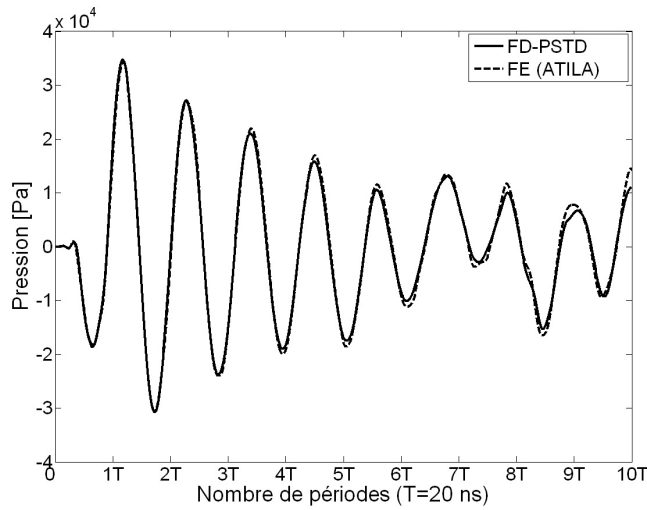


FIG. 2.13 – Evolution de la pression au niveau d'un nœud dans l'eau, juste devant le centre de la plaque piézoélectrique (point B de la figure 2.8).

la plaque suivant  $x_1$  est de  $300 \mu m$ , ce qui représente  $0.12 \mu s$  ( $6T$ ) de temps de vol pour l'onde transverse. La perturbation observée a donc bien pour origine l'arrivée de l'onde acoustique suivant  $x_1$ , générée au bord de la plaque, au niveau du nœud central. La similarité des courbes est une première validation de l'algorithme hybride dans sa version cartésienne bidimensionnelle (et *a fortiori* unidimensionnelle).

### 2.5.2 Grandeurs physiques dans une plaque piézoélectrique

Les couplages électromécaniques au sein d'une plaque piézoélectrique sont des phénomènes complexes dont il est intéressant de connaître l'évolution en tout point et à tout instant. L'axe central de la plaque, suivant la direction de polarisation  $x_3$ , est d'un intérêt particulier puisqu'il s'y déroule tout un ensemble d'interactions entre les différentes ondes parcourant le milieu. La figure 2.14 représente la valeur des potentiels électriques le long de cet axe. Des évolutions similaires sont observées d'emblée, avec une oscillation des potentiels le long de l'axe autour d'une valeur centrale nulle. On se situe ici un peu après la fin de la période d'excitation forcée de la plaque ( $t > 1T$ ) pour des raisons d'échelle des valeurs et de visualisation, l'amplitude de l'excitation électrique étant environ 40 fois supérieure à celle des oscillations suivantes. Le potentiel des électrodes est maintenu à zéro après cette période d'excitation, d'où des potentiels qui présentent des nœuds de vibration à chaque extrémité de la plaque.

Ce genre de cartographie est utile pour avoir un aperçu rapide de l'allure des champs et des phénomènes simulés, mais l'information donnée n'est pas très précise et la comparaison peu aisée. Pour valider de façon quantitative les résultats de la méthode

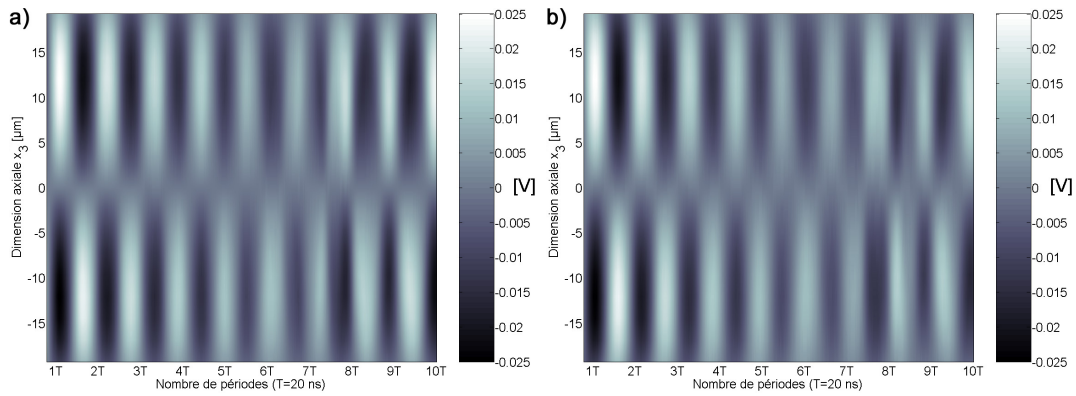


FIG. 2.14 – Evolution des potentiels électriques situés au centre de la plaque piézoélectrique ( $x_1 = 0$ ), le long de l'axe  $x_3$ , calculée par a) FE et b) FD-PSTD.

hybride, l'étude a été limitée à un point de l'axe, situé par exemple à environ  $10 \mu m$  sous l'électrode supérieure (point A de la figure 2.8), et les courbes obtenues ont été superposées sur la figure 2.15. On observe de légères variations entre les courbes du fait des artefacts numériques, mais l'erreur relative est négligeable car, comme nous l'avons précisé, l'amplitude des oscillations par rapport à l'excitation (non représentée à  $t < 1T$ ) est très faible.

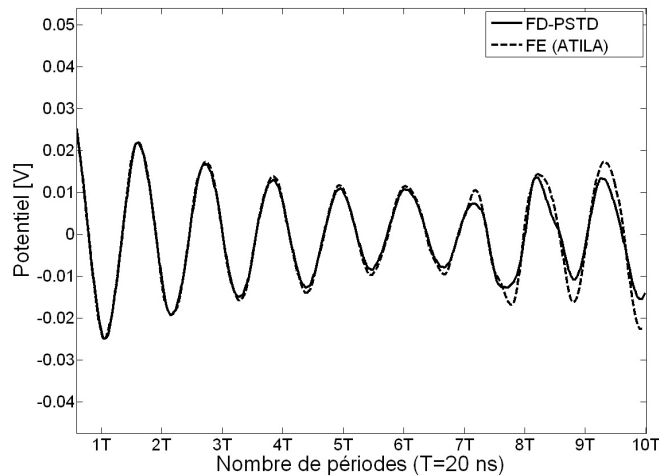


FIG. 2.15 – Evolution du potentiel électrique sur l'axe central  $x_3$  de la plaque piézoélectrique,  $10 \mu m$  sous l'électrode supérieure (point A de la figure 2.8).

L'excitation électrique de la plaque étant terminée, ces oscillations sont entretenues par les ondes acoustiques se déplaçant (sans perte) dans le matériau actif. On peut de la même manière étudier ces champs de contraintes et de déplacements dans la plaque. La figure 2.16 compare le déplacement longitudinal obtenu avec chaque méthode au même point que l'exemple précédent (point A). Une fois de plus, le mode épaisseur de chaque méthode est identique mais de légères variations sont observées au niveau de la

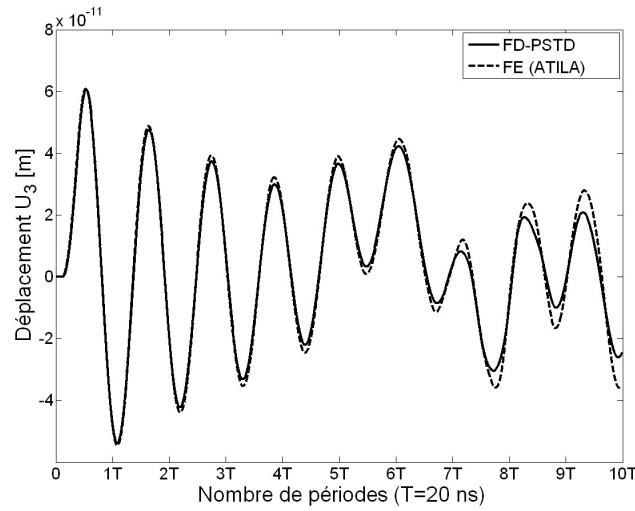


FIG. 2.16 – Evolution du déplacement longitudinal sur l'axe central  $x_3$  de la plaque piézoélectrique,  $10 \mu\text{m}$  sous l'électrode supérieure (point A de la figure 2.8).

perturbation transverse. Nous allons voir au paragraphe suivant les origines probables de ces petites différences.

### 2.5.3 Performances de l'algorithme hybride

#### 2.5.3.1 Méthode de validation

La validation de l'algorithme hybride a été un point très important de ce travail [32], c'est pourquoi il est judicieux de s'attarder sur la méthode utilisée pour comparer les résultats. Le principe est simple : simuler le comportement de modèles identiques par éléments-finis et par la méthode hybride, dans des conditions semblables, puis effectuer des observations de contrôle sur des nœuds précis de mêmes coordonnées. Toutefois, dans la pratique, les choses ne sont pas aussi simples car les grilles de calcul utilisées par la méthode pseudospectrale ne coïncident pas exactement avec celles qu'emploie le calculateur d'ATILA. En effet, un nœud des grilles FD-PSTD définit en réalité une cellule dont les frontières s'arrêtent à mi-distance du nœud suivant, tandis qu'un nœud des grilles FE définit directement la frontière des cellules du maillage. Cela revient donc à considérer que les grilles de calcul de chaque méthode sont décalées d'un demi pas spatial dans chaque direction l'une par rapport à l'autre.

Prenons l'exemple bidimensionnelle de la section rectangulaire d'une plaque quelconque que l'on modélise sur un maillage de  $N_i$  cellules suivant la direction  $x_i$ . Cela signifie que l'on utilisera  $N_i$  nœuds pour modéliser cette plaque sous FD-PSTD et  $N_i+1$  sous FE. L'effet de ce décalage est particulièrement sensible dans la zone qui nous intéresse, à savoir l'axe central de l'objet modélisé, sur lequel on retrouve les amplitudes

les plus fortes et les variations les plus rapides (interaction ponctuelle), puisque c'est le lieu privilégié d'interaction des différentes ondes se propageant dans le modèle. Sur les différents résultats présentés, un recalage temporel des courbes a été effectué dans le but de faciliter leur comparaison. Cet écart, de l'ordre de la nano-seconde, entre les signaux de chaque méthode, est introduit par le décalage longitudinal des nœuds d'étude. En revanche, l'effet du décalage transversal des nœuds est observé lorsque les ondes se déplaçant perpendiculairement à l'axe central arrivent au niveau du nœud considéré. Comme on peut le vérifier sur la figure 2.16, l'amplitude des perturbations transverses est maximale au centre de la plaque, *i.e.* au niveau du nœud de la grille FE, tandis qu'elle est un peu plus faible sur le nœud décalé de la grille FD-PSTD correspondant, du fait de la décroissance rapide de l'amplitude à mesure que l'on s'éloigne du centre.

Ces différences n'empêchent toutefois pas l'utilisation du logiciel ATILA pour comparer ses résultats à ceux de la méthode hybride. Elles restent dans l'ensemble marginales et n'entravent en rien la vérification et l'interprétation physique des phénomènes simulés.

### 2.5.3.2 Robustesse et rapidité

Pour comparer l'efficacité des algorithmes, il n'est pas suffisant de mesurer le temps de calcul. Celui-ci est en effet peu pertinent car, d'une part, le langage de programmation n'est pas le même : ATILA est principalement basé sur un code FORTRAN tandis que l'algorithme hybride est développé sous Matlab. D'autre part, la version du logiciel d'éléments-finis que nous avons utilisée ne permettait pas l'application de couches absorbantes sur les frontières du domaine. Il était donc nécessaire de modéliser un espace de propagation plus étendu pour éviter les perturbations dues aux réflexions des ondes sur les bords, ce qui augmente largement le temps de calcul en éléments-finis.

Il est toutefois possible d'estimer la rapidité de convergence de l'algorithme et sa précision en augmentant graduellement la taille du maillage [32]. La figure 2.17 représente l'évolution de la pression devant la plaque piézoélectrique (point B), calculée par la méthode hybride FD-PSTD, avec des maillages allant de  $\lambda_{min}/12$  à  $\lambda_{min}/6$ . Les maillages sont homogènes du fait de l'utilisation des transformées de Fourier. Le recalage temporel est effectué pour faciliter la comparaison des courbes. Les différences observées viennent en partie des erreurs numériques, mais également, comme vu précédemment, des décalages entre les nœuds induits par l'élargissement du maillage. Du fait que les nœuds ne sont pas situés exactement sur l'axe central de la plaque, contrairement aux modèles en éléments-finis, cet élargissement induit des décalages à la fois suivant  $x_1$  et  $x_3$ . Il est difficile de quantifier précisément leur influence, mais nous pou-

vons constater que les courbes sont très similaires, avec de légères variations lorsque les ondes se propageant dans la plaque piézoélectrique suivant  $x_1$  interagissent avec celles du mode épaisseur, ce qui est à l'origine des perturbations observées du champ rayonné dans l'eau.

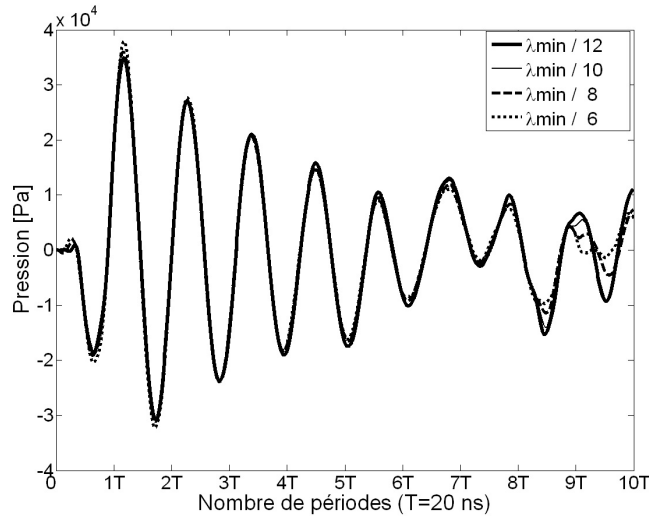


FIG. 2.17 – Evolution de la pression devant le centre de la plaque piézoélectrique calculée par la méthode FD-PSTD pour différents maillages.

Nous avons effectué les mêmes calculs avec la méthode des éléments-finis. Pour pouvoir comparer les résultats, des maillages homogènes, avec des pas spatiaux identiques à ceux de la méthode hybride, ont été utilisés. Les résultats sont présentés sur la figure 2.18 et on observe que, pour une diminution similaire du nombre de nœuds par longueur d'onde, les variations obtenues en éléments-finis sont bien plus importantes qu'avec la méthode FD-PSTD. Même en prenant en compte le déplacement suivant  $x_3$  des nœuds de calcul, il apparaît clairement que l'erreur numérique engendrée par l'espacement des nœuds est plus importante. On peut considérer qu'un résultat stable et identique à celui de la méthode hybride est atteint avec 10 nœuds par longueur d'onde, ce qui correspond à la théorie des éléments-finis. C'est pourquoi nous avons choisi un maillage en  $\lambda_{min}/12$  dans nos configurations usuelles, ce qui nous assure une bonne convergence des algorithmes.

On peut en conclure que la méthode FD-PSTD nécessite moins de nœuds par longueur d'onde pour converger vers une solution stable, ce qui permet d'utiliser des maillages plus larges et de diminuer le temps de calcul. Elle reste néanmoins limitée par l'approximation en différences-finies du champ électrique dans le matériau piézoélectrique. Selon la théorie, pour obtenir des résultats fiables, il faut utiliser un minimum de 2 nœuds par longueur d'onde avec la méthode pseudospectrale, et environ 20 nœuds par longueur d'onde pour les différences-finies. Mais même avec un maillage en  $\lambda_{min}/6$ ,

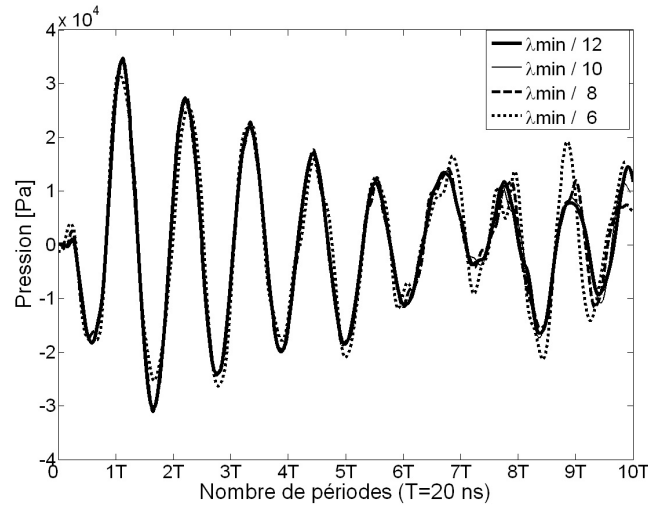


FIG. 2.18 – Evolution de la pression devant le centre de la plaque piézoélectrique calculée par la méthode FE pour différents maillages.

la longueur d'onde dans la plaque étant environ le triple de celle dans l'eau (tableau 2.2), le champ électrique est calculé avec environ 18 nœuds par longueur d'onde, ce qui est suffisant pour garder une bonne précision. La méthode FD n'étant utilisée que pour calculer le champ électrique dans la plaque piézoélectrique, cette limitation ne s'applique pas aux autres éléments du modèle. Ainsi, pour une fréquence de résonance donnée, plus la longueur d'onde dans l'élément actif est grande, plus il nous est possible d'exploiter les performances de la méthode pseudospectrale et de diminuer le nombre de nœuds du modèle. La méthode hybride est donc très bien adaptée à la simulation de transducteurs ultrasonores basés sur des matériaux piézoélectriques présentant de hautes célérités acoustiques par rapport à celles des autres matériaux (*backing*, lames, milieu de propagation), ce qui est le cas en général.

## 2.5.4 Simulation d'un transducteur plan

### 2.5.4.1 Description du transducteur

Si le matériau piézoélectrique réalise effectivement une opération de transduction d'une énergie électrique en une énergie mécanique et inversement, il n'est pas suffisant pour constituer ce qu'on peut appeler un transducteur ultrasonore. Un tel dispositif est la plupart du temps réalisé en associant au matériau actif un *backing* pour raccourcir la durée de l'écho et une lame adaptatrice pour favoriser le transfert de l'énergie vers le milieu sondé. Les matériaux utilisés doivent être soigneusement choisis pour ne pas dégrader le signal tout en assurant un bon amortissement des échos parasites et une bonne adaptation d'impédance du dispositif avec le milieu environnant. Les ondes

transverses font partie de ces parasites qui viennent dégrader la qualité de l'écho. C'est pourquoi on cherche à faire ressortir le mode épaisseur du transducteur en augmentant le rapport  $L/a$  [37]. On reprend par exemple le cas du résonateur de Pz27 avec un rapport  $L/a$  étendu à 20 (figure 2.19). Pour déterminer les caractéristiques optimales du

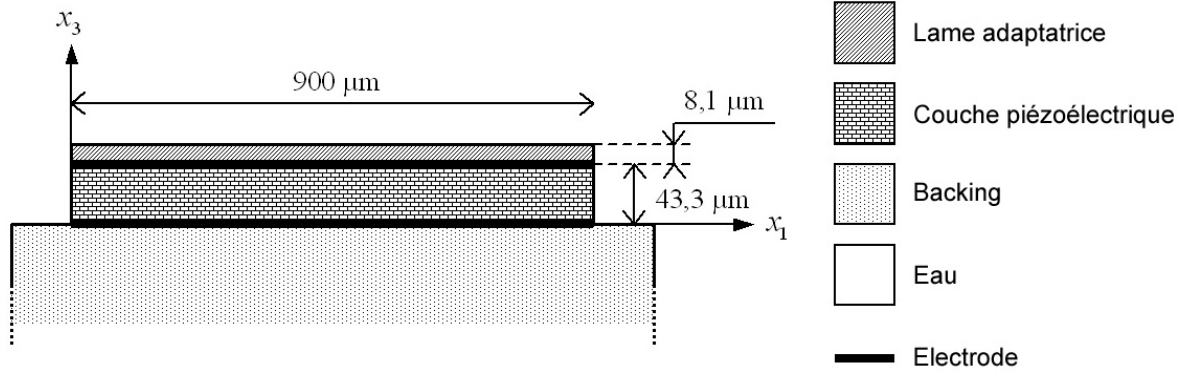


FIG. 2.19 – Schéma de la structure du transducteur.

backing et de la lame, nous avons tout d'abord fixé l'impédance acoustique du backing [38] à 6  $MRa$ . À l'aide d'un modèle d'homogénéisation [39, 40, 41] et en considérant un backing constitué de résine epoxy [42] chargé à la poudre de tungstène, nous avons déterminé que cette valeur d'impédance est obtenue avec une fraction volumique de 15% de poudre métallique. Il est alors possible d'en déduire les vitesses longitudinales et transverses ainsi que la densité du matériau (méthode ATA [41]). Nous avons alors ajouté une lame adaptatrice dont l'impédance acoustique initiale peut être calculée par les formules de Desilets [43]. L'optimisation des caractéristiques de la lame (épaisseur, impédance acoustique) est effectuée par une méthode itérative de minimisation de l'erreur. Un compromis doit être typiquement trouvé entre la durée de la réponse impulsionnelle et la sensibilité du transducteur pour être efficace dans des applications d'imagerie médicale, ce qui passe par la définition empirique d'un index [44, 45, 46] pour évaluer ses performances. À chaque itération, la réponse (pression) du transducteur est calculée avec la méthode KLM [47]. Enfin, lorsque les caractéristiques optimales sont trouvées, la méthode ATA est à nouveau utilisée pour en déduire les vitesses acoustiques et la masse volumique de la lame en considérant un matériau à base de résine epoxy et de poudre de tungstène. Toutes ces valeurs sont regroupées dans le tableau 2.3.

#### 2.5.4.2 Modélisation des pertes mécaniques

Pour se rapprocher encore plus d'une configuration réaliste de transducteur, il est important de modéliser les pertes dans les matériaux, puisque cela influe directement



TAB. 2.3 – Caractéristiques des matériaux utilisés pour les éléments constitutifs du transducteur [37].

| Composant              | Epaisseur ( $\mu m$ ) | $\rho$ ( $kg/m^3$ ) | $v_l$ ( $m/s$ ) | $v_t$ ( $m/s$ ) | Z ( $MRa$ ) |
|------------------------|-----------------------|---------------------|-----------------|-----------------|-------------|
| Plaque piézoélectrique | 43,3                  | 7700                | 4335            | 2530            | 33,4        |
| Backing                | 2000                  | 3830                | 1575            | 780             | 6           |
| Lame adaptatrice       | 8,1                   | 4490                | 1530            | 765             | 6,9         |

sur le transfert d'énergie et la profondeur de pénétration des ondes acoustiques. Cet aspect est particulièrement important en haute-fréquence puisque l'absorption des ondes y est d'autant plus forte.

En terme de transduction, les pertes mécaniques sont prédominantes sur tout autre type de perte (diélectrique). C'est pourquoi les simulations ne prendront en compte que ces dernières. Elles sont introduites dans le modèle en affectant une partie complexe aux coefficients du tenseur élastique [48, 49] qui s'expriment alors :

$$c_{ij}^{E*} = c_{ij}^E (1 + j.\delta_m) \quad (2.40)$$

avec  $\delta_m \approx \tan(\delta_m)$  le coefficient de perte correspondant à une atténuation quadratique en fréquence  $\alpha = \alpha_0.\omega^2$  (en  $Np/m$ ). Ce coefficient peut s'écrire dans le domaine de Fourier :

$$\delta_m = \frac{2.\alpha.c_L}{\omega} = \alpha'.\omega \quad (2.41)$$

où  $c_L$  est la vitesse longitudinale des ondes dans le milieu considéré et  $\alpha' = 2\alpha_0 c_L$ . L'équation (2.8) doit alors être modifiée de la façon suivante :

$$\frac{\partial T_{jk}}{\partial t} = c_{jklm}^E \cdot \left[ \frac{\partial v_l}{\partial x_m} + \frac{\alpha'}{\rho} \cdot \frac{\partial}{\partial x_m} \left( \frac{\partial T_{lp}}{\partial x_p} \right) \right] - e_{ijk} \cdot \frac{\partial E_i}{\partial t} \quad (2.42)$$

pour permettre de prendre en compte les pertes mécaniques dans le modèle.

La valeur de  $\alpha$  est une caractéristique propre au matériau. Pour notre modèle de transducteur, on utilise les valeurs suivantes [50] :

$$\begin{aligned} \alpha_{piezo} &= 490, \\ \alpha_{backing} &= 2760, \\ \alpha_{lame} &= 2870, \end{aligned}$$

exprimées en  $Np/m$  à une fréquence de 50  $MHz$ . On peut estimer l'influence de ces pertes sur la capacité de la plaque piézoélectrique à transférer de l'énergie au milieu environnant en reprenant l'exemple précédent de la plaque immergé dans l'eau. On

compare alors l'évolution de la pression devant le centre de la plaque lorsque les pertes ne sont pas prises en compte (figure 2.13) et lorsqu'on les ajoute dans tous les matériaux. On constate sur la figure 2.20 que cela a pour effet de diminuer l'amplitude des oscillations comme on pouvait s'y attendre, et qu'à nouveau les résultats des deux méthodes sont très similaires.

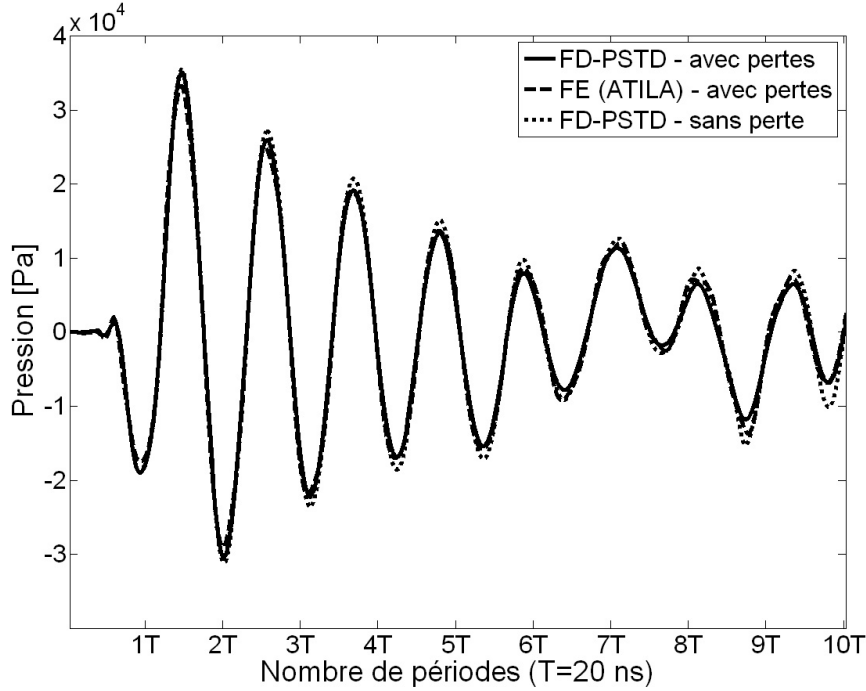


FIG. 2.20 – Evolution de la pression dans l'eau devant le centre de la plaque piézoélectrique, avec et sans pertes mécaniques.

Il nous est alors possible de simuler entièrement le transducteur (*backing* et lame avant) [37]. La figure 2.21 permet d'observer la génération et la propagation des ondes longitudinales et transversales, depuis le résonateur piézoélectrique vers le milieu environnant (eau). Pour obtenir la forme du signal acoustique qui sera généré et envoyé dans le milieu à étudier, nous avons relevé la pression dans l'eau devant la lame adaptatrice, toujours sur l'axe central de la plaque (figure 2.22). Le signal obtenu est très proche de la forme classique de la vibration acoustique générée par un transducteur ultrasonore HF. On constate que, comme voulu, l'ajout d'un *backing* a fortement diminué la durée du signal et que la lame a permis d'augmenter l'amplitude maximale des oscillations.

### 2.5.4.3 Calcul de l'impédance électrique

L'algorithme FD-PSTD est bien adapté à l'étude de l'évolution temporelle des paramètres. Mais certaines caractéristiques intéressantes des transducteurs, comme le

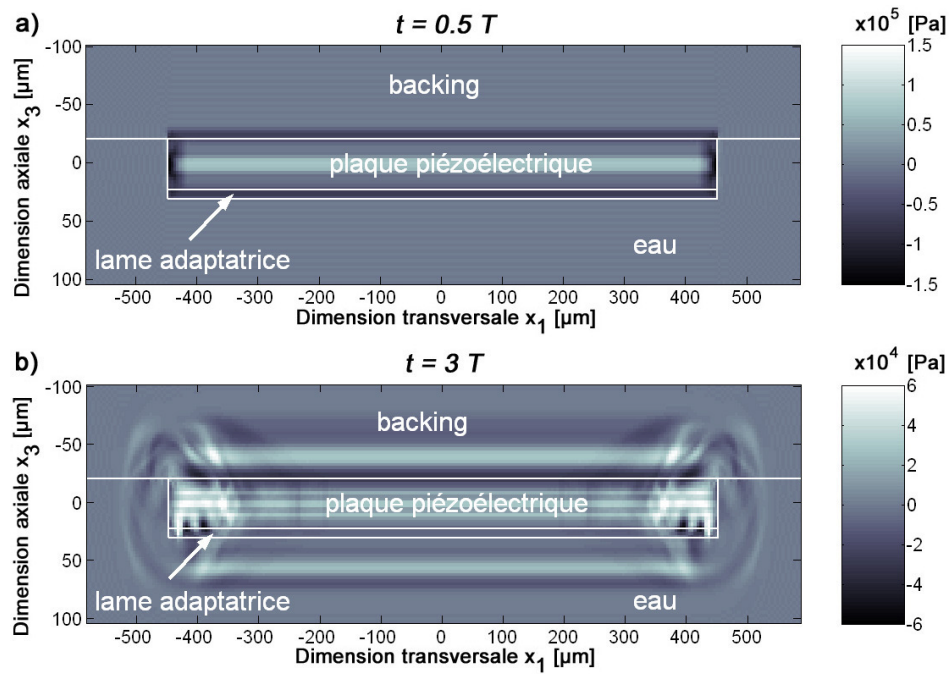


FIG. 2.21 – Cartographie des champs de pression et de contrainte ( $T_{33}$ ) dans l'eau et le transducteur aux temps a)  $t = 0.5T$  et b)  $t = 3T$ .

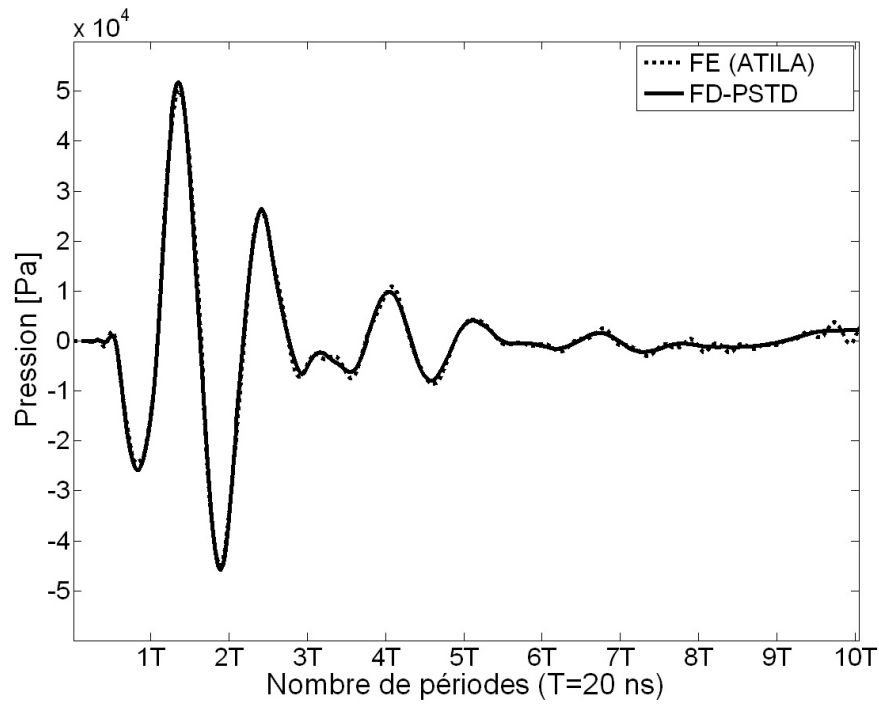


FIG. 2.22 – Evolution de la pression dans l'eau devant le centre de la lame adaptatrice.

coefficient de couplage, peuvent être déterminées à partir des courbes d'impédance fréquentielles [51]. Elles sont facilement obtenues par une analyse harmonique du modèle en utilisant la méthode KLM ou les éléments-finis par exemple. Il est également possible de calculer les courbes d'impédance d'un résonateur avec l'algorithme FD-PSTD à partir des potentiels électriques qui sont déterminés de  $t = 0$  à  $t = n_{max} \cdot \Delta t$ . Il faut toutefois que le nombre d'itérations  $n_{max}$  soit suffisant pour permettre de baser le calcul sur un signal  $I(t)$  assez long dans le temps pour qu'il contienne toutes les informations utiles.

L'impédance électrique est calculée sur l'électrode excitée à partir de la détermination de la charge électrique  $Q$ . A chaque pas de temps, cette valeur est obtenue en intégrant le vecteur de déplacement électrique :

$$D = \epsilon^S \cdot E + e \cdot S \quad (2.43)$$

sur la surface de l'électrode, avec  $S$  le tenseur des déformations. Comme nous l'avons déjà vu, en coordonnées cartésiennes, la plaque piézoélectrique est définie par sa section suivant les axes  $x_1$  et  $x_3$ . Mais le calcul de la charge électrique totale de l'électrode nécessite de définir la surface de l'électrode. C'est pourquoi on prolonge virtuellement la plaque le long de l'axe  $x_2$  (figure 2.23) en reproduisant sa section, de telle manière qu'au final le modèle reste en 2 dimensions. La charge est alors calculée de la façon suivante :

$$Q = H \cdot \int_{x_{1min}}^{x_{1max}} \left( -\epsilon_{33}^S \cdot \frac{\partial \phi}{\partial x_3} + e_{31} \cdot \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + e_{33} \cdot \frac{\partial u_3}{\partial x_3} \right) dx_1 \quad (2.44)$$

avec  $u_i$  le déplacement selon l'axe  $x_i$  et  $H$  la profondeur de la plaque suivant l'axe  $x_2$ .

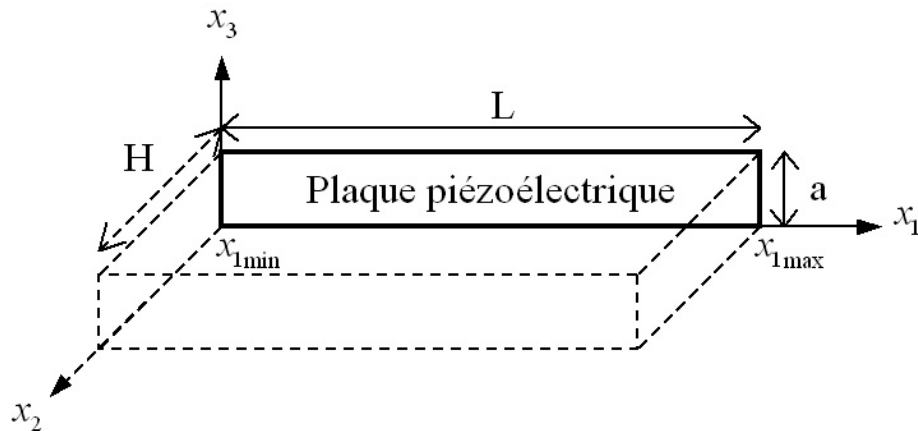


FIG. 2.23 – Schéma de la plaque piézoélectrique polarisée suivant l'axe  $x_3$  et étendue suivant  $x_2$ .

Une fois que la charge est déterminée à chaque itération, l'intensité  $I(t)$  est facile-

ment obtenue par une simple dérivation temporelle. Il ne reste plus qu'à effectuer une FFT sur ce signal et la tension  $U(t)$  correspondant à l'excitation de l'électrode pour calculer l'impédance électrique :

$$Z(f) = \frac{FFT[U(t)]}{FFT[I(t)]}. \quad (2.45)$$

Ce calcul a été appliqué à différentes configurations du transducteur pour observer l'influence de chaque élément sur son impédance. Pour vérifier la fiabilité de notre méthode, nous avons comparé les courbes obtenues à celles de la méthode KLM (Chapitre I). Cette méthode étant unidimensionnelle, les déplacements transverses du modèle hybride sont bloqués pour se ramener à des configurations identiques. Dans chaque cas, des valeurs de pertes identiques, réduites aux seules pertes mécaniques, ont été utilisées. La figure 2.24 montre la courbe d'impédance obtenue pour la plaque piézoélectrique seule plongée dans l'eau. On constate notamment que l'effet des pertes est très similaire dans les deux cas, soit une légère réduction de l'amplitude du pic de résonance. Ces courbes ont été obtenues avec une électrode de surface  $S = L \times H = 0.9^2 = 0.81 \text{ mm}^2$ .

On ajoute maintenant les différents éléments du transducteur pour observer leur effet sur l'impédance du dispositif (les paramètres restent identiques à ceux des tableaux 2.2 et 2.3). Les résultats obtenus sur la figure 2.25 sont à nouveau très semblables et permettent d'observer clairement l'effet de chaque partie du transducteur sur la courbe d'impédance. Ces courbes correspondent à la théorie et aux résultats classiquement obtenus avec ces configurations.

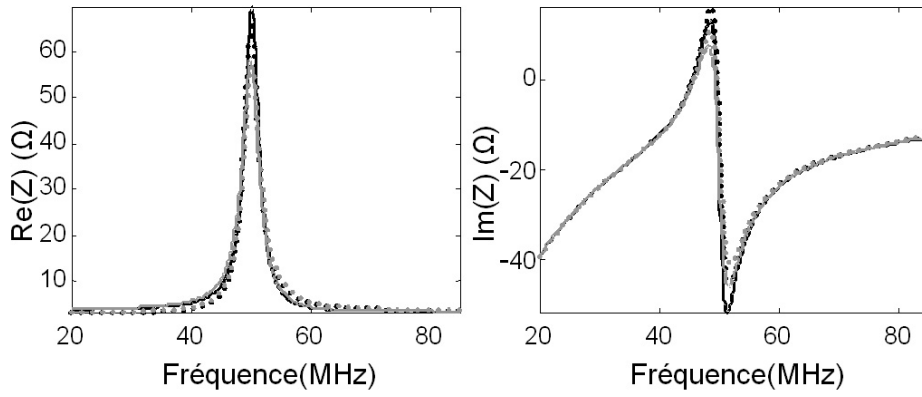


FIG. 2.24 – Impédance électrique complexe de la plaque piézoélectrique dans l'eau, avec (gris) et sans (noir) pertes mécaniques. Résultats KLM (trait plein) et FD-PSTD (trait pointillé).

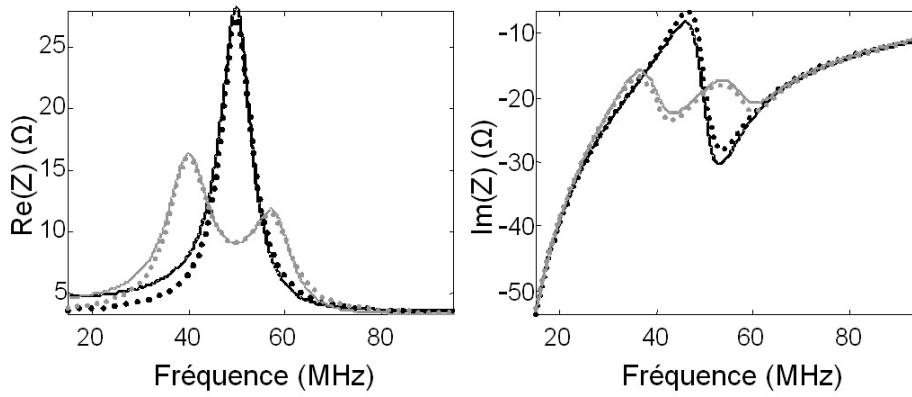


FIG. 2.25 – Impédance électrique complexe du transducteur muni d'un backing (noir), puis d'un backing et d'une lame adaptatrice (gris). Résultats KLM (trait plein) et FD-PSTD (trait pointillé).

## 2.6 Conclusion

Il existe de nombreuses méthodes pour calculer le champ acoustique créé par un transducteur ultrasonore, chacune ayant ses avantages et inconvénients. Nous avons présenté dans ce chapitre une méthode hybride de simulation, issue du couplage d'un algorithme pseudospectral temporel PSTD pour le calcul des champs mécaniques, et d'un algorithme de différences-finies pour calculer le champ électrique dans le matériau piézoélectrique. Nous avons montré que cette nouvelle méthode, dans sa configuration bidimensionnelle, est bien adaptée à la simulation de transducteurs ultrasonores constitués d'une plaque piézoélectrique, à laquelle on peut ajouter un *backing* et des lames adaptatrices. Elle s'est avérée précise et efficace pour simuler la génération des ondes acoustiques dans le transducteur et leur propagation dans le milieu. L'utilisation de grilles décalées et l'optimisation du maillage permettent d'obtenir de bons résultats avec des ressources en mémoire et en temps de calcul réduites.

Toutefois, la configuration présentée ne permet pas de prendre en compte la troisième dimension de l'espace, ce qui limite le modèle à la simulation de transducteurs invariants dans une direction. Comme nous allons le voir au chapitre suivant, l'algorithme a donc été adapté à la configuration axisymétrique, ce qui permet de modéliser des structures présentant une symétrie de révolution, et de prendre en compte les effets des ondes se propageant dans les trois directions de l'espace.

## Bibliographie

- [1] P. Lloyd and M. Redwood. Finite-difference method for the investigation of the vibrations of solids and the evaluation of the equivalent-circuit characteristics of piezoelectric resonators. *J. Acoust. Soc. Am.*, 33(2) :346–361, 1966.
- [2] S. Kostek and C.J. Randall. Modeling of a piezoelectric transducer and its application to full waveform acoustic logging. *J. Acoust. Soc. Am.*, 95(1) :109–122, 1994.
- [3] J.S. Hornsby and D.K. Das-Gupta. Finite-difference modeling of piezoelectric composite transducers. *J. Applied Phys.*, 87(1) :467–473, 2000.
- [4] H.O. Kreiss and J. Oliger. Comparison of accurate methods for the integration of hyperbolic equations. *Tellus*, 24 :199–215, 1972.
- [5] S.A. Orszag. Comparison of pseudospectral and spectral approximation. *Stud. Appl. Math.*, 51 :199–215, 1972.
- [6] B. Fornberg. On a fourier method for the integration of hyperbolic equations. *SIAM J. Numer. Anal.*, 12(4) :509–528, 1975.
- [7] D. Gottlieb and S.A. Orszag. Numerical analysis of spectral methods. Theory and application. *Soc. Industr. Appl. Math.*, 1977.
- [8] B. Fornberg. The pseudospectral method : comparisons with finite differences for the elastic wave equation. *Geophysics*, 52(4) :483–501, 1987.
- [9] C.R. Daudt, L.W. Braile, R.L. Nowack, and C.S. Chiang. A comparison of finite-difference and fourier method calculations of synthetic seismograms. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 79 :1210–1230, 1989.
- [10] B. Fornberg and D.M. Sloan. A review of pseudospectral methods for solving partial differential equations. *Acta Numerica*, 3 :203–267, 1994.
- [11] Q.H. Liu and J. Tao. The perfectly matched layer for acoustic waves in absorptive media. *J. Acoust. Soc. Am.*, 102(4) :2072–2082, 1997.
- [12] J.P. Berenger. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves. *J. Comput. Phys.*, 114 :185–200, 1994.
- [13] X. Yuan, D. Borup, J. W. Wiskin, M. Berggren, R. Eidens, and S. Johnson. Formulation and validation of berenger’s pml absorbing boundary for the FDTD simulation of acoustic scattering. *IEEE Trans. on Ultras., Ferro. and Freq. Cont.*, 44(4) :816–822, 1997.
- [14] D. Kosloff and E. Baysal. Forward modelling by a fourier method. *Geophysics*, 47(10) :1402–1412, 1982.



- [15] D. Kosloff, M. Reshef, and D. Loewenthal. Elastic wave calculations by the fourier method. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 74(3) :875–891, 1984.
- [16] C. Cerjan, D. Kosloff, R. Kosloff, and M. Reshef. A nonreflecting boundary condition for discrete acoustic and elastic wave equations. *Geophysics*, 50 :705–708, 1985.
- [17] J.M. Carcione, D. Kosloff, and R. Kosloff. Viscoacoustic wave propagation simulation in the earth. *Geophysics*, 53(6) :769–777, 1988.
- [18] Y.Q. Zeng and Q.H. Liu. A multidomain pstd method for 3D elastic wave equations. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 94(3) :1002–1015, 2004.
- [19] C. Canuto, M. Hussaini, A. Quarteroni, and T.A. Zang. *Spectral methods in fluid dynamics*. Springer, 1987.
- [20] B. Yang, D. Gottfried, and J.S. Hesthaven. Spectral simulations of electromagnetic wave scattering. *J. Comput. Phys.*, 135 :216–230, 1997.
- [21] B. Yang and J.S. Hesthaven. A pseudospectral method for time-domain computation of electromagnetic scattering by bodies of revolution. *IEEE Trans. Ant. Prop.*, 47(1) :132–141, 1999.
- [22] G. L. Wojcik, B. Fornberg, R. Waag, L. Carcione, J. Mould, L. Nikodym, and T.A. Driscoll. Pseudospectral methods for large-scale bioacoustic models. *Proc. IEEE-UFFC Ultrasonics Symposium*, pages 1501–1506, 1997.
- [23] G. L. Wojcik, J. Mould, S. Ayter, and L. M. Carcione. A study of second harmonic generation by focused medical transducer pulses. *Proc. IEEE-UFFC Ultrasonics Symposium*, pages 1583–1588, 1998.
- [24] G. L. Wojcik, T. Szabo, J. Mould, L.M. Carcione, and Clougherty F. Nonlinear pulse calculations & data in water and a tissue mimic. *IEEE Ultras. Symp.*, 2 :1521 – 1526, 1999.
- [25] M.E. Anderson. A 2D nonlinear wave propagation solver written in open-source matlab code. *IEEE Ultras. Symp.*, 2 :1351 – 1354, 2000.
- [26] S. Callé, J.P. Remenieras, O. Bou Matar, and F. Patat. Shear wave propagation induced by a localized radiation force : comparison between theory and interferometric laser measurements. *World Cong. Ultras.*, pages 89–92, 2003.
- [27] S. Callé, J.P. Remenieras, M. Elkated, and F. Patat. Shear wave elastography : modeling of the shear wave propagation in heterogeneous tissue by pseudospectral method. *IEEE Int. Ultras. Symp.*, pages 24–27, 2004.
- [28] S. Callé. *Application de la force de radiation ultrasonore à l’imagerie d’élasticité des tissus biologiques*. Université François-Rabelais de Tours, Thèse, 2003.

- [29] C. Batifol, S. Callé, P. Maréchal, M. Lethiecq, and F. Levassort. Pseudospectral time-domain method to calculate radiation pattern of lens-focused transducers. *IEEE Int. Ultras. Symp.*, pages 1660–1663, 2005.
- [30] T. Goursolle, S. Callé, S. Dos Santos, and O. Bou Matar. A 2D pseudospectral model of nonlinear elastic wave spectroscopy (news) applied with time reversal. *J. Acoust. Soc. Am.*, 122(6) :3220–3229, 2007.
- [31] O. Bou Matar, T. Goursolle, S. Dos Santos, and S. Callé. 2D and 3D pseudospectral time-domain simulations of elastic waves propagation in nonlinear hysteretic heterogeneous solids : application to time reversal imaging of damaged material. *19th Int. Cong. on Acoust.*, 2007.
- [32] E. Filoux, S. Callé, D. Certon, M. Lethiecq, and F. Levassort. Modeling of piezoelectric transducers with combined pseudospectral and finite-difference methods. *J. Acoust. Soc. Am.*, 123(6) :4165–4173, 2008.
- [33] Institut Supérieur d’Electronique du Nord. *ATILA : finite element code for piezoelectric and magnetostrictive transducer and actuator modelling*. CEDRAT, 2004.
- [34] D. Royer and E. Dieulesaint. *Ondes élastiques dans les solides - Tome 1*. Masson, 1996.
- [35] M. Ghrist, B. Fornberg, and T.A. Driscoll. Staggered time integrators for wave equations. *SIAM J. Numer. Anal.*, 38(3) :718–741, 2000.
- [36] Url : <http://www.ferroperm-piezo.com/>.
- [37] E. Filoux, F. Levassort, S. Callé, P. Maréchal, and M. Lethiecq. Combined pseudospectral and finite-difference time-domain methods for ultrasonic transducers model. *Proc. Int. Cong. Ultras.*, pages 1–4, 2007.
- [38] G. Kossof. The effects of backing and matching on the performance of piezoelectric ceramic transducers. *IEEE Trans. Sonics Ultras.*, 13(1) :20–30, 1966.
- [39] T. Nguyen. Experimental verification of the theory of elastic properties using scattering approximations in (0-3) connectivity composite materials. *IEEE UFFC*, 43(4) :640–645, 1996.
- [40] J.G. Berryman. Longwavelength propagation in composite elastic media I. Spherical inclusions. *J. Acoust. Soc. Am.*, 68(6) :1809–1819, 1980.
- [41] J.G. Berryman. Longwavelength propagation in composite elastic media I. Elliptical inclusions. *J. Acoust. Soc. Am.*, 68(6) :1820–1831, 1980.
- [42] A.R. Selfridge. Approximated material properties in isotropic materials. *IEEE Trans. Sonics Ultras.*, 32(3) :381–394, 1985.

- [43] C.S. Desilets, J.D. Fraser, and G.S. Kino. The design of efficient broad-band piezoelectric transducers. *IEEE Sonics Ultras.*, 25(3) :115–125, 1978.
- [44] J.M. Thijssen, W.A. Verhoef, and M.J. Cloostermans. Optimisation of ultrasonic transducers. *Ultrasonics*, pages 41–46, 1985.
- [45] R. Desmare, L.P. Tran-Huu-Hue, F. Levassort, and M. Lethiecq. Optimisation method for ultrasonic transducers used in medical imaging. *J. Revista Acust.*, 33, 2002.
- [46] R. Desmare. *Optimisation de transducteurs ultrasonores à structure multicouche*. Université du Maine, Thèse, 1999.
- [47] R. Krimholtz, D.A. Leedom, and G.L. Matthei. New equivalent circuit for elementary piezoelectric transducers. *Electronic letters*, 6 :398–399, 1970.
- [48] R. Holland. Representation of dielectric, elastic, and piezoelectric losses by complex coefficients. *IEEE Trans. Sonics Ultras.*, SU-14(1) :18–20, 1967.
- [49] G. Whitworth. Discussion of one-D piezoelectric transducer models with loss. *IEEE Trans. Ultras. Ferro. Freq. Cont.*, 48(3) :844–846, 2001.
- [50] T. Nguyen. *Mesure et modélisation des propriétés acoustiques des matériaux polymères et piézoélectriques : application à la réalisation de transducteurs ultrasonores haute température*. Université François-Rabelais de Tours, Thèse, 1996.
- [51] IEEE Std. Standard on piezoelectricity ANSI/IEEE Std. 176-1987. *IEEE Trans. Ultras. Ferro. Freq. Cont.*, 43(5) :719–772, 1996.



## Chapitre 3

# Adaptation du modèle aux configurations axisymétriques

L'extension de notre modèle aux configurations axisymétriques est une étape importante et nécessaire, qui permet de modéliser à la fois les structures mono-éléments de manière réaliste, ainsi que les réseaux annulaires. Ce chapitre détaille les principales différences introduites dans le modèle par rapport au cas bidimensionnel. Les méthodes de calcul et de résolution des équations restent toutefois sensiblement identiques et ne seront pas développées à nouveau. Seules les nouvelles expressions des équations, dans leur forme axisymétrique, seront précisées. Enfin, les résultats tridimensionnels fournis par l'algorithme seront validés, théoriquement d'une part, puis comparés aux résultats expérimentaux obtenus avec des transducteurs HF, l'un plan et l'autre focalisé.

### 3.1 Ecriture axisymétrique des équations du modèle

Pour modéliser un transducteur de configuration axisymétrique dans un référentiel cylindrique  $(u_r, u_\theta, u_z)$ , l'axe  $u_z$  de polarisation du matériau piézoélectrique est considéré comme étant l'axe de révolution de la structure. Cette configuration impose des conditions de symétrie et d'antisymétrie des différents paramètres physiques du modèle, du fait de leur invariance suivant la valeur de  $\theta$ . La figure 3.1 illustre les contraintes mécaniques appliquées à un solide élastique axisymétrique, qui vérifient les égalités suivantes :

$$\begin{aligned} T_{zz}(r) &= T_{zz}(-r), \\ T_{rr}(r) &= T_{rr}(-r), \\ T_{\theta\theta}(r) &= T_{\theta\theta}(-r), \end{aligned} \tag{3.1}$$

$$T_{rz}(r) = -T_{rz}(-r),$$

d'où, pour  $r = 0$  :

$$T_{rz}(0) = 0. \quad (3.2)$$

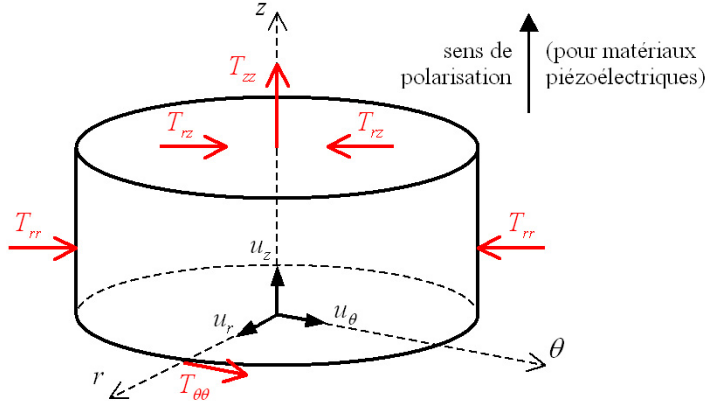


FIG. 3.1 – Solide axisymétrique dans un référentiel cylindrique, soumis aux contraintes normale  $T_{zz}$ , tangentielle  $T_{rz}$ , radiale  $T_{rr}$  et orthoradiale  $T_{\theta\theta}$ .

Des égalités similaires sont vérifiées par les composantes de la vitesse particulaire :

$$v_z(r) = v_z(-r), \quad (3.3)$$

$$v_r(r) = -v_r(-r),$$

d'où, pour  $r = 0$  :

$$v_r(0) = 0. \quad (3.4)$$

Ces relations de symétrie et d'antisymétrie, ainsi que l'invariance suivant  $\theta$ , permettent de réduire la modélisation de la structure cylindrique à un demi-plan de coupe suivant l'axe de révolution. La symétrie axiale impose de plus :

$$T_{\theta r} = T_{\theta z} = 0 \quad (3.5)$$

$$\text{et } v_\theta = 0$$

en tout point de l'espace.

A l'instar du modèle bidimensionnel du chapitre précédent, dans lequel les paramètres sont constants suivant l'axe  $y$ , les équations du modèle axisymétrique se simplifient puisque les dérivées suivant  $\theta$  sont nulles. Les équations de propagation suivant

$u_r$  et  $u_z$  s'écrivent ainsi en coordonnées cylindriques :

$$\begin{aligned}\frac{\partial v_r}{\partial r} &= \frac{1}{\rho_0} \left( \frac{\partial T_{rr}}{\partial r} + \frac{\partial T_{rz}}{\partial z} + \frac{T_{rr} - T_{\theta\theta}}{r} \right), \\ \frac{\partial v_z}{\partial z} &= \frac{1}{\rho_0} \left( \frac{\partial T_{rz}}{\partial r} + \frac{\partial T_{zz}}{\partial z} + \frac{T_{rz}}{r} \right),\end{aligned}\quad (3.6)$$

avec  $\rho_0$  la masse volumique du milieu.

Les équations constitutives de la piézoélectricité, appliquées à nouveau à un matériau actif de classe 6mm, peuvent s'écrire de façon concise sous forme matricielle dans le référentiel cylindrique [1]. Ainsi, le système bidimensionnel décrit au chapitre précédent devient en écriture axisymétrique :

$$\begin{pmatrix} \dot{T}_{rr} \\ \dot{T}_{\theta\theta} \\ \dot{T}_{zz} \\ \dot{T}_{rz} \\ \dot{D}_r \\ \dot{D}_z \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} c_{11}^E & c_{12}^E & c_{13}^E & 0 & 0 & -e_{31} \\ c_{12}^E & c_{11}^E & c_{13}^E & 0 & 0 & -e_{31} \\ c_{13}^E & c_{13}^E & c_{33}^E & 0 & 0 & -e_{33} \\ 0 & 0 & 0 & c_{44}^E & -e_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e_{15} & \epsilon_{11}^S & 0 \\ e_{31} & e_{31} & e_{33} & 0 & 0 & \epsilon_{33}^S \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \partial v_r / \partial r \\ v_r / r \\ \partial v_z / \partial z \\ \partial v_z / \partial r + \partial v_r / \partial z \\ \dot{E}_r \\ \dot{E}_z \end{pmatrix}, \quad (3.7)$$

avec  $c^E$ ,  $e$  et  $\epsilon^S$  les coefficients respectifs du tenseur des rigidités, piézoélectriques et diélectriques. Par ailleurs, la dérivée temporelle d'un paramètre  $A$  est notée  $\dot{A} = \partial A / \partial t$ . On note également  $D_i$  le déplacement électrique et  $E_i = -\partial \phi / \partial i$  le champ électrique issu des potentiels électriques  $\phi$ ,  $D_i$  et  $E_i$  étant définis suivant l'axe  $u_i$ .

D'après l'approximation quasi-statique de l'évolution du champ mécanique par rapport au champ électromagnétique, les composantes  $D_r$  et  $D_z$  du déplacement électrique vérifient la condition de Gauss en l'absence de charges libres :

$$\frac{\partial r \dot{D}_r}{r \partial r} + \frac{\partial \dot{D}_z}{\partial z} = 0. \quad (3.8)$$

En introduisant dans l'équation (3.8) l'expression du déplacement électrique des équations du système (3.7), on obtient la nouvelle expression de l'équation de la piézoélectricité, en coordonnées cylindriques, permettant à l'algorithme de calculer les potentiels électriques  $\phi$  :

$$\begin{aligned} \epsilon_{11}^S \left( \frac{\partial^2 \dot{\phi}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \dot{\phi}}{\partial r} \right) + \epsilon_{33}^S \frac{\partial^2 \dot{\phi}}{\partial z^2} &= e_{33} \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} + e_{15} \left( \frac{\partial^2 v_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) \\ &+ (e_{15} + e_{31}) \left( \frac{\partial^2 v_r}{\partial r \partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial z} \right). \end{aligned} \quad (3.9)$$

## 3.2 Grilles axisymétriques

Comme dans le cas bidimensionnel cartésien, les équations précédentes sont résolues par l'algorithme hybride FD-PSTD à l'aide d'une discrétisation des variables sur des grilles décalées en espace et en temps. Toutefois, un problème se pose dans le cas axisymétrique du fait de l'apparition de termes en  $1/r$  dans l'équation (3.9), qui ne peuvent pas être calculés en  $r = 0$ . C'est pourquoi les grilles de définition des paramètres, représentées sur la figure 3.2 dans le cas axisymétrique, sont modifiées par rapport au cas cartésien pour éviter ce problème [1]. En effet, seules les variables antisymétriques

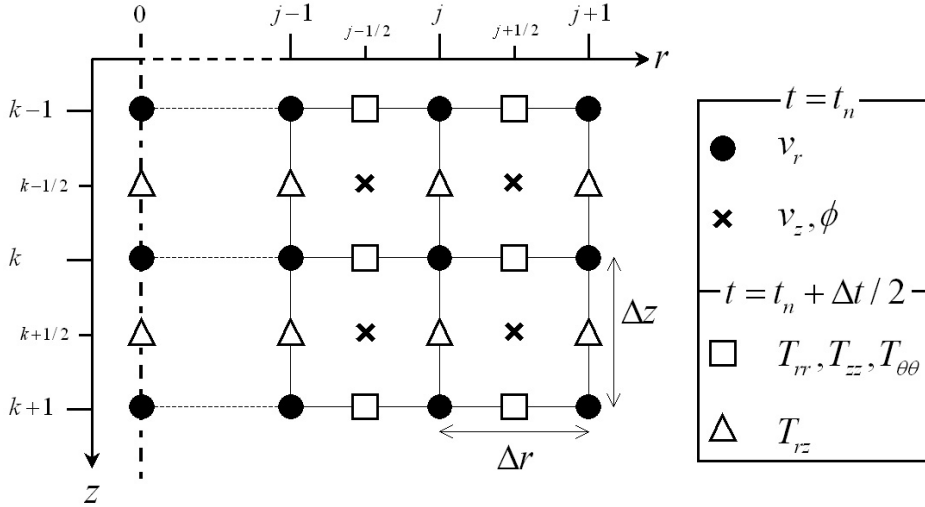


FIG. 3.2 – Schéma des grilles décalées en espace et en temps dans la configuration axisymétrique.

$v_r$  et  $T_{rz}$  sont placées sur l'axe de révolution du modèle. Cela évite de devoir calculer les termes en  $1/r$  sur l'axe central, puisque ces variables sont nulles en  $r = 0$  comme nous l'avons vu précédemment (équations (3.2) et (3.4)).

L'agencement des grilles de calcul est donc imposé par les conditions d'axisymétrie du modèle. La position relative des différents paramètres les uns par rapport aux autres reste cependant la même que dans le cas cartésien <sup>1</sup>, du fait de la similarité des équations

<sup>1</sup>Notons tout de même l'apparition de deux nouveaux termes par rapport au cas bidimensionnel,  $T_{\theta\theta}$  et  $c_{12}^E$ , définies sur la même grille que  $T_{rr}$ .



qui les relie. De même, des conditions absorbantes PML sont appliquées sur les bords du maillage, ce qui nécessite la séparation des composantes mécaniques de vitesse et de contrainte comme suit :

$$\begin{aligned} v_r &= v_r^r + v_r^z + v_r^\theta, \\ v_z &= v_z^r + v_z^z + v_z^\theta, \\ T_{rr} &= T_{rr}^r + T_{rr}^z + T_{rr}^\theta, \\ T_{\theta\theta} &= T_{\theta\theta}^r + T_{\theta\theta}^z + T_{\theta\theta}^\theta, \end{aligned} \quad (3.10)$$

$$\begin{aligned} T_{zz} &= T_{zz}^r + T_{zz}^z + T_{zz}^\theta, \\ T_{rz} &= T_{rz}^r + T_{rz}^z. \end{aligned} \quad (3.11)$$

En notant  $\omega_i$  le coefficient d'atténuation dans les zones PML suivant l'axe  $u_i$ <sup>2</sup>, les équations de propagation à discrétiser s'écrivent :

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_r^r}{\partial t} &= \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial T_{rr}}{\partial r} - \omega_r(r) v_r^r, \\ \frac{\partial v_r^z}{\partial t} &= \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial T_{rz}}{\partial z} - \omega_z(z) v_r^z, \\ \frac{\partial v_r^\theta}{\partial t} &= \frac{1}{r} \left[ \frac{1}{\rho_0} (T_{rr} - T_{\theta\theta}) - v_r^\theta \int_0^r \omega_r(r') dr' \right], \end{aligned} \quad (3.12)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_z^r}{\partial t} &= \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial T_{rz}}{\partial r} - \omega_r(r) v_z^r, \\ \frac{\partial v_z^z}{\partial t} &= \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial T_{zz}}{\partial z} - \omega_z(z) v_z^z, \\ \frac{\partial v_z^\theta}{\partial t} &= \frac{1}{r} \left[ \frac{1}{\rho_0} T_{zz} - v_z^\theta \int_0^r \omega_r(r') dr' \right], \end{aligned}$$

et :

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_{rr}^r}{\partial t} &= c_{11}^E \frac{\partial v_r^r}{\partial r} - \omega_r(r) T_{rr}^r, \\ \frac{\partial T_{rr}^z}{\partial t} &= c_{13}^E \frac{\partial v_z^z}{\partial z} - \omega_z(z) T_{rr}^z, \\ \frac{\partial T_{rr}^\theta}{\partial t} &= \frac{1}{r} \left[ c_{12}^E v_r^r - T_{rr}^\theta \int_0^r \omega_r(r') dr' \right], \end{aligned}$$

---

<sup>2</sup>Voir le Chapitre II pour une description détaillée de l'implémentation de l'atténuation dans les PML.

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial T_{\theta\theta}^r}{\partial t} &= c_{12}^E \frac{\partial v_r}{\partial r} - \omega_r(r) T_{\theta\theta}^r, \\
 \frac{\partial T_{\theta\theta}^z}{\partial t} &= c_{13}^E \frac{\partial v_z}{\partial z} - \omega_z(z) T_{\theta\theta}^z, \\
 \frac{\partial T_{\theta\theta}^\theta}{\partial t} &= \frac{1}{r} \left[ c_{11}^E v_r - T_{\theta\theta}^\theta \int_0^r \omega_r(r') dr' \right], \tag{3.13}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial T_{zz}^r}{\partial t} &= c_{13}^E \frac{\partial v_r}{\partial r} - \omega_r(r) T_{zz}^r, \\
 \frac{\partial T_{zz}^z}{\partial t} &= c_{33}^E \frac{\partial v_z}{\partial z} - \omega_z(z) T_{zz}^z, \\
 \frac{\partial T_{zz}^\theta}{\partial t} &= \frac{1}{r} \left[ c_{13}^E v_r - T_{zz}^\theta \int_0^r \omega_r(r') dr' \right],
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial T_{rz}^r}{\partial t} &= c_{44}^E \frac{\partial v_z}{\partial r} - \omega_r(r) T_{rz}^r, \\
 \frac{\partial T_{rz}^z}{\partial t} &= c_{44}^E \frac{\partial v_r}{\partial z} - \omega_z(z) T_{rz}^z.
 \end{aligned}$$

Les équations (3.12) et (3.13) précédentes de propagation mécanique, résolues dans l'algorithme hybride par la méthode pseudospectrale, ainsi que l'équation (3.9) permettant le calcul des potentiels électriques par une écriture en différences-finies, sont implémentées d'une façon quasi identique au cas bidimensionnel. C'est pourquoi l'écriture discrétisée des équations ainsi que la résolution matricielle ne seront pas détaillées à nouveau, la méthode ayant déjà été décrite au Chapitre II. Toutefois, comme nous l'avons vu, la symétrie de révolution du modèle impose quelques changements dans les grilles de calcul des paramètres, mais également au niveau de l'agencement des frontières absorbantes qui sont supprimées au niveau de l'axe de symétrie. Comme illustrées sur la figure 3.3, les ondes mécaniques se propageant vers les valeurs décroissantes de  $r$  ne sont plus absorbées sur le bord du maillage. Numériquement, la prise en compte des propriétés de symétrie s'effectue lors du calcul des dérivées spatiales selon  $u_r$ . Ces dérivées sont obtenues, comme dans le cas bidimensionnel, dans le domaine de Fourier, en effectuant des opérations de FFT sur les lignes et les colonnes des grilles de calcul. Mais ces grilles sont ici symétrisées par rapport à l'axe central  $u_z$  pour permettre d'appliquer les opérations de FFT (directe et inverse), les opérations de dérivation étant ainsi effectuées sur des vecteurs de taille double. Si la grille de définition du paramètre symétrique  $T_{zz}$  est par exemple de taille  $n_r \times n_z$ , avec  $n_i$  le nombre de nœuds suivant  $u_i$ , une matrice intermédiaire  $T_{zz}^{axi}$  de taille  $2n_r \times n_z$  est utilisée par l'algorithme, définie par :

$$T_{zz}^{axi}(n_r - j + 1, k) = T_{zz}(j, k),$$

$$T_{zz}^{axi}(n_r + j, k) = T_{zz}(j, k), \quad (3.14)$$

pour  $j$  allant de 1 à  $n_r$  et  $k$  de 1 à  $n_z$ . Cela n'est vérifié que pour les paramètres symétriques, dont les grilles sont décalées d'un demi pas spatial suivant  $u_r$  (et qui ne contiennent donc pas l'axe central de symétrie). Pour les paramètres antisymétriques comme par exemple  $T_{rz}$ , seules les valeurs en dehors de l'axe central sont symétrisées, avec un signe opposé, de la façon suivante :

$$T_{rz}^{axi}(n_r - j + 1, k) = -T_{rz}(j, k), \quad (3.15)$$

pour  $j$  allant de 2 à  $n_r$ . Des matrices intermédiaires sont ainsi utilisées ponctuellement pour calculer les dérivées spatiales des différents paramètres en prenant en compte les différents aspects de symétrie. A part cela, l'enchaînement des opérations au sein de l'algorithme est identique au cas bidimensionnel.

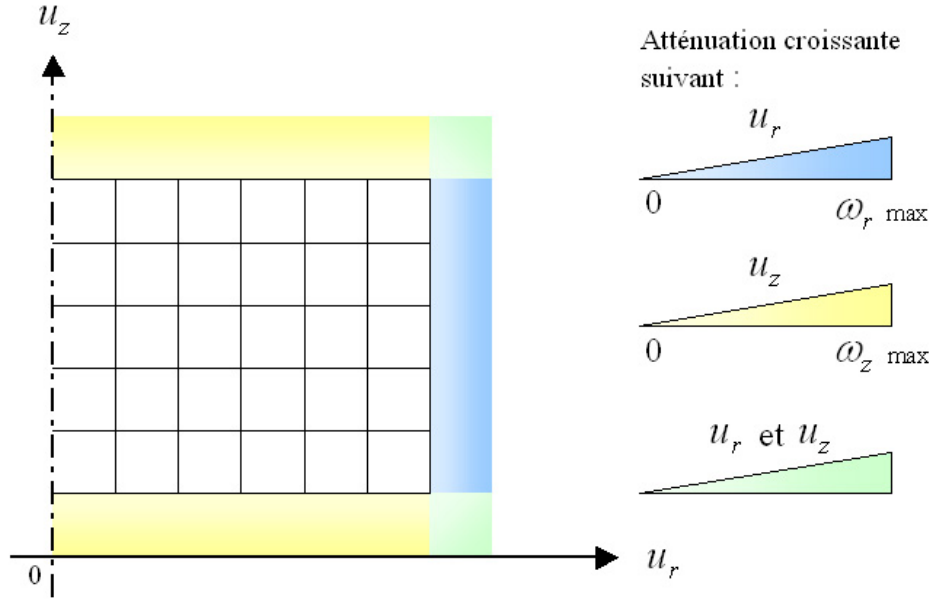


FIG. 3.3 – Représentation des couches absorbantes appliquées à chaque grille de calcul du modèle axisymétrique.

### 3.3 Validation théorique : comparaison avec ATILA

La prise en compte de la géométrie axisymétrique permet de modéliser des structures vibrantes tridimensionnelles de forme cylindrique, ce qui est en général la forme des transducteurs mono-éléments. Pour vérifier la validité de la nouvelle formulation de l'algorithme FD-PSTD, nous allons simuler le comportement d'un disque piézoélec-

trique plan immergé dans l'eau. Comme dans le chapitre précédent, les résultats seront comparés avec ceux du logiciel d'éléments-finis ATILA qui permet également de prendre en compte les géométries axisymétriques. Des configurations plus complètes peuvent également être simulées, dans lesquelles le modèle intègre un *backing*, une lame adaptatrice ou une lentille pour focaliser le faisceau acoustique, ce qui permet de modéliser la plupart des structures des transducteurs mono-éléments.

### 3.3.1 Simulation d'un disque piézoélectrique seul dans l'eau

Considérons un disque piézoélectrique de forme cylindrique, polarisé suivant l'axe de révolution  $u_z$ . Le matériau actif considéré est une céramique de PZT de même composition que celle simulée dans le cas bidimensionnel. Un faible rapport entre le rayon  $R$  et l'épaisseur  $a$  du disque ( $R/a < 5$ ) est choisi pour mettre volontairement en évidence les modes latéraux, particulièrement importants dans une configuration cylindrique. Les caractéristiques de l'élément piézoélectrique utilisé pour la simulation sont résumées dans le tableau 3.1. Les deux surfaces du disque sont entièrement métallisées

TAB. 3.1 – Caractéristiques du disque piézoélectrique utilisé pour la simulation.

| $a$         | $R$         | $f_e$ | $v_p$ | $v_{eau}$ | $\lambda_p$ | $\lambda_{eau}$ | $\Delta x_i$       | $\Delta t$ |
|-------------|-------------|-------|-------|-----------|-------------|-----------------|--------------------|------------|
| ( $\mu m$ ) | ( $\mu m$ ) | (MHz) | (m/s) | (m/s)     | ( $\mu m$ ) | ( $\mu m$ )     |                    | (ns)       |
| 43,3        | 150         | 50    | 4334  | 1490      | 86,7        | 29,8            | $\lambda_{eau}/12$ | 0,1        |

$a$  : épaisseur du disque piézoélectrique;  $R$  : rayon du disque piézoélectrique;  $f_e$  : fréquence d'excitation;  $v_p$ ,  $v_{eau}$  : vitesses des ondes suivant  $u_z$  dans le disque piézoélectrique et dans l'eau;  $\lambda_p$ ,  $\lambda_{eau}$  : longueurs d'onde correspondantes;  $\Delta x_i$  : pas spatial du maillage suivant  $u_i$  avec  $i = r, z$ ;  $\Delta t$  : incrément temporel.

et les électrodes sont excitées électriquement par une demi-arche de sinusoïde à 50 MHz, d'une amplitude maximale de 1 V. Les configurations des simulations effectuées avec l'algorithme FD-PSTD et avec la méthode des éléments-finis sont identiques. Les paramètres physiques sont étudiés et comparés aux différents nœuds du maillage, notamment aux nœuds A et B indiqués sur le schéma 3.4. Dans chaque cas, deux nœuds consécutifs sont distants de  $\lambda_{eau}/12$  pour former un maillage régulier, offrant un bon compromis pour comparer les résultats des différentes méthodes d'une manière efficace<sup>3</sup>. L'évolution temporelle des paramètres mécaniques et électriques est calculée au sein du matériau piézoélectrique, le long de l'axe central de symétrie où se superposent les différents modes de vibration. La figure 3.5 illustre les évolutions temporelles des

<sup>3</sup>voir le Chapitre II pour une explication plus détaillée du choix des pas du maillage.

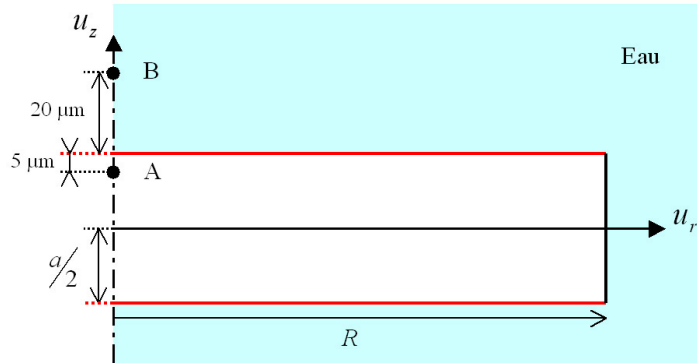


FIG. 3.4 – Schéma de la demi-section du disque piézoélectrique et des deux électrodes métalliques (traits rouges) dont on néglige l'épaisseur.

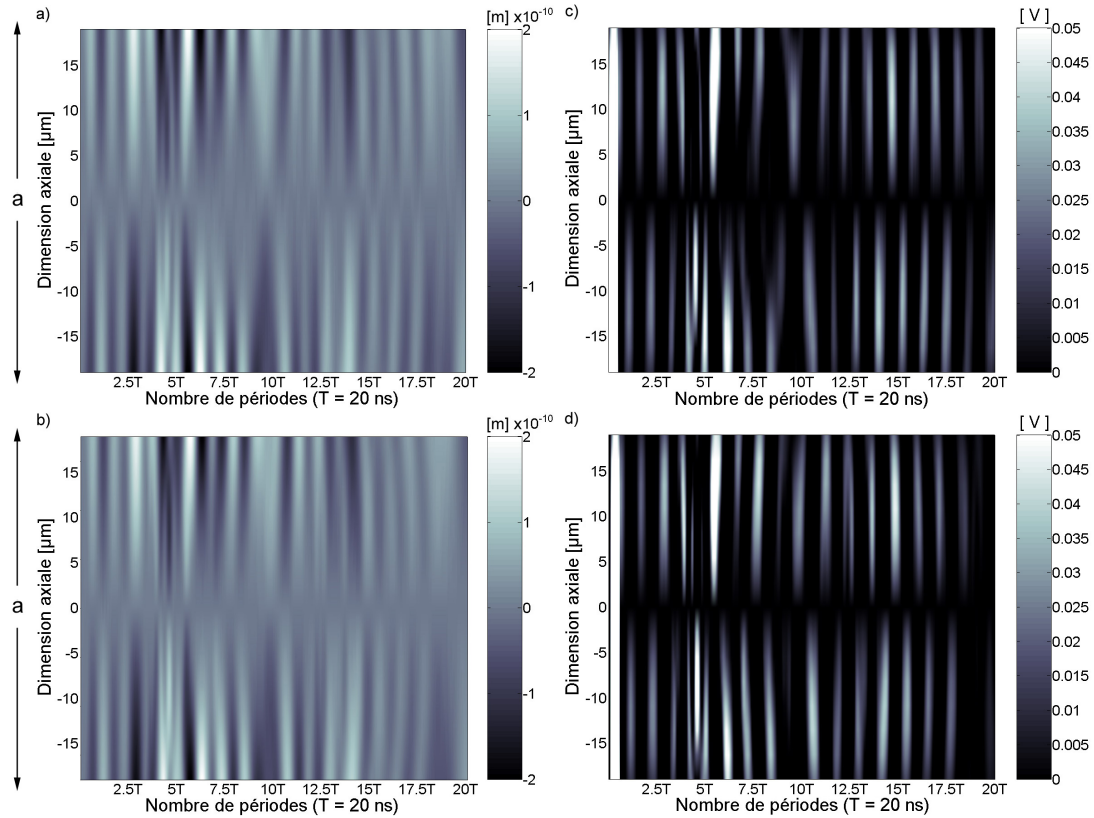


FIG. 3.5 – Evolution temporelle des déplacements suivant  $u_z$ , calculés par les méthodes a) FD-PSTD et b) FE, ainsi que des potentiels électriques, calculés par les méthodes c) FD-PSTD et d) FE. Les valeurs sont relevées d'une face à l'autre du matériau piézoélectrique, le long de l'axe de révolution du disque (axe  $u_z$ ), pendant 20 périodes d'excitation  $T$ .

déplacements suivant l'axe  $u_z$  et des potentiels électriques, obtenues avec chaque méthode. Ces cartographies donnent une vue d'ensemble des phénomènes mécaniques et électriques, fortement corrélés, qui se déroulent au niveau de l'axe central du disque piézoélectrique. Pour comparer plus en détails les résultats des deux méthodes, les valeurs de déplacement et de potentiel électrique sont relevées en un point précis de l'axe, situé environ  $5 \mu m$  sous l'électrode supérieure, ce qui correspond au point noté A sur la figure 3.4. La superposition des courbes sur la figure 3.6 permet de vérifier de manière plus quantitative la similarité des résultats, et de valider ainsi les solutions fournies par la version axisymétrique de l'algorithme FD-PSTD. Il est également intéressant d'observer la pression rayonnée dans l'eau, devant le disque piézoélectrique. La figure 3.7 présente l'évolution temporelle de la pression en un nœud situé à  $20 \mu m$  devant le centre de la surface du disque, ce qui correspond au point noté B sur la figure 3.4. Le rayon du disque étant relativement faible, le mode radial rayonné apparaît dès  $t = 3T$  (avec  $T = 20 ns$  correspondant à la période d'excitation). Les maxima de pression, en valeur absolue, sont observés un peu après l'instant  $t = 5T$  correspondant à l'arrivée des ondes se déplaçant dans l'eau depuis les bords du disque vers son centre (ces ondes parcourent  $150 \mu m$  à la vitesse de  $1500 m/s$  en  $0.1 \mu s$ , soit  $5T$ ). Les interactions des ondes du mode épaisseur et des modes radiaux créent des pics de pression élevés qui, comparés à ceux obtenus dans le cas bidimensionnel du Chapitre II, illustrent l'effet de la prise en compte de l'axisymétrie de la structure.

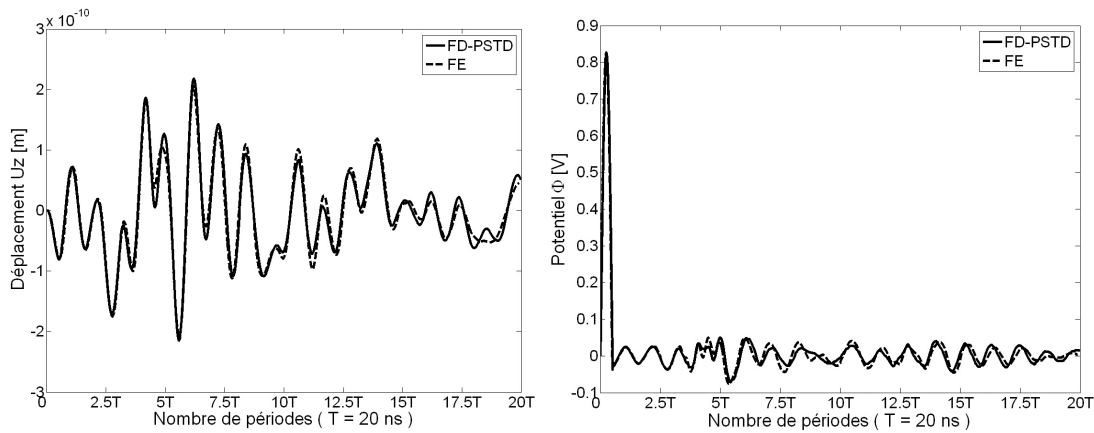


FIG. 3.6 – Evolution temporelle des déplacements suivant  $u_z$  (à gauche) et des potentiels électriques (à droite), calculés dans le disque piézoélectrique au niveau de l'axe de révolution ( $u_z$ ), environ  $5 \mu m$  sous l'électrode supérieure (point A de la figure 3.4), par la méthode FD-PSTD (trait plein) et par éléments-finis (traits pointillés).

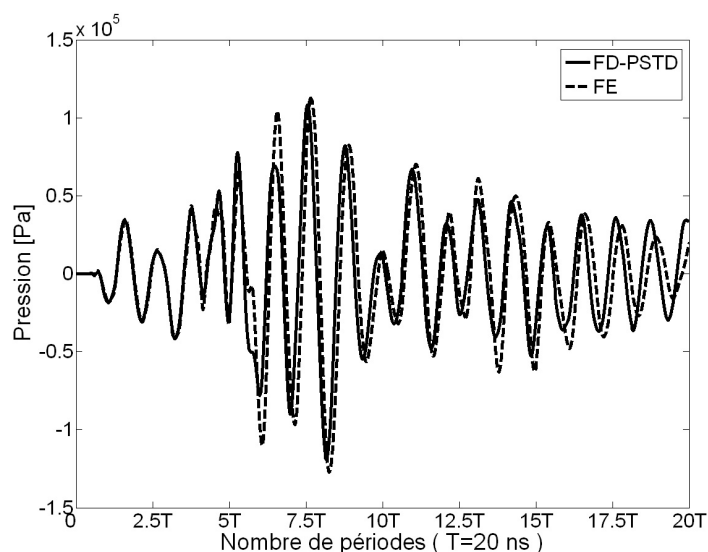


FIG. 3.7 – Evolution temporelle de la pression dans l’eau au niveau de l’axe de révolution, à  $20\ \mu\text{m}$  devant la surface du disque (point B de la figure 3.4), calculée par la méthode FD-PSTD (trait plein) et par éléments-finis (traits pointillés).

### 3.3.2 Simulation d’un transducteur focalisé par une lentille

Comme nous l’avons vu précédemment, le signal ultrasonore émis par le disque piézoélectrique seul dans l’eau est particulièrement long, du fait des multiples échos qui se propagent dans le matériau actif. C’est pourquoi, dans la plupart des transducteurs, la couche active est collée sur un milieu absorbant pour raccourcir la durée de l’impulsion émise. De plus, pour améliorer la résolution latérale et la sensibilité de la sonde, le faisceau acoustique est focalisé par l’intermédiaire d’une lentille accolée en face avant.

Pour se rapprocher de la configuration des transducteurs utilisés en imagerie médicale, qui exploitent le mode épaisseur du matériau actif, le diamètre du disque piézoélectrique décrit au paragraphe précédent est élargi à  $1\ \text{mm}$  ( $R=500\ \mu\text{m}$ ). Un *backing* et une lentille sont ajoutés, dont les propriétés sont résumées dans le tableau 3.2. Le

TAB. 3.2 – Caractéristiques des matériaux utilisés pour les composants du transducteur.

| Composant              | Epaisseur ( $\mu\text{m}$ ) | $\rho$ ( $\text{kg}/\text{m}^3$ ) | $v_l$ ( $\text{m}/\text{s}$ ) | $v_t$ ( $\text{m}/\text{s}$ ) | $Z$ ( $\text{MRa}$ ) |
|------------------------|-----------------------------|-----------------------------------|-------------------------------|-------------------------------|----------------------|
| Disque piézoélectrique | 43,3                        | 7700                              | 4335                          | 2530                          | 33,4                 |
| Backing                | 2000                        | 3830                              | 1575                          | 780                           | 6                    |
| Lentille               | 15 *                        | 1200                              | 2800                          | 1980                          | 3,2                  |

\* épaisseur au centre de la lentille

rayon de courbure de la lentille est ajusté pour obtenir une distance focale de  $2\ \text{mm}$

( $f_{\#} = 2$ ). D'après la formule approchée de la distance focale  $F$  en fonction du rayon de courbure  $R_c$  de la lentille, qui peut s'exprimer :

$$F = \frac{R_c}{1 - C_{eau}/C_{lent}}, \quad (3.16)$$

avec  $C_{eau}$  et  $C_{lent}$  les vitesses respectives des ondes dans l'eau et la lentille, un rayon de courbure de  $R_c = 935 \mu m$  est choisi, comme indiqué sur le schéma 3.8 de la structure.

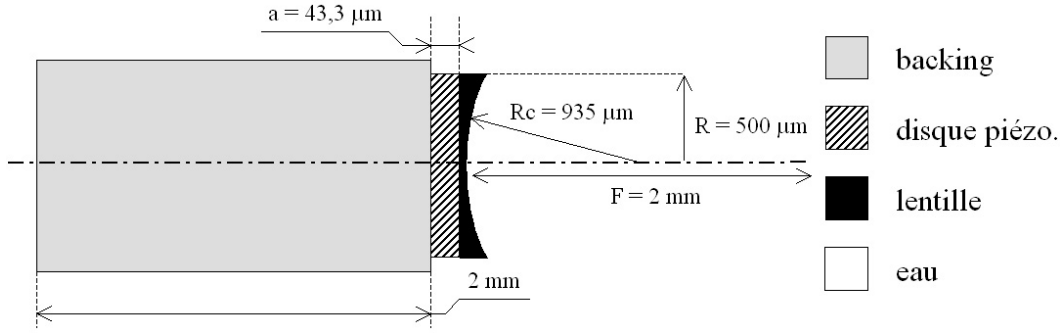


FIG. 3.8 – Schéma du transducteur focalisé par une lentille.

L'un des avantages de l'algorithme FD-PSTD est de permettre la modélisation d'un large espace de calcul, grâce à une faible densité de maillage, et de simuler ainsi la propagation des ondes depuis le matériau actif jusqu'à la zone focale. Cela est possible du fait que seulement 6 nœuds par longueur d'onde sont utilisés pour calculer le champ acoustique dans l'eau, ce qui est suffisant pour obtenir une précision satisfaisante, comme nous l'avons montré dans le Chapitre II. Du fait de la discrétisation spatiale des paramètres, la surface courbe de la lentille est approximée à l'aide d'une structure en 'marches d'escalier', comme illustré sur la figure 3.9. Pour rendre compte de la propagation du front d'onde acoustique, issu de l'excitation impulsionnelle du disque piézoélectrique, et de l'effet de focalisation, une image du champ de pression dans l'eau est prise en différents instants, en suivant le déplacement du front d'onde. Ces images sont regroupées sur la figure 3.10 pour illustrer les évolutions spatiale et temporelle de l'onde acoustique. Les résultats obtenus sont conformes à la théorie puisque la distance focale est bien d'environ 2 mm. On peut calculer la résolution axiale  $R_{ax}$  de la sonde à partir de la durée à mi-hauteur de l'écho  $\Delta t_{echo}$  au point focal, d'après la relation :

$$R_{ax} = \frac{1}{2} C_{eau} \Delta t_{echo}. \quad (3.17)$$

L'écho relevé au point focal est présenté sur la figure 3.11. La durée mesurée à mi-hauteur est d'environ 40 ns, d'où une résolution axiale de  $30 \mu m$ .

En excitant le transducteur avec un signal sinusoïdal à 50 MHz (pendant toute la



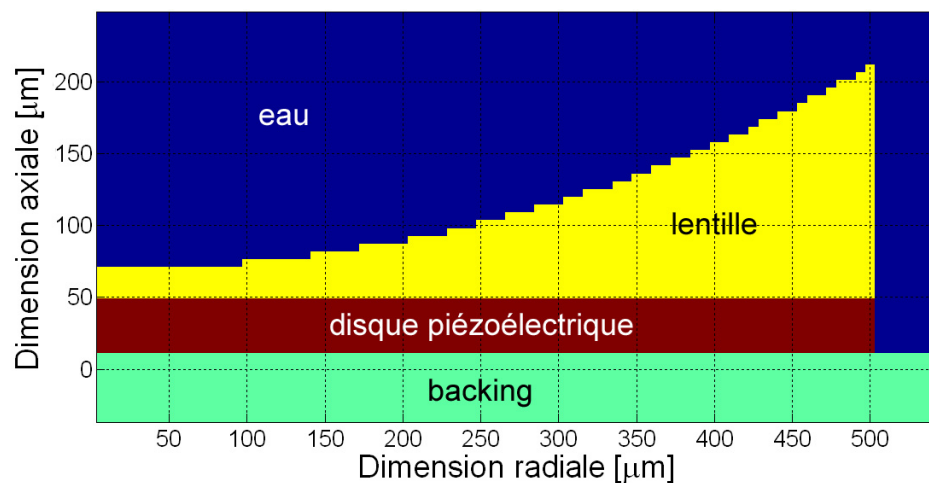


FIG. 3.9 – Vue sous Matlab du modèle utilisé pour simuler le transducteur focalisé par une lentille (demi-section).

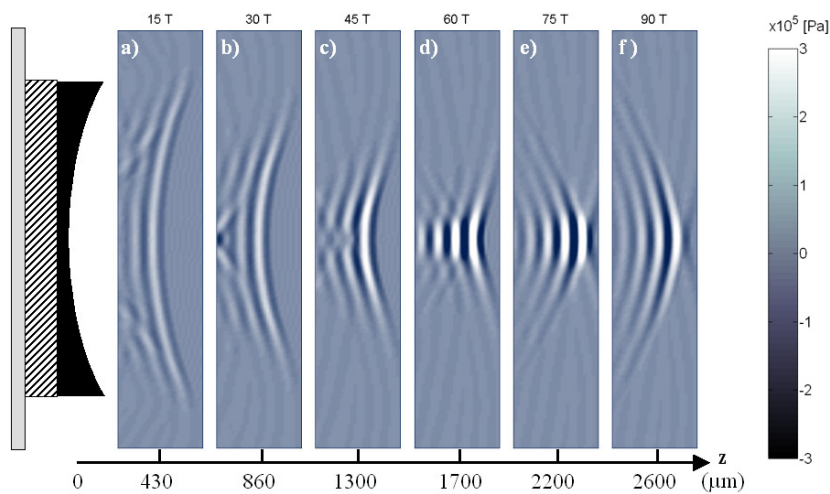


FIG. 3.10 – Image du champ de pression dans l'eau prise à : a)  $15\ T$  ( $0,3\ \mu s$ ), b)  $30\ T$  ( $0,6\ \mu s$ ), c)  $45\ T$  ( $0,9\ \mu s$ ), d)  $60\ T$  ( $1,2\ \mu s$ ), e)  $75\ T$  ( $1,5\ \mu s$ ), et f)  $90\ T$  ( $1,8\ \mu s$ ).

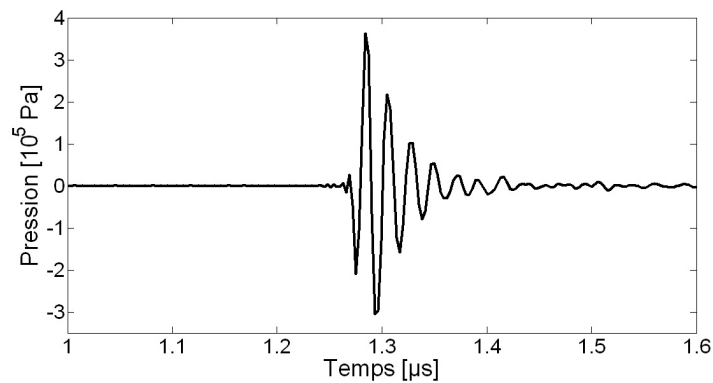


FIG. 3.11 – Evolution temporelle de la pression au point focal. L'origine des temps correspond au début de l'excitation électrique du transducteur.

durée de la simulation), nous avons calculé l'enveloppe maximale du champ de pression généré devant le transducteur, ce qui permet de mesurer la taille de la tache focale et de calculer la profondeur de champ ( $DOF$ ) et la résolution latérale ( $R_{lat}$ ) du transducteur. A partir des courbes représentées sur la figure 3.12, nous avons mesuré une profondeur de champ de  $0,9 \text{ mm}$  et une résolution latérale de  $70 \text{ }\mu\text{m}$ . Cela correspond aux valeurs théoriques que l'on peut obtenir à partir des relations suivantes [2] :

$$DOF = 7\lambda.f_{\#}^2, \quad (3.18)$$

$$R_{lat} = \lambda.f_{\#}, \quad (3.19)$$

avec  $\lambda$  la longueur d'onde dans l'eau, ce qui donne une profondeur de champ théorique de  $0,85 \text{ mm}$  et une résolution latérale théorique de  $60 \text{ }\mu\text{m}$ . Les faibles écarts (environ 5% pour  $DOF$  et 15% pour  $R_{lat}$ ) sont dus aux approximations des relations approchées (3.18) et (3.19), ainsi qu'à la légère défocalisation du faisceau générée par la lentille, du fait de la discontinuité de sa courbure au sein du modèle.

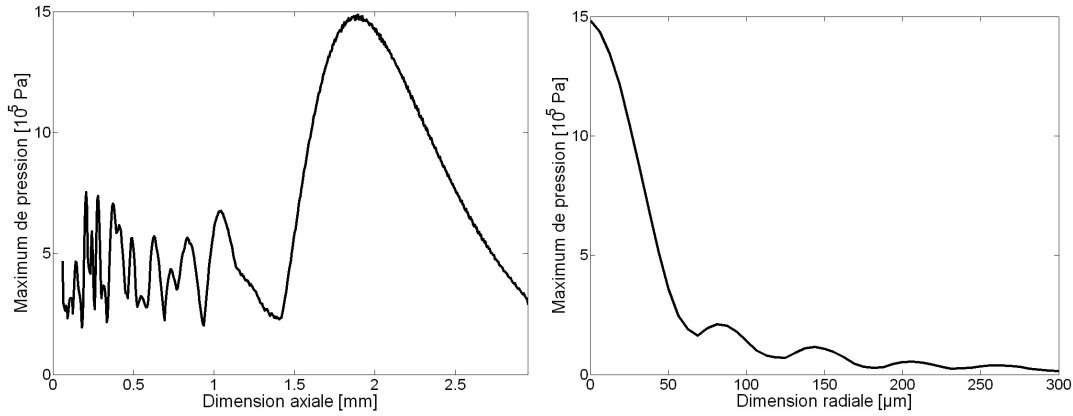


FIG. 3.12 – Enveloppe des maxima de pression calculés sur l'axe de révolution du transducteur (gauche), et suivant l'axe radial à la distance focale (droite).

## 3.4 Validation expérimentale

### 3.4.1 Transducteur plan

Les résultats de l'algorithme FD-PSTD sont comparés aux mesures expérimentales effectuées sur un transducteur mono-élément plan HF. Ce transducteur est basé sur la fabrication d'une structure intégrée [3]. Le substrat, directement utilisé comme *backing*, est un PZT poreux non polarisé contenant environ 20% de porosité (fraction volumique). Sur ce substrat, une électrode d'or d'une épaisseur de  $6 \text{ }\mu\text{m}$  est déposée

par sérigraphie (*screen-printing*). Le film épais de PZT (composition de base Ferroperm Piezoceramics A/S Pz29) est alors également déposé par sérigraphie en plusieurs couches. Enfin, une électrode d'argent est ajoutée sur la face supérieure de la structure, puis le film est polarisé. Cette structure a été réalisée par Ferroperm Piezoceramics A/S (figure 3.13a)).

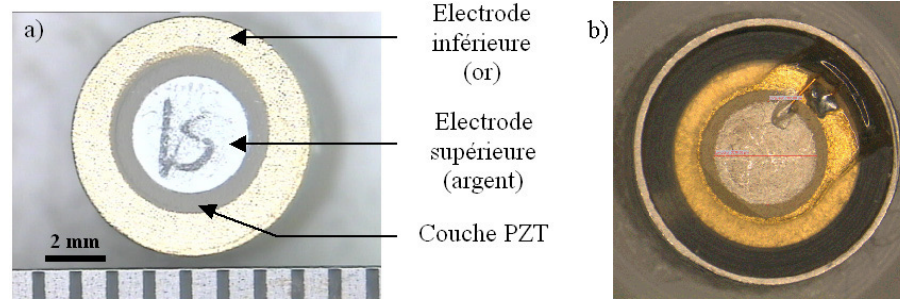


FIG. 3.13 – Vue a) du dessus de la structure fabriquée par sérigraphie et b) du transducteur plan obtenu.

Les caractéristiques géométriques ont été obtenues en observant des coupes de structures identiques au microscope optique et au microscope électronique à balayage. Les caractéristiques acoustiques des électrodes ( $v_l$ ,  $v_t$ ,  $Z$ ) ont été prises dans la littérature [4], et celles du substrat poreux ont été déduites à partir d'un modèle d'homogénéisation [5] et de son taux de porosité. Ces différentes valeurs sont résumées dans le tableau 3.3.

TAB. 3.3 – Caractéristiques des composants du transducteur plan.

| Composant      | Matériau   | Epaisseur<br>( $\mu\text{m}$ ) | Densité<br>( $\text{kg}/\text{m}^3$ ) | $v_l$<br>( $\text{m}/\text{s}$ ) | $v_t$<br>( $\text{m}/\text{s}$ ) | $Z$<br>(MRa) | $\delta_m$<br>(%) |
|----------------|------------|--------------------------------|---------------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|--------------|-------------------|
| Electrode sup. | Argent     | 3                              | 10500                                 | 3600                             | 1590                             | 37,8         | -                 |
| Couche piézo.  | PZT        | 30                             | 5300                                  | 3295                             | -                                | 17,5         | 3,5               |
| Electrode inf. | Or         | 6                              | 19320                                 | 3240                             | 1200                             | 62,6         | -                 |
| Substrat       | PZT poreux | 10000                          | 5290                                  | 2185                             | 1300                             | 11,6         | 28                |

$v_l$  et  $v_t$  : vitesses longitudinale et transversale;  $Z$  : impédance acoustique;  $\delta_m$  : pertes mécaniques.

De plus, à l'aide de la mesure de l'impédance électrique de la structure dans l'air et du schéma KLM (Chapitre I), l'ajustement des valeurs expérimentales a permis de déduire les caractéristiques électroacoustiques du film épais de PZT (tableau 3.4). Toutefois, la méthode KLM est limitée à un modèle unidimensionnel, qui permet de déduire uniquement les paramètres du mode épaisseur du film. Pour définir la valeur des paramètres des modes transversaux, nous nous sommes reportés aux caractéristiques

TAB. 3.4 – Caractéristiques du film épais de PZT.

| Epaisseur ( $\mu m$ ) | Diamètre ( $mm$ ) | $f_S$ (MHz) | $\epsilon_{33}^S/\epsilon_0$ | $k_t$ (%) | $Z$ (MRa) | $\delta_m$ (%) |
|-----------------------|-------------------|-------------|------------------------------|-----------|-----------|----------------|
| 30                    | 1,6               | 31          | 410                          | 46        | 17,5      | 3,5            |

$f_S$  : fréquence de résonance;  $\epsilon_{33}^S/\epsilon_0$  : permittivité relative;  $k_t$  : coefficient de couplage électromécanique;  $Z$  : impédance acoustique;  $\delta_m$  : pertes mécaniques.

du matériau PZT fournies par Ferroperm Piezoceramics A/S [6]. Nous avons alors multiplié chacune de ces caractéristiques par le coefficient permettant de retrouver les valeurs calculées par le modèle KLM, de manière à conserver la même proportion entre les valeurs axiales et transversales. Les caractéristiques ainsi choisies, détaillées dans le tableau 3.5, ont été directement utilisées pour la définition du modèle tridimensionnel FD-PSTD. Les valeurs effectivement déduites à l'aide du modèle KLM sont affichées avec un trait plus épais, pour les différencier de celles calculées par approximation. Ce sont les valeurs qui permettent de simuler de façon précise le mode épaisseur du transducteur, une légère imprécision pouvant être tolérée pour les modes transverses. Enfin, la reprise des contacts électriques a été effectuée sur les deux électrodes afin de réaliser simplement le transducteur de la figure 3.13b), qui présente une fréquence centrale proche de 30 MHz.

TAB. 3.5 – Caractéristiques électroacoustiques du film épais de PZT : densité  $\rho$  ( $kg/m^3$ ), coefficients élastiques à champ électrique constant  $c_{ij}^E$  (GPa), permittivité diélectrique relative  $\epsilon_{ij}/\epsilon_0$  et coefficients piézoélectriques  $e_{ij}$  (C/m<sup>2</sup>).

| $\rho$ | $c_{11}^E$ | $c_{12}^E$ | $c_{13}^E$ | $c_{33}^E$  | $c_{44}^E$ | $\epsilon_{11}^S/\epsilon_0$ | $\epsilon_{33}^S/\epsilon_0$ | $e_{15}$ | $e_{31}$ | $e_{33}$    |
|--------|------------|------------|------------|-------------|------------|------------------------------|------------------------------|----------|----------|-------------|
| 5300   | 62         | 40,6       | 36,9       | <b>45,4</b> | 11,1       | 490                          | <b>410</b>                   | 4,47     | -1,27    | <b>6,67</b> |

### 3.4.2 Impédance électrique du transducteur plan

Ces valeurs sont utilisées pour calculer l'impédance électrique du transducteur plan à l'aide de l'algorithme FD-PSTD. Contrairement aux modèles simplifiés du Chapitre II, l'épaisseur des électrodes n'est plus négligée. Du fait d'un maillage relativement large du modèle, les électrodes sont simulées par des couches uniformes de 3  $\mu m$  d'épaisseur environ. La figure 3.14 présente la courbe d'impédance obtenue, ainsi que celle calculée à l'aide du modèle KLM. Les courbes sont proches mais on observe que la fréquence d'antirésonance, dans le cas FD-PSTD, est légèrement plus élevée. Au-delà des multiples différences entre les deux modèles, l'origine de cet écart peut venir en partie de la variation de l'épaisseur des électrodes. Dans le modèle KLM, l'épaisseur de l'électrode

arrière d'or est précisément égale à  $6\ \mu m$ , contre  $3\ \mu m$  dans le modèle FD-PSTD. L'épaisseur des électrodes ne peut donc pas être négligée pour étudier l'impédance électrique de la structure. Et comme nous allons le voir au paragraphe suivant, une épaisseur d'environ  $3\ \mu m$  pour l'électrode arrière semble plus réaliste pour simuler la réponse électroacoustique du transducteur.

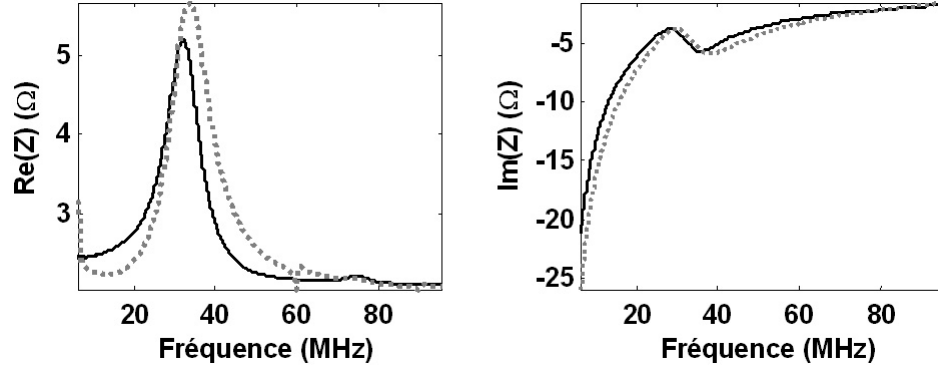


FIG. 3.14 – Courbes d'impédance électrique du transducteur plan, calculées dans l'eau par la méthode FD-PSTD (trait pointillé) et dans l'air par la méthode KLM (trait noir), autour de la fréquence d'antirésonance.

### 3.4.3 Réponse électroacoustique

Le transducteur décrit précédemment est simulé par l'algorithme FD-PSTD pour étudier tout d'abord l'influence des électrodes sur sa réponse électroacoustique. La figure 3.15 représente l'évolution temporelle du déplacement théorique de la surface du transducteur en contact avec l'eau, au niveau du centre de l'électrode supérieure, lorsque la structure est excitée par une impulsion (une période de sinusoïde à 30 MHz d'une amplitude maximale de 3V). On observe que le principal effet de l'électrode arrière d'or est une augmentation de l'amplitude de la réponse impulsionnelle, ainsi qu'un allongement de sa durée. Cet effet est provoqué par la désadaptation acoustique que crée la couche d'or entre l'impédance acoustique de la couche active et celle du substrat. Une partie de l'énergie est ainsi renvoyée vers l'avant du transducteur et la bande passante diminue. De son côté, l'électrode avant d'argent provoque une légère diminution de la fréquence centrale du signal, car le transducteur est alors chargé en face avant.

Le substrat utilisé étant très poreux, la surface sur laquelle est déposée l'électrode d'or n'est pas rigoureusement plane. De plus, les traitements thermiques que subissent les différentes couches favorisent la diffusion des particules de l'une vers l'autre. C'est pourquoi l'épaisseur observée de l'électrode n'est pas uniforme. D'après la confrontation des simulations aux résultats expérimentaux, il s'avère qu'une valeur moyenne de  $3\ \mu m$

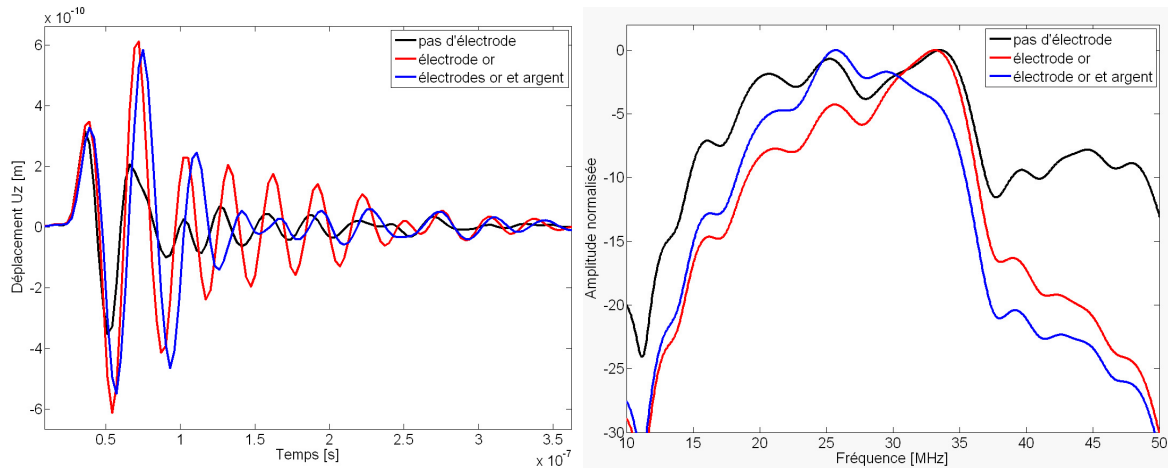


FIG. 3.15 – Déplacements suivant l’axe de polarisation de la surface avant du transducteur soumis à une excitation impulsionnelle (gauche) et spectres associés (droite).

semble plus réaliste que la valeur de  $6 \mu m$ , mesurée localement sur une photographie de l’électrode obtenue au microscope électronique à balayage. Les déplacements de la surface du transducteur sont mesurés à l’aide d’un laser de marque Bossa-Nova (Tempo Laser Ultrasonic Receiver TEMPO-200- $5 \mu m$  [7]), dont 80% de l’énergie du faisceau est concentrée sur une surface d’une largeur de  $5 \mu m$ , et qui peut mesurer des vibrations allant jusqu’à 120 MHz. La figure 3.16 présente le dispositif dans lequel le transducteur est immergé dans une cuve remplie d’eau, à travers laquelle le faisceau du laser vient se réfléchir sur la surface de l’électrode supérieure. Le signal électrique généré, proportionnel au déphasage du faisceau laser reçu, est ensuite visualisé et enregistré à l’aide d’un oscilloscope. Il est alors possible d’en déduire les déplacements axiaux de la surface éclairée, sachant qu’il existe un rapport de  $5 mV$  par Angström entre la tension mesurée et le déplacement. Le résultat expérimental est comparé à celui du modèle sur la figure 3.17, avec un signal d’excitation à 30 MHz de 1 V crête-à-crête aux bornes du transducteur (l’impulsion sinusoïdale utilisée dans la simulation, d’une durée d’une période, est identique à celle utilisée par le dispositif expérimental). Les résultats sont proches mais quelques différences sont observées au niveau de l’amplitude et de la fréquence centrale des déplacements, du fait des difficultés d’adaptation électrique et du fort bruit des résultats de mesure.

Il est également possible d’effectuer la même comparaison à partir de la pression rayonnée par le transducteur. Le dispositif expérimental de mesure de la pression est illustré sur le schéma 3.18. L’hydrophone utilisé (Precision Acoustics HPM04/1 [8]) comporte un élément actif de PVDF de très faible diamètre (ouverture de  $0,04 mm$ ). Il est fixé sur un bras mécanique motorisé qui peut être déplacé avec une précision de  $1 \mu m$  suivant les trois dimensions de l’espace, devant le transducteur maintenu

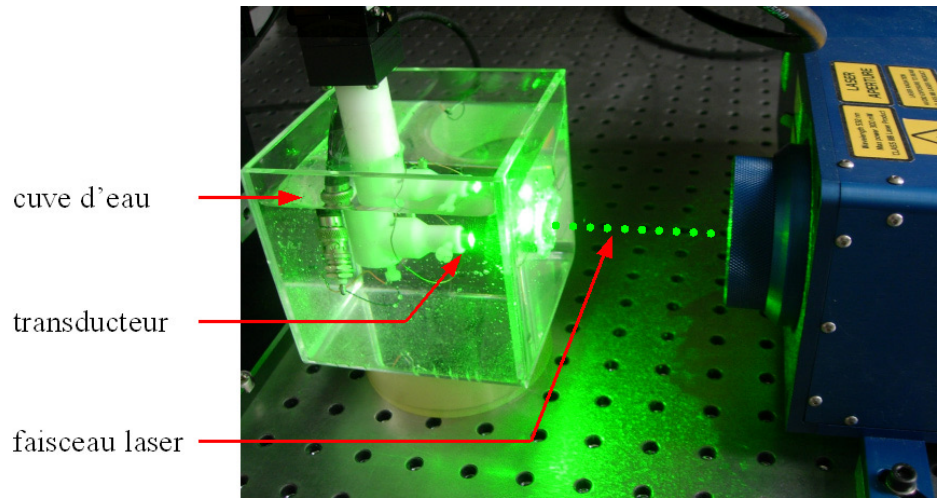


FIG. 3.16 – Vue du dispositif expérimental de mesure du déplacement au centre de la surface du transducteur immergé dans l'eau, à l'aide d'un laser Bossa-Nova (Tempo Laser Ultrasonic Receiver TEMPO-200-5 $\mu m$  [7]).

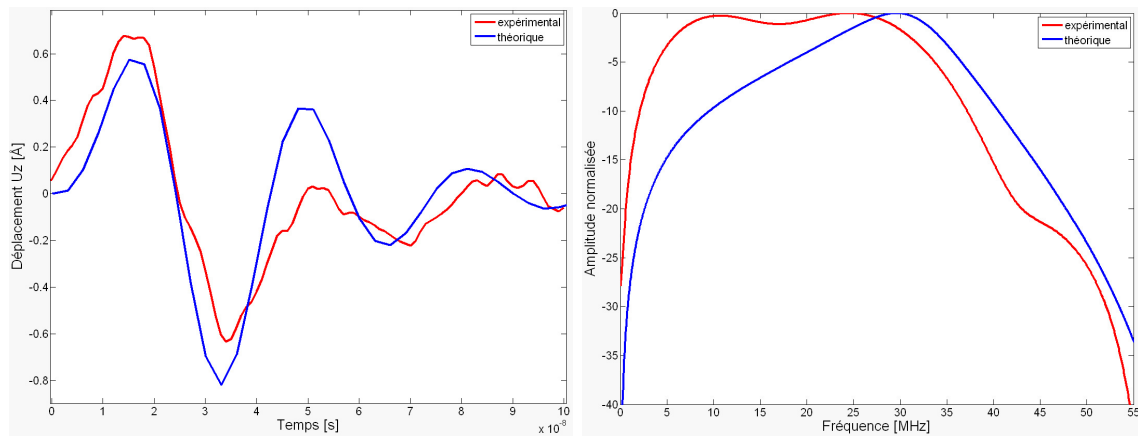


FIG. 3.17 – Comparaison des courbes de déplacement expérimentale, mesurée à l'aide du laser, et théorique, calculée par la méthode FD-PSTD (gauche), ainsi que des spectres associés (droite).

immobile par rapport au bâti. A la fréquence de 30 MHz, le signal émis par l'hydrophone est proportionnel à l'amplitude la pression mesurée, avec un rapport de 4,1 nV/Pa (calibration du constructeur). Ce signal est ensuite amplifié à l'aide d'un amplificateur dont le gain est de 29,8 dB à la fréquence considérée. De son côté, le transducteur est excité à sa fréquence centrale par un *burst* d'une amplitude crête-à-crête de 10 V. La longueur du câble coaxial utilisé est de l'ordre de la dizaine de centimètres, ce qui crée une désadaptation électrique entre le générateur et le transducteur, qui reçoit à ses bornes un signal dont l'amplitude n'est plus que de 1,5 V.

Le champ acoustique rayonné dans l'eau par le transducteur est calculé à une distance de 3 mm devant sa surface, avec une amplitude du signal d'excitation de 1,5 V. Le résultat obtenu est comparé à la mesure expérimentale sur la figure 3.19. Les courbes théorique et expérimentale sont très semblables, avec une fréquence centrale (31 MHz) et une bande passante (environ 40% à -3 dB) identiques (des différences sont toutefois observées, notamment en basse fréquence du fait du bruit de mesure). Le modèle choisi est donc capable de simuler les performances du transducteur, en prenant en compte chacun des composants de la structure. La mesure de pression étant moins bruitée que celle des déplacements, on observe une meilleure concordance des résultats.



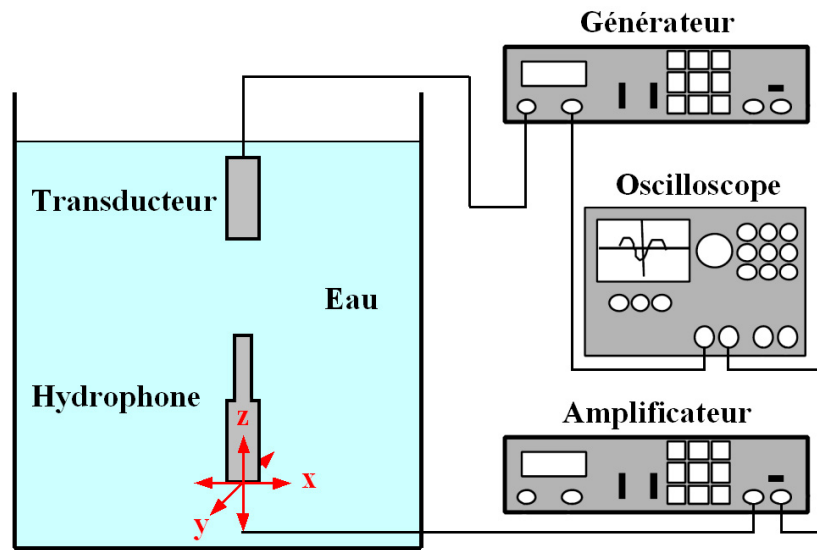


FIG. 3.18 – Schéma du dispositif de mesure de la pression rayonnée par le transducteur.

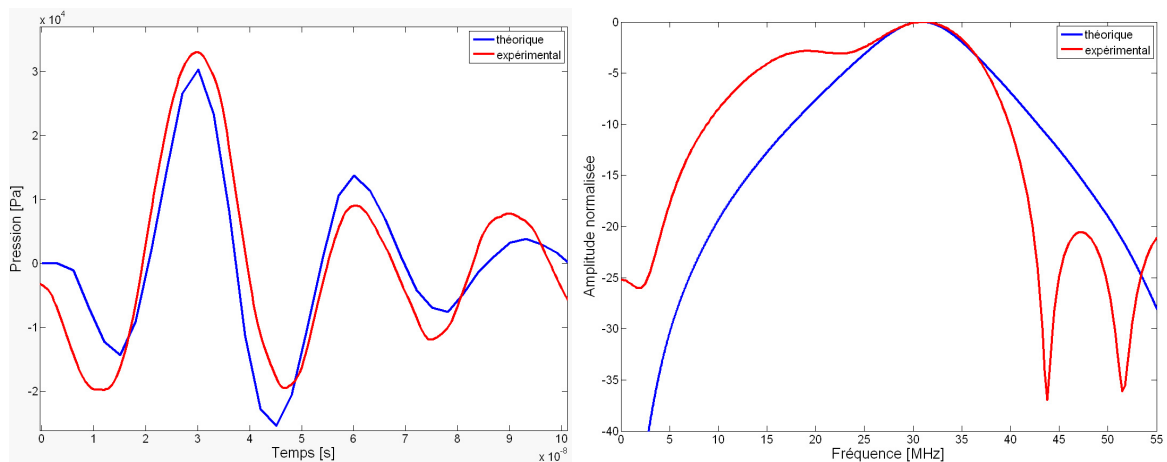


FIG. 3.19 – Comparaison des courbes expérimentale et théorique de la pression générée à 3 mm devant le centre de l'électrode supérieure (gauche), ainsi que des spectres associés (droite).

## 3.5 Conclusion

La forme axisymétrique de l'algorithme FD-PSTD permet de simuler de nombreuses configurations tridimensionnelles. Dans ce chapitre, nous avons présenté la nouvelle écriture de l'algorithme, et nous avons pu valider ses résultats de façon théorique, en les comparant tout d'abord à ceux d'un logiciel d'éléments-finis (ATILA) dans le cas d'une couche piézoélectrique dans l'eau. Un transducteur plan muni d'une lentille a également été simulé, et les caractéristiques obtenues du champ acoustique rayonné sont proches des valeurs fournies par les formules analytiques classiques. Enfin, nous avons confronté l'algorithme aux mesures expérimentales (déplacements obtenus à l'aide d'un laser et pression à l'aide d'un hydrophone) effectuées sur un transducteur plan. Il s'est ainsi révélé capable de modéliser les caractéristiques électroacoustiques et les performances d'une telle structure, et il a permis d'étudier plus précisément l'influence de certains paramètres comme l'épaisseur des électrodes.

## Bibliographie

- [1] O. Bou Matar, V. Preobrazhensky, and P. Pernod. Two-dimensional axisymmetric numerical simulation of supercritical phase conjugation of ultrasound in active solid media. *J. Acoust. Soc. Am.*, 118(5) :2880–2890, 2005.
- [2] F.S. Foster, C.J. Pavlin, K.A. Harasiewicz, D.A. Christopher, and D.H. Turnbull. Advances in ultrasound biomicroscopy. *Ultras. Med. & Biol.*, 26(1) :1–27, 2000.
- [3] P. Maréchal. *Transducteurs mono-éléments pour l'imagerie ultrasonore haute résolution : modélisation, réalisation et caractérisation*. Université François-Rabelais de Tours, Thèse, 2004.
- [4] A.R. Selfridge. Approximated material properties in isotropic materials. *IEEE Trans. Sonics Ultras.*, 32(3) :381–394, 1985.
- [5] F. Levassort, M. Lethiecq, R. Desmare, and L.P. Tran-Huu-Hue. Effective electroelastic moduli of 3-3(0-3) piezo-composites. *IEEE Trans. Ultras. Ferro. Freq. Cont.*, 46(4) :1028–1034, 1999.
- [6] Url : <http://www.ferroperm-piezo.com/>.
- [7] Url : <http://www.bossanovatech.com>.
- [8] Url : <http://www.acoustics.co.uk/products/hpm04-1>.



# Chapitre 4

## Transducteurs mono-éléments incurvés haute-fréquence

### 4.1 Introduction

De nombreux travaux ont été effectués pour développer des transducteurs mono-éléments HF performants. Les plus anciens sont fabriqués à partir d'une couche active de PVDF, qui présente l'avantage d'être suffisamment souple pour se déformer ainsi que d'avoir une impédance acoustique bien adaptée à l'imagerie des tissus biologiques. Cette capacité de déformation permet d'incurver la structure vibrante pour focaliser directement le faisceau acoustique, mais ce type de transducteur a une sensibilité relativement faible. Pour pénétrer plus en profondeur dans les tissus sondés et faire l'acquisition de meilleures images, des transducteurs plus sensibles ont été fabriqués à base de niobate de lithium. A partir d'une technique de pressage, le mono-cristal est incurvé pour focaliser le faisceau mais le matériau, plus rigide, peut se fissurer, et son impédance acoustique élevée doit être adaptée à l'aide de lames adaptatrices. De très bonnes performances sont obtenues de cette façon, mais la fabrication est plus délicate. De nombreuses techniques basées sur le dépôt de films épais ont également été mises au point, comme le coulage en bande ou la sérigraphie. Les transducteurs mono-éléments obtenus par ces techniques ont en général de bonnes caractéristiques, mais les dépôts ne peuvent être effectués que sur des surfaces planes. Il est alors nécessaire d'utiliser une lentille acoustique pour améliorer la résolution latérale du transducteur.

Dans ce chapitre nous allons présenter une nouvelle méthode de dépôt des films épais basée sur une technique de tamponnage. Cette méthode permet de tirer profit des bonnes propriétés des films épais et de les déposer sur des substrats incurvés, ce qui évite l'utilisation de lentilles qui dégradent la sensibilité du transducteur. La méthode de dépôt est optimisée pour obtenir les meilleures performances acoustiques,

tout en minimisant et en simplifiant les différentes étapes de fabrication. Nous allons tout d'abord présenter en détails la méthode ainsi que quelques paramètres que nous avons cherché à optimiser. Puis les structures fabriquées seront modélisées à l'aide de l'algorithme FD-PSTD, et un transducteur fabriqué à partir d'une de ces structures sera intégré à un système d'imagerie, dont l'application principale est l'acquisition d'images HF de la peau.

## 4.2 Fabrication des transducteurs incurvés

### 4.2.1 Présentation du système de tamponnage

La technique de tamponnage ou *pad-printing* de films épais piézoélectriques a été développée par la société InSensor A/S (Danemark) à partir d'un appareil initialement prévu pour imprimer de l'encre sur des surfaces plus ou moins complexes. Pour une explication simple de la méthode, le schéma séquentiel de la figure 4.1 illustre le principe du dépôt d'une couche de PZT.

Mais en réalité, le procédé de tamponnage est légèrement plus complexe pour améliorer la précision de la méthode. Comme détaillé sur la figure 4.2, la machine est constituée d'un support sur lequel le substrat du transducteur est maintenu par aspiration. Le tampon de silicone est positionné au-dessus du support et se déplace exclusivement de haut en bas, suivant l'axe central de la structure cylindrique. Cela permet d'assurer la précision de la zone de dépôt, une fois la position du tampon correctement ajustée. Le réservoir contenant la *pâte piézoélectrique* est positionné en retrait. Il a la forme d'un bol, retourné sur une plaque d'acier (figure 4.3) dans laquelle est gravée l'empreinte du dépôt souhaité. Dans cette position, la pâte se répand sur la plaque et remplit l'empreinte creusée sur une profondeur de quelques micromètres à quelques dizaines de micromètres en général. L'étanchéité entre la plaque et le réservoir est assurée par une lame d'acier circulaire qui entoure le réservoir, et qui peut glisser sur la surface de la plaque tout en retenant l'excès de pâte. Pendant l'utilisation de la machine, le réservoir est fixe et, contrairement au schéma de la figure 4.1, c'est la plaque qui se déplace pour positionner l'empreinte dans l'axe tampon-support. Le dépôt d'une couche de matériau peut se décomposer et se résumer en 5 temps :

- le moule étant rempli de *pâte piézoélectrique*, la plaque d'acier s'avance pour le positionner dans l'axe du tampon ;
- le tampon en silicone, dont le diamètre est largement supérieur à celui du substrat, descend pour s'écraser sur la plaque d'acier et recouvre ainsi le moule ;
- la pâte visqueuse imprime la forme du moule sur le tampon qui remonte alors en

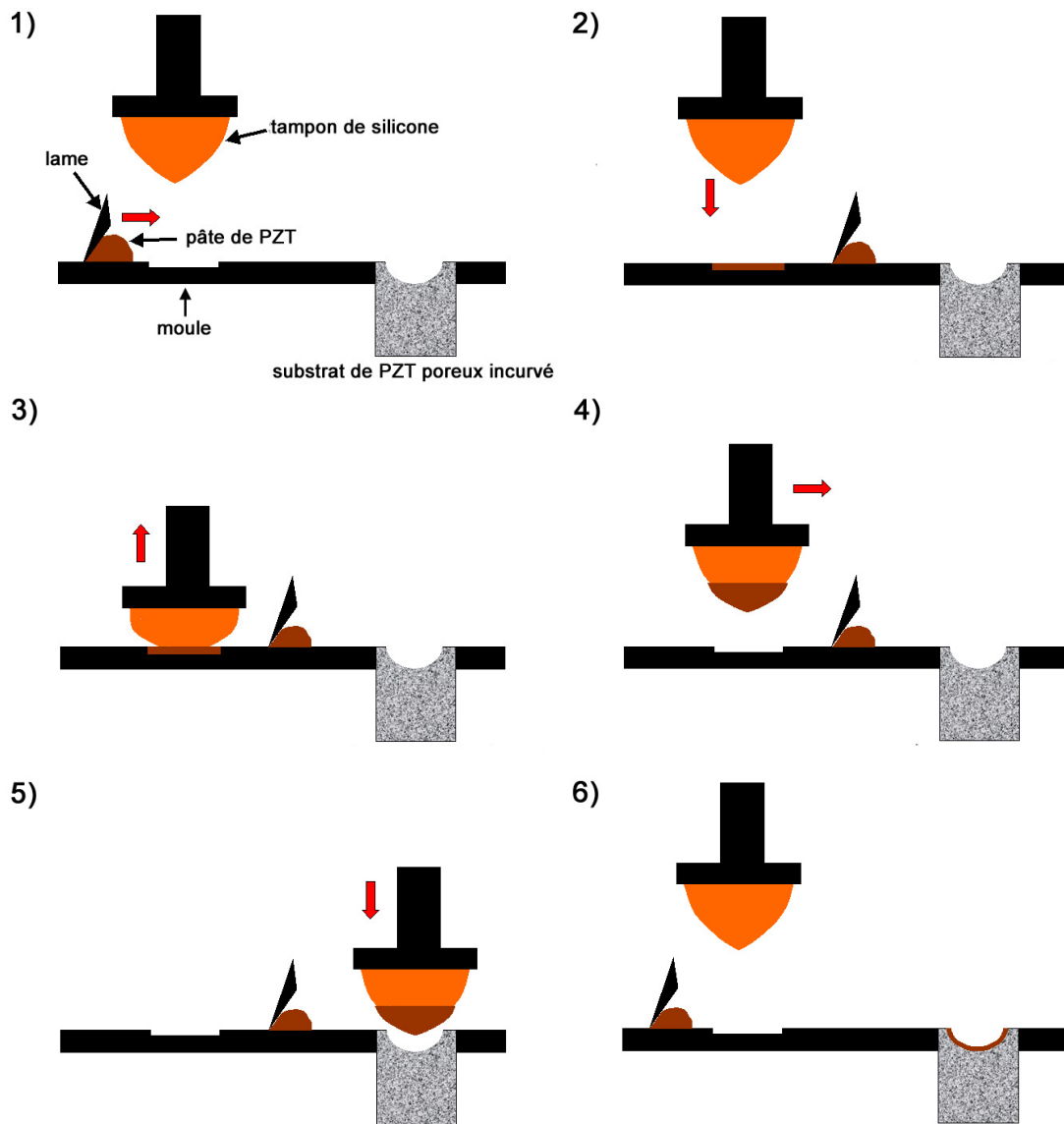


FIG. 4.1 – Schéma de principe de la méthode de dépôt de films épais de PZT par tamponnage : le moule de la plaque d'acier se remplit de pâte (1) puis le tampon de silicone s'abaisse sur la plaque (2) ; le tampon se relève avec l'empreinte de la forme que l'on souhaite imprimer (3) et se déplace au-dessus du substrat (4) ; le tampon s'abaisse à nouveau pour déposer la pâte sur le substrat (5) puis retourne en position initiale, tandis que le moule s'apprête à être à nouveau rempli de pâte (6).

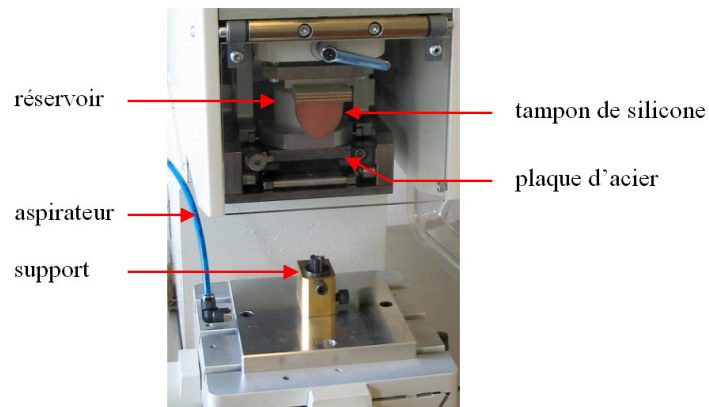


FIG. 4.2 – Vue de la machine de tamponnage en position initiale.

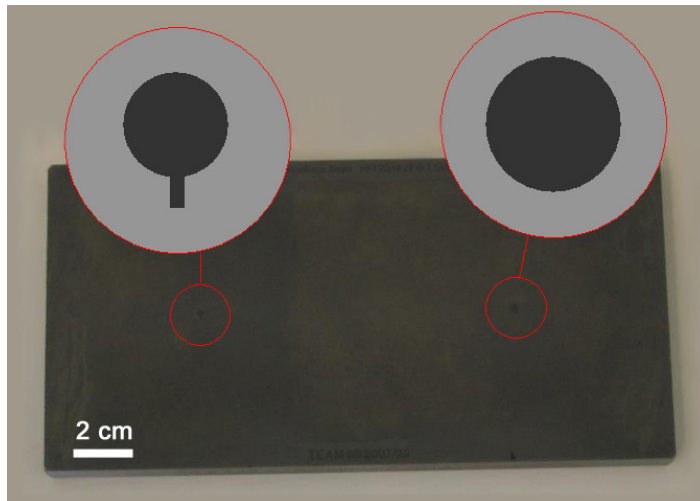


FIG. 4.3 – Vue de la plaque d'acier dans laquelle sont gravées les empreintes de l'électrode supérieure (à gauche) et de la couche piézoélectrique (à droite).



- position initiale ;
- la plaque d’acier se recule et le moule retourne se glisser sous le réservoir, se remplissant à nouveau de *pâte piézoélectrique* ;
- le tampon s’abaisse pour déposer le matériau sur le substrat, puis remonte en position initiale.

La vitesse d’exécution de ces différentes étapes est paramétrable et le dépôt d’une couche peut être effectué en moins d’une seconde. Plusieurs dizaines de couches sont en général requises pour fabriquer un transducteur HF dont la couche piézoélectrique a une épaisseur de quelques dizaines de micromètres. La phase de déposition est ainsi relativement rapide, mais, comme nous le verrons au paragraphe suivant, la durée du processus est largement allongée par les différents traitements thermiques nécessaires entre les dépôts. Lors de ce travail de thèse, les transducteurs fabriqués à l’aide de cette technique sont composés d’une couche active de PZT. La principale difficulté est liée à la viscosité de la pâte de PZT, qui doit être suffisante pour adhérer au tampon et garder sa forme sur le substrat incurvé, mais assez faible pour couler facilement dans le moule et adopter sa forme. A cela s’ajoute la nécessité pour le dépôt de présenter une porosité suffisamment faible pour assurer de bonnes performances électromécaniques. C’est pourquoi des essais sont nécessaires au préalable pour optimiser la composition de la pâte, notamment la fraction volumique de solvant utilisée, pour obtenir des dépôts suffisamment denses et homogènes.

#### 4.2.2 Processus de fabrication des transducteurs HF incurvés

Les transducteurs fabriqués au cours de ce travail de thèse sont constitués de 4 parties distinctes :

- un substrat de PZT poreux directement utilisé comme *backing* ;
- une électrode arrière d’or ;
- une couche active de PZT (film épais) ;
- une électrode supérieure d’argent.

L’utilisation de PZT poreux comme milieu arrière présente plusieurs avantages [1]. Tout d’abord, sa porosité permet un amortissement efficace des ondes mécaniques se propageant vers l’arrière de la structure. De plus, sa composition très proche de celle de la couche active assure une bonne adaptation d’impédance et améliore la bande passante (et la résolution axiale) du transducteur. Enfin, lors des différentes phases de traitement thermique, les différents éléments se dilatent sous l’effet de la chaleur ; on utilise ainsi un substrat dont le coefficient de dilatation est similaire à celui de la couche active pour éviter que cette dernière ne se fissure. Les substrats utilisés ont été fabriqués par la société Ferroperm Piezoceramics A/S (Danemark) en usinant un

cylindre pour obtenir une face supérieure en forme de coupelle (figure 4.4) [2].

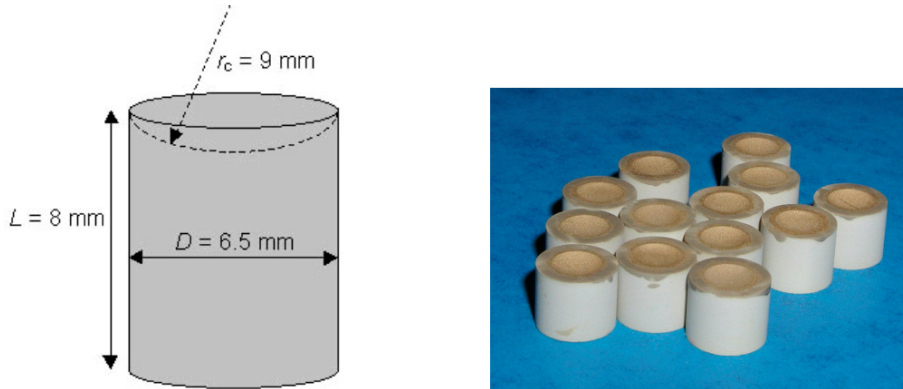


FIG. 4.4 – Schéma du substrat incurvé (gauche) et photographie de quelques échantillons réalisés (droite) [2].

#### 4.2.2.1 Dépôt de l'électrode inférieure

L'un des avantages de la technique de tamponnage est de permettre un contrôle précis de l'épaisseur et de l'uniformité des couches déposées, car une très faible quantité de matière est transférée à chaque impression. De plus, elle peut être utilisée pour le dépôt de chacun des composants du transducteur, en adaptant simplement la pâte utilisée dans le réservoir et la forme de l'empreinte. Dans le cas de l'électrode arrière, il est ainsi possible d'optimiser la quantité d'or déposée pour obtenir un bon compromis entre l'épaisseur et la conductivité. L'utilisation d'électrodes fines, d'une épaisseur de l'ordre de quelques microns (2 ou 3  $\mu\text{m}$ ), permet de minimiser la désadaptation entre l'impédance acoustique du film de PZT et celle du substrat de PZT poreux. En effet, l'électrode arrière étant constituée d'or pur, son impédance acoustique est plus élevée. En diminuant son épaisseur, les ondes acoustiques se propageant vers le *backing* sont mieux absorbées et la bande passante du transducteur est élargie.

C'est pourquoi différentes électrodes d'or ont été fabriquées pour essayer de diminuer au maximum leur épaisseur, tout en gardant une bonne conductivité. Pour cela, une poudre d'or à grains fins a été utilisée pour certains échantillons (groupes A, B et C), qui permet de déposer des couches d'or plus fines que celles habituellement réalisées par la société InSensor A/S (groupe D). A partir du substrat usiné, plusieurs couches d'or sont imprimées successivement. Les différents échantillons peuvent être regroupés en 4 catégories :

- A : électrode d'or à grains fins obtenue après 16 dépôts,
- B : électrode d'or à grains fins obtenue après 8 dépôts,
- C : électrode d'or à grains fins obtenue après 4 dépôts,

- D : électrode d'or épaisse à grains plus gros, utilisée de façon standard par la société InSensor A/S.

Une fois l'électrode déposée, chaque échantillon subit une cuisson à haute température pour homogénéiser le matériau. La cuisson est effectuée à 850 ou 980°C pendant 1h, suivant la pâte d'or utilisée, avec une évolution très lente de la température, d'où une durée d'environ 10h pour le processus complet. La figure 4.5 présente les échantillons A et D après cuisson. A ces températures élevées, le phénomène de diffusion des particules

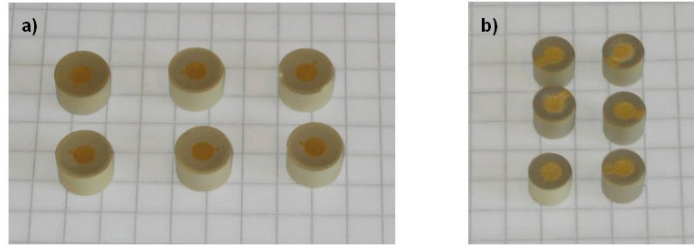


FIG. 4.5 – Vue des échantillons de la catégorie a) A et b) D après la cuisson de l'électrode arrière d'or.

d'or dans le substrat peut compromettre la conductivité de l'électrode, notamment lorsque les grains d'or sont fins. On peut voir par exemple sur la figure 4.6 la différence de densité des particules d'or obtenues entre des électrodes à 4 ou 16 couches. Quatre

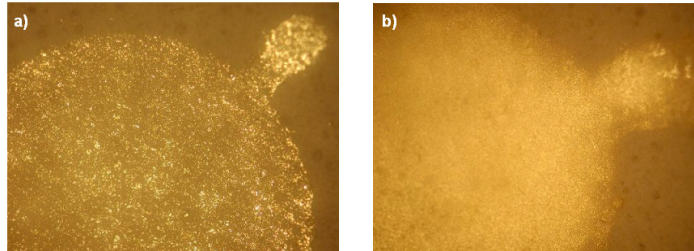


FIG. 4.6 – Vue au microscope de l'électrode obtenue, après cuisson, à partir d'un dépôt de a) 4 et b) 16 couches d'or.

couches d'or se sont avérées être le nombre minimum de tamponnages nécessaires pour assurer de façon minimale le contact électrique de l'électrode.

#### 4.2.2.2 Dépôt de la couche piézoélectrique

Pour fabriquer la *pâte piézoélectrique*, la poudre de PZT est mélangée à un solvant organique dans des proportions permettant d'obtenir une viscosité adéquate. Une quantité suffisante de pâte est versée dans le réservoir pour assurer le remplissage complet du moule à chaque dépôt. Pour chaque groupe d'échantillons A, B, C et D, des épaisseurs de PZT de 15, 22 et 30  $\mu m$  sont déposées (formant les sous-groupes A15,

A22 et A30 par exemple pour les échantillons du groupe A). Pour cela, le processus de dépôt est décomposé en une succession de cycles permettant d'obtenir des épaisseurs d'environ  $8\ \mu\text{m}$  de PZT. Un cycle se déroule de la façon suivante :

- 3 couches de PZT sont déposées successivement, puis le séchage de l'échantillon est effectué dans un four à  $100^\circ\text{C}$  pendant 10 minutes pour que les constituants organiques s'évaporent ;
- cette étape est répétée 3 fois, pour un total de 12 couches déposées sur le substrat ;
- l'échantillon est placé sur un tapis roulant traversant lentement, pendant 1h, un four ouvert avec un pic de température à  $700^\circ\text{C}$ , permettant ainsi l'évaporation totale des résidus organiques.

Ce cycle est répété une seconde fois pour fabriquer une couche de  $16\ \mu\text{m}$ . Un troisième puis un quatrième cycle sont nécessaires pour obtenir des épaisseurs de 22 et  $30\ \mu\text{m}$ , cette dernière catégorie d'échantillons étant la plus longue à fabriquer avec environ 7h de séchage total.

#### 4.2.2.3 Structures finales

Tous les échantillons sont finalisés par le dépôt d'une électrode supérieure d'argent. Celle-ci est obtenue par le dépôt de 4 couches d'une pâte d'argent (toujours par tamponnage), qui sont ensuite séchées dans un four à  $100^\circ\text{C}$  pendant 10 minutes. Comme illustrés sur la figure 4.7, les contacts électriques des électrodes inférieure et supérieure sont imprimés dans des directions opposées. Ils permettent par la suite d'effectuer la reprise des contacts électriques facilement, sans perturber la vibration de la zone active circulaire, et de limiter les effets capacitifs parasites (éloignement maximum des prolongements métalliques).

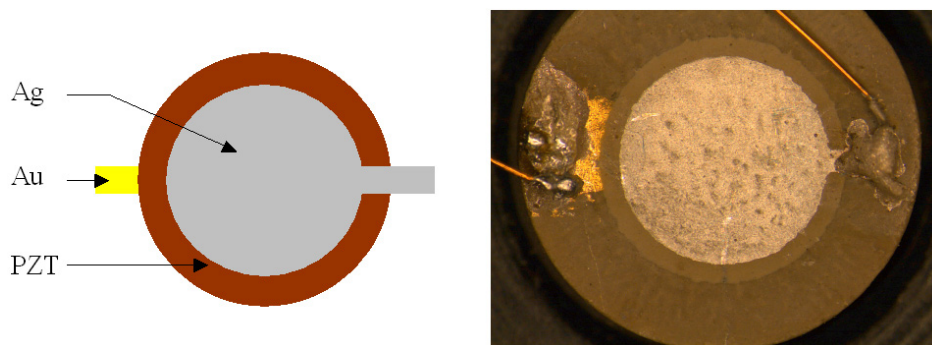


FIG. 4.7 – Schéma des différentes couches de PZT, d'or (Au) et d'argent (Ag) constituant le transducteur (à gauche), et vue du transducteur final (échantillon D15) avec les reprises de contact électrique (à droite).

Le transducteur est ensuite placé dans un four à  $700^\circ\text{C}$  pendant environ 8h, permet-

tant le frittage de la céramique et l'homogénéisation de l'électrode supérieure. L'électrode inférieure ayant un point de fusion plus élevé, cette étape ne dégrade pas ses propriétés. Des électrodes d'argent dont le diamètre est d'environ 1,6 ou 3,1 mm ont été déposées. L'influence de leur surface, en particulier sur l'impédance électrique de la structure résonante, sera étudiée dans un paragraphe ultérieur. Au final, de nombreuses configurations de transducteur sont obtenues, résumées dans le tableau 4.1 suivant (les électrodes supérieures sont notées respectivement P ou G suivant que leur diamètre est respectivement petit ou grand).

TAB. 4.1 – Tableau récapitulatif des différentes configurations des transducteurs incurvés fabriqués.

| Groupe | Sous-groupe | Couches de PZT déposées | Electrode inférieure (or)               | Electrode supérieure (argent) |
|--------|-------------|-------------------------|-----------------------------------------|-------------------------------|
| A      | A15         | 24                      | 16 couches de poudre d'or à grains fins | P et G                        |
|        | A22         | 36                      |                                         | P                             |
|        | A30         | 48                      |                                         | P                             |
| B      | B15         | 24                      | 8 couches de poudre d'or à grains fins  | G                             |
| C      | C15         | 24                      | 4 couches de poudre d'or à grains fins  | P                             |
| D      | D15         | 24                      | poudre d'or à grains plus gros          | P                             |
|        | D22         | 36                      |                                         | P                             |
|        | D30         | 48                      |                                         | P et G                        |

#### 4.2.2.4 Polarisation

La polarisation de la céramique piézoélectrique est effectuée en appliquant progressivement une tension élevée aux bornes des électrodes des échantillons. Le champ électrique créé entre les électrodes peut atteindre une valeur de 10 kV/mm. Il est maintenu pendant 10 minutes, tandis que l'échantillon est placé dans un four à 150°C pour améliorer l'efficacité de la polarisation. Les conditions dans lesquelles est réalisée cette opération, très agressive pour la céramique, sont optimisées pour obtenir de bonnes performances tout en minimisant les risques de détruire l'échantillon (claquage).

## 4.3 Caractérisation et optimisation des propriétés

Les transducteurs fabriqués ont été caractérisés au laboratoire à Tours. Les différentes structures obtenues par tamponnage ont permis d'étudier l'influence de certains paramètres, comme les dimensions des électrodes ou l'épaisseur de la couche de PZT, sur l'impédance électrique et la réponse impulsionnelle des transducteurs.

L'impédance électrique des échantillons est mesurée à l'aide d'un analyseur de spectre HP4395 et de son kit de mesure d'impédance. Cela permet de déterminer certaines caractéristiques comme les fréquences de résonance et d'antirésonance, ou la valeur de la partie réelle de l'impédance du transducteur à la résonance, et d'estimer ainsi l'adéquation entre les impédances électriques du transducteur et du système (Chapitre I, Fig. 1.3).

De même, la réponse impulsionnelle des transducteurs est mesurée dans l'eau à l'aide d'un miroir acoustique (cible métallique, voir Chapitre I, Fig. 1.5(a)) placé à la distance focale (9 mm pour tous les échantillons). Les échos reçus sont enregistrés sur un oscilloscope et permettent de déterminer la fréquence centrale des impulsions émises ainsi que la bande passante des transducteurs. L'excitation électrique des échantillons est effectuée par un générateur HF fabriqué au laboratoire, ainsi que par un générateur de marque Avtech (Avtech Electrosystems AVG-3B-C-PN) permettant d'obtenir des impulsions très brèves de l'ordre de 2 ns à mi-hauteur (contre 10 ns pour le générateur du laboratoire).

### 4.3.1 Influence de l'épaisseur du film de PZT déposé

L'influence de l'épaisseur de la couche active est étudiée en comparant les échantillons du groupe A dont les autres caractéristiques sont identiques. L'électrode supérieure des échantillons du sous-groupe A15 peut être de petit (P) ou de grand (G) diamètre, mais seuls les échantillons ayant une petite électrode supérieure sont comparés, et sont référencés : A15-P, A22-P et A30-P. La figure 4.8 présente les mesures de l'impédance électrique de ces structures, autour de leur fréquence d'antirésonance, obtenues avec l'analyseur de spectre. On constate tout d'abord que les fréquences d'antirésonance des échantillons diminuent à mesure que l'épaisseur de leur couche de PZT augmente. Elle est de 52 MHz pour la couche de 15  $\mu m$ , puis de 30 MHz pour celle de 22  $\mu m$ , et enfin de 26 MHz pour celle de 30  $\mu m$ . De plus, la valeur de l'impédance électrique (partie réelle) à la fréquence d'antirésonance augmente quand l'épaisseur de PZT diminue, avec des valeurs respectives de la partie réelle de 3,6  $\Omega$ , 8,4  $\Omega$  et 9,8  $\Omega$ , ce qui traduit le fait que l'effet capacitif de ces structures est inversement proportionnel à la distance séparant les deux électrodes. L'influence de l'épaisseur de la couche active

sur les caractéristiques électriques des transducteurs est donc conforme aux tendances et évolutions prévues par la théorie (Chapitre I).

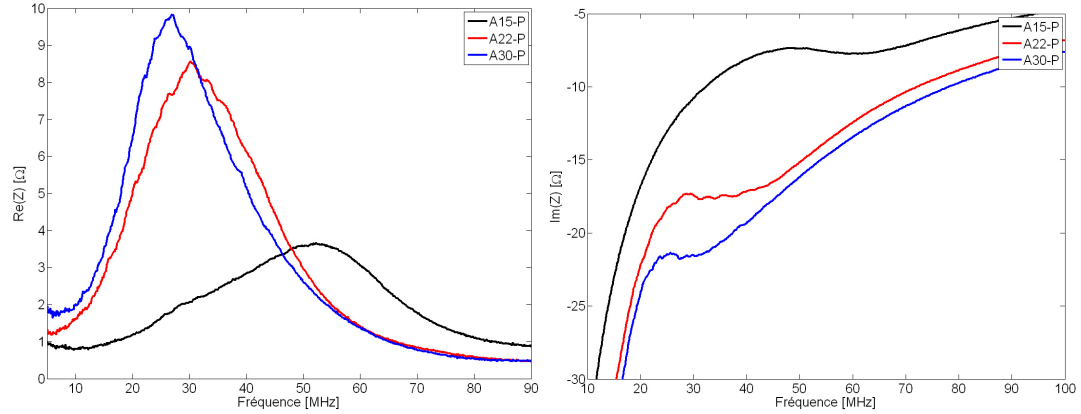


FIG. 4.8 – Courbes d'impédance électrique des structures A15-P, A22-P et A30-P mesurées dans l'air.

### 4.3.2 Influence de l'épaisseur de l'électrode inférieure

Le dépôt d'électrodes d'or fines pour les transducteurs du groupe A a permis d'obtenir des courbes d'impédance ayant des fréquences centrales élevées. Comme on peut l'observer sur les courbes d'impédance de la figure 4.9, une fréquence de résonance de 52 MHz est mesurée pour l'échantillon A15-P, alors qu'elle n'est que de 44 MHz pour le D15-P, dont la structure ne diffère que par une électrode d'or plus épaisse. Réduire l'épaisseur de l'électrode arrière permet donc d'augmenter la fréquence de résonance du transducteur.

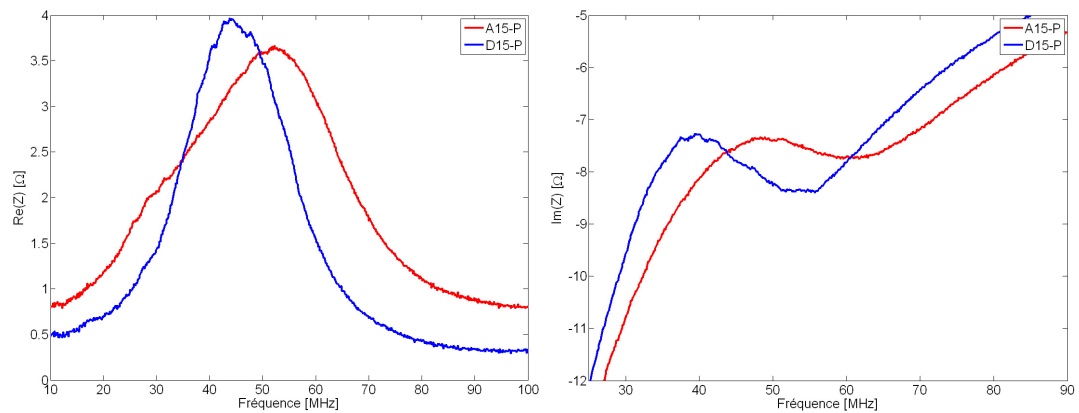


FIG. 4.9 – Courbes d'impédance électrique des structures A15-P et D15-P autour de la fréquence d'antirésonance, mesurées dans l'air.

Pour essayer de monter encore plus haut en fréquence, les électrodes d'or des échantillons des groupes B et C sont réalisées avec seulement 8 ou 4 couches d'or, soit des

épaisseurs 2 à 4 fois moindres que celles du groupe A. Mais les fréquences centrales mesurées ne sont pas supérieures à celles des échantillons du groupe A. Ces résultats mettent en évidence le fait que la diminution extrême de l'épaisseur de l'électrode inférieure n'a plus d'influence sur la fréquence de résonance de la structure. Nous en déduisons que le dépôt de 16 couches d'une poudre d'or fine permet d'atteindre des épaisseurs d'électrode très faibles, de l'ordre de 2 ou 3  $\mu m$ , qu'il est inutile de chercher à diminuer. Au contraire, avec moins de couches, la répétabilité et l'homogénéité des électrodes se dégradent. Plusieurs échantillons des groupes B et C n'ont ainsi pas pu être mesurés du fait d'une mauvaise conduction électrique. Les électrodes fabriquées à partir de 16 couches de poudre d'or fine permettent ainsi d'obtenir un bon compromis entre l'épaisseur et la conductivité électrique.

### 4.3.3 Influence de la surface de l'électrode supérieure

Les dimensions de l'électrode supérieure définissent l'ouverture du transducteur. Sa surface est ainsi un facteur important de son adaptation électrique : l'effet capacitif de la structure y est directement proportionnel. Nous avons utilisé des électrodes ayant un diamètre de 1,6 ou 3,1 mm (figure 4.10) pour étudier leur influence sur les caractéristiques des transducteurs. L'impédance électrique et la réponse impulsionnelle à la

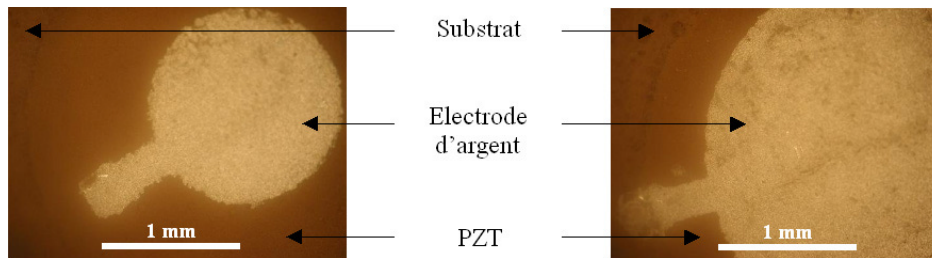


FIG. 4.10 – Vue au microscope des électrodes supérieures d'argent de petit (gauche) et grand (droite) diamètre, respectivement 1,6 mm et 3,1 mm, déposées sur la couche active de PZT.

distance focale des échantillons D30-G et D30-P sont illustrées sur les figures 4.11 et 4.12. La seule différence entre ces deux échantillons est le diamètre de leur électrode supérieure. On constate sur la figure 4.11 que réduire le diamètre de 3,1 mm à 1,6 mm permet d'augmenter logiquement la valeur de la partie réelle de l'impédance électrique du transducteur, de  $2,7 \Omega$  à  $7,5 \Omega$  à la fréquence d'antirésonance. Ces fréquences d'antirésonance quant à elles ne varient pas et restent légèrement supérieures à 30 MHz. Le transducteur D30-P est ainsi mieux adapté au système ( $50 \Omega$ ). On observe sur la figure 4.12 que la réponse impulsionnelle de ce dernier à une fréquence centrale plus élevée (26,7 MHz) que celle de l'échantillon D30-G (19,5 MHz). On peut en déduire que la



diminution de la taille de l'électrode permet d'augmenter sa fréquence de résonance, grâce à une meilleure adaptation de la structure à l'impédance du générateur, mais cela provoque une légère perte de sensibilité du fait de la diminution de la surface active. On observe également que la bande passante ( $\Delta f$ ) à -6 dB est à peu près identique pour les deux structures, égale à 18 MHz.

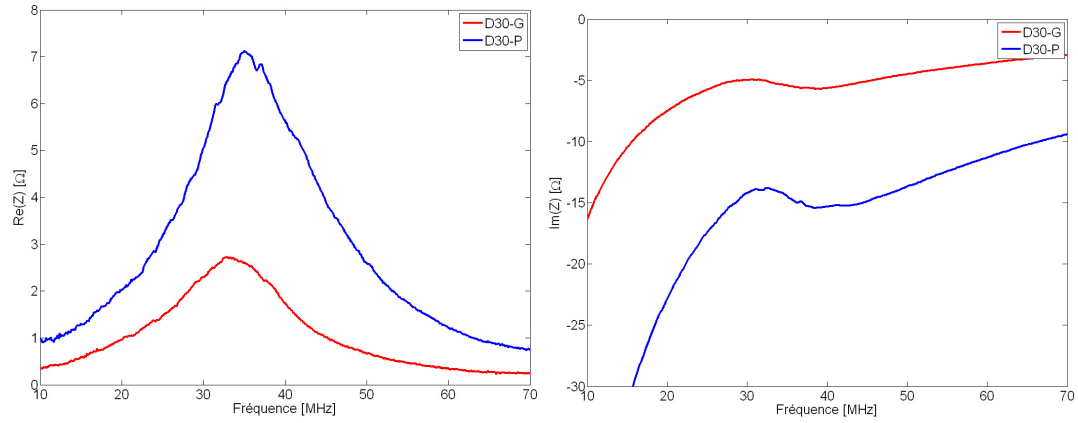


FIG. 4.11 – Courbes d'impédance électrique des transducteurs D30-G et D30-P mesurées dans l'air autour de la fréquence d'antirésonance.

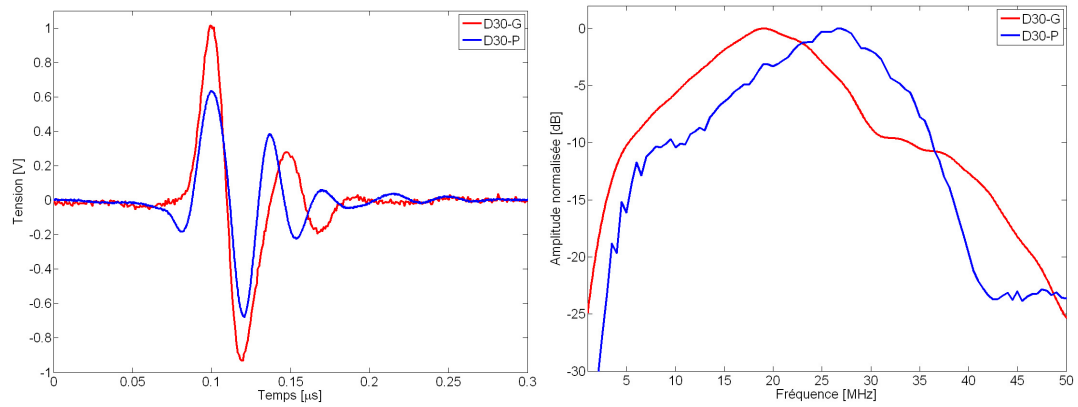


FIG. 4.12 – Réponses électroacoustiques des transducteurs D30-G et D30-P mesurées à la distance focale de 9 mm (à gauche), excités par le générateur fabriqué au laboratoire, et spectres correspondants (à droite).

#### 4.3.4 Influence du générateur

Les résultats précédents ont été obtenus à partir d'un signal d'excitation délivré par un générateur HF fabriqué au laboratoire. Pour étudier l'influence du générateur (durée de l'impulsion d'excitation) sur les performances des transducteurs, un générateur Avtech (Avtech Electrosystems AVG-3B-C-PN) a également été utilisé. Comme illustré

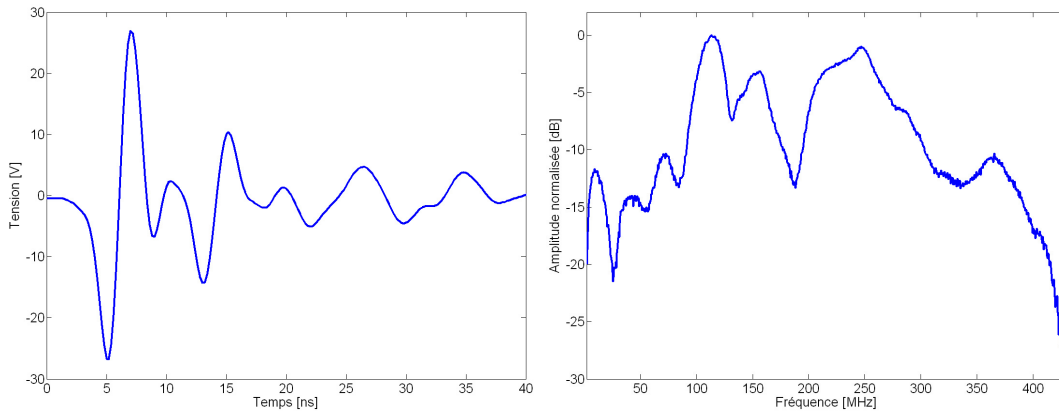


FIG. 4.13 – Visualisation du signal d’excitation fourni par le générateur Avtech aux bornes du transducteur D30-P (à gauche), et de son spectre (à droite).

sur la figure 4.13, il permet d’obtenir un signal d’excitation HF très large bande, avec des oscillations brèves de 2 ns, contre 10 ns pour le générateur du laboratoire. Toutefois, les caractéristiques de l’impulsion sont rapidement dégradées dès que l’on sort du cadre optimal d’une charge adaptée à 50  $\Omega$ , comme on peut le voir sur la mesure de la figure 4.13 obtenue aux bornes du transducteur D30-P décrit au paragraphe précédent. Les réponses électroacoustiques de ce transducteur sont présentées sur la figure 4.14. On observe une fréquence de résonance de 30,4 MHz et une bande passante à -6 dB de 80,6%, alors qu’elles étaient respectivement de 26,7 MHz et 74,8% lorsque la structure était excitée par le générateur du laboratoire. Il est donc possible d’augmenter à nouveau la fréquence de résonance des transducteurs, mais également leur bande passante, en utilisant un signal d’excitation dont la bande passante est très large. En contrepartie, l’amplitude de leur réponse est alors plus faible comme on peut le constater sur la figure 4.14, d’où une perte de sensibilité du transducteur.

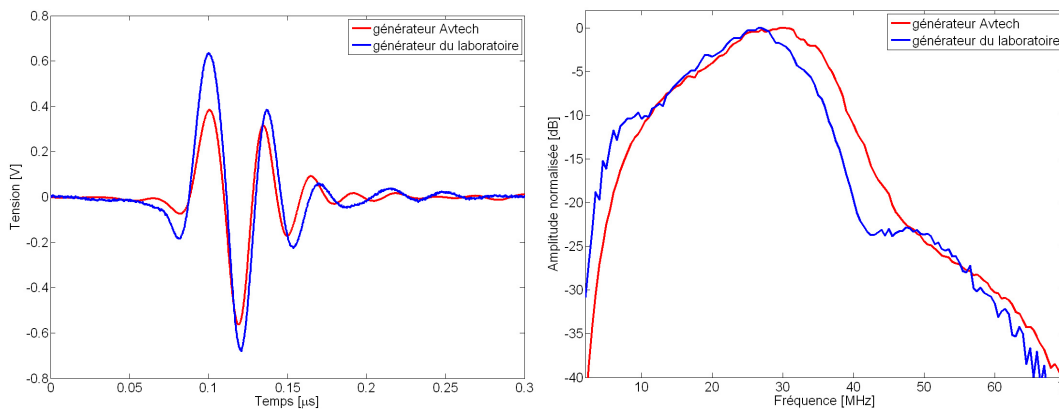


FIG. 4.14 – Réponses électroacoustiques du transducteur D30-P mesurées à la distance focale (gauche), excité par le générateur du laboratoire ou un générateur Avtech, et spectres correspondants (droite).

Parmi les réponses impulsionnelles des échantillons du groupe A, il est également possible d'obtenir des fréquences de résonance élevées, ainsi que des bandes passantes larges, à l'aide du générateur Avtech. Le transducteur A15-P présente ainsi une fréquence centrale de 42 MHz et une bande passante à -6 dB supérieure à 80% (figure 4.15). En revanche, sa sensibilité est trop faible pour l'utiliser en imagerie médicale.

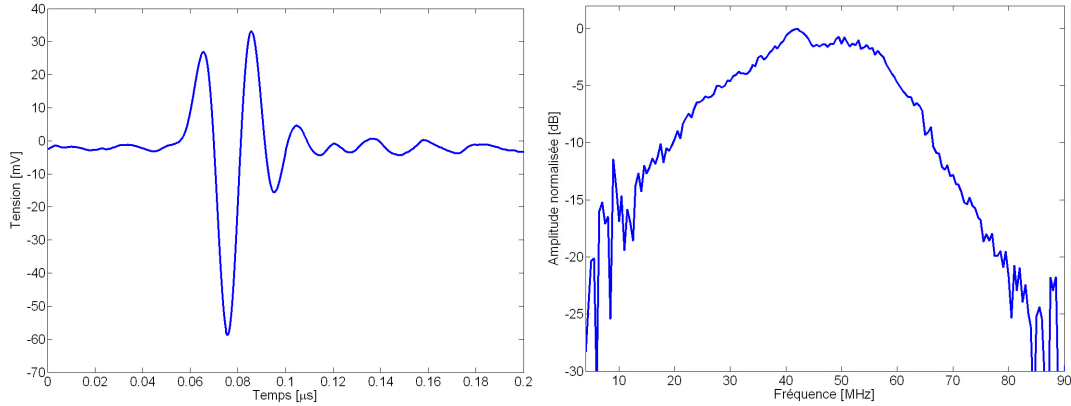


FIG. 4.15 – Réponse électroacoustique du transducteur A15-G mesurée à la distance focale (gauche), excité par le générateur Avtech, et spectre correspondant (droite).

Pour conclure, cette étude a permis d'évaluer l'influence de certains paramètres sur les performances des transducteurs fabriqués par tamponnage. Nous avons ainsi pu observer que la diminution de l'épaisseur de l'électrode arrière d'or permet d'augmenter la fréquence de résonance et la bande passante des transducteurs. Cependant, la sensibilité devient souvent trop faible pour permettre leur utilisation en imagerie. Pour les structures les plus fines, il est en général difficile d'obtenir des réponses à très hautes fréquences, la limite actuelle étant autour de 35 MHz. Comme nous avons pu le constater, les structures HF sont très sensibles à l'adaptation électrique et au choix de l'excitation. Des fréquences de résonance plus élevées ont pu être obtenues en utilisant le générateur Avtech, mais la sensibilité du transducteur est alors légèrement diminuée. Des transducteurs fabriqués par tamponnage ont permis l'acquisition d'images de bonne qualité, comme nous le verrons à la fin de ce chapitre. Mais avant cela, nous allons comparer les solutions de notre modèle FD-PSTD aux résultats expérimentaux.

## 4.4 Simulation d'un transducteur incurvé

### 4.4.1 Caractéristiques des éléments constitutifs

L'algorithme FD-PSTD est utilisé pour modéliser un transducteur incurvé fabriqué par tamponnage [2]. L'électrode arrière d'or est imprimée sur un substrat de PZT po-

reux (figure 4.4), dont la surface est incurvée selon un rayon de courbure de 9 mm. La couche active de PZT est ensuite déposée sur l'électrode d'or, puis elle est recouverte par l'électrode supérieure d'argent. La structure du transducteur, ainsi qu'une coupe transversale d'une structure similaire, sont présentées sur la figure 4.16. A partir de cette vue en coupe (MEB), des porosités respectives de 15% et 25% ont été mesurées pour le film de PZT et le substrat, ce qui permet d'en déduire la densité de ces matériaux, ainsi que la vitesse théorique des ondes acoustiques qui s'y propagent, et enfin leur impédance acoustique [3, 4]. Les épaisseurs de chacune des couches ont également été déduites. Les caractéristiques des différents composants, résumées dans le tableau 4.2, ont été prises en compte dans les simulations FD-PSTD.

TAB. 4.2 – Caractéristiques géométriques et acoustiques des composants du transducteur incurvé.

| Composant              | Matériau   | Epaisseur<br>( $\mu m$ ) | Masse volumique<br>( $kg/m^3$ ) | $v_l$<br>( $m/s$ ) | $Z$<br>(MRa) |
|------------------------|------------|--------------------------|---------------------------------|--------------------|--------------|
| Electrode supérieure   | Argent     | 4                        | 10500                           | 3600               | 37,8         |
| Couche piézoélectrique | PZT        | 15                       | 6600                            | 3250               | 21,5         |
| Electrode inférieure   | Or         | 5                        | 19700                           | 3240               | 63,8         |
| Substrat               | PZT poreux | 10000                    | 5800                            | 2700               | 15,7         |

$v_l$  : vitesse longitudinale ;  $Z$  : impédance acoustique.

Une fois les contacts électriques réalisés, la structure est introduite dans un boîtier métallique de protection pour fabriquer le transducteur final (figure 4.17). L'ouverture (diamètre) du transducteur est de 3,3 mm. A partir de ces données et d'une mesure de l'impédance électrique de la structure, des courbes d'impédance théoriques sont ajustées (figure 4.18) aux résultats expérimentaux en utilisant un schéma équivalent KLM (Chapitre I)), ce qui permet d'en déduire un certain nombre de paramètres électromécaniques (voir tableau 4.3). Toutefois, comme nous l'avons vu au Chapitre

TAB. 4.3 – Propriétés électromécaniques du film épais de PZT.

| Diamètre<br>( $mm$ ) | Epaisseur<br>( $\mu m$ ) | $v_l$ ( $m/s$ ) | $f_S$ (MHz) | $\epsilon_{33}^S/\epsilon_0$ | $k_t$ (%) | $\delta_m$ (%) | $Z$ (MRa) |
|----------------------|--------------------------|-----------------|-------------|------------------------------|-----------|----------------|-----------|
| 3,3                  | 15                       | 3250            | 53          | 320                          | 47        | 16             | 21,5      |

$v_l$  : vitesse longitudinale ;  $f_S$  : fréquence de résonance de la structure ;  $\epsilon_{33}^S/\epsilon_0$  : constante diélectrique à déformation constante ;  $k_t$  : coefficient de couplage électromécanique du mode épaisseur ;  $\delta_m$  : pertes mécaniques ;  $Z$  : impédance acoustique ;

III, ces résultats sont limités au mode épaisseur de la structure. Les autres coefficients

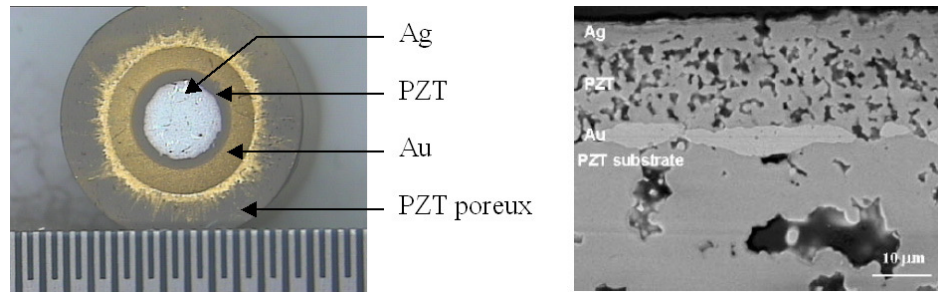


FIG. 4.16 – Photographie du transducteur réalisé (à gauche) et vue au MEB d'une coupe transversale d'une structure identique (à droite).

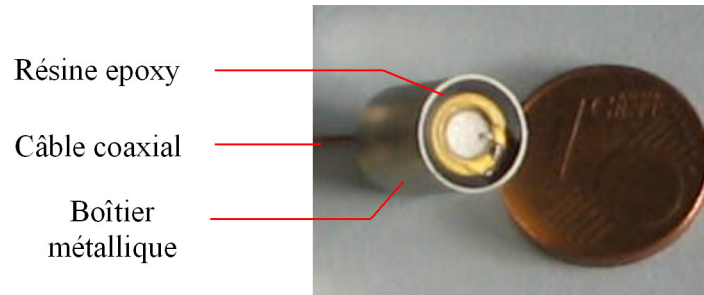


FIG. 4.17 – Photographie du transducteur final.

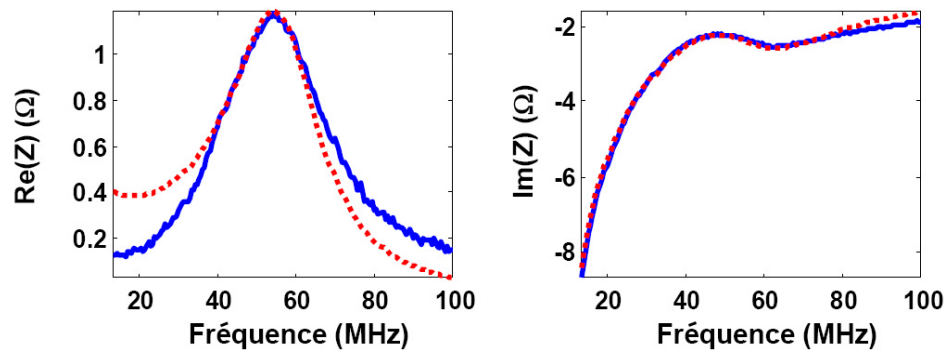


FIG. 4.18 – Courbes d'impédance électrique expérimentales (traits bleus) et théoriques (KLM, traits rouges pointillés) du transducteur incurvé [2].

des tenseurs caractéristiques du film épais, détaillés dans le tableau 4.4, sont alors obtenus à partir des valeurs du matériau PZT fournies par le fabricant Ferroperm Piezoceramics [5], qui sont adaptées en fonction des valeurs du modèle KLM (tableau 4.3) pour faire correspondre les caractéristiques du mode épaisseur, tout en conservant le rapport de proportionnalité entre les différents coefficients (voir Chapitre III).

TAB. 4.4 – Caractéristiques électroacoustiques du film épais de PZT : densité  $\rho$  ( $kg/m^3$ ), coefficients élastiques à champ électrique constant  $c_{ij}^E$  ( $GPa$ ), permittivité diélectrique relative  $\epsilon_{ij}/\epsilon_0$  et coefficients piézoélectriques  $e_{ij}$  ( $C/m^2$ ).

| $\rho$ | $c_{11}^E$ | $c_{12}^E$ | $c_{13}^E$ | $c_{33}^E$  | $c_{44}^E$ | $\epsilon_{11}^S/\epsilon_0$ | $\epsilon_{33}^S/\epsilon_0$ | $e_{15}$ | $e_{31}$ | $e_{33}$   |
|--------|------------|------------|------------|-------------|------------|------------------------------|------------------------------|----------|----------|------------|
| 6600   | 74         | 48,5       | 44         | <b>54,2</b> | 13,3       | 378                          | <b>320</b>                   | 4,42     | -1,26    | <b>6,6</b> |

#### 4.4.2 Réponse électroacoustique

Avec une focalisation géométrique de 9 mm et une ouverture de 3,3 mm, le transducteur présente un  $f_{\#} = 2,7$  (Chapitre I). La figure 4.19 représente la réponse impulsionnelle de la structure excitée par le générateur Avtech, mesurée à la distance focale (9 mm). La fréquence centrale est d'environ 25 MHz, ce qui est inférieur à la fréquence théorique du mode épaisseur (observée sur la mesure de l'impédance électrique). On

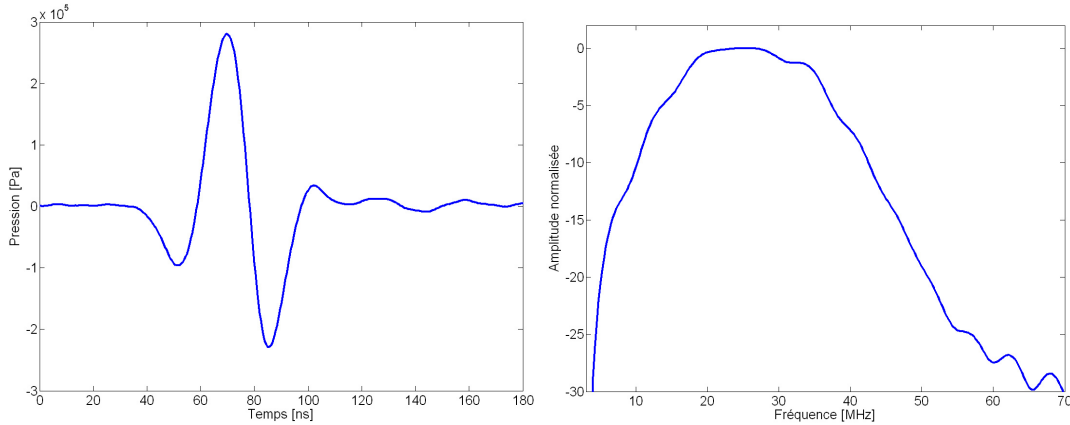


FIG. 4.19 – Réponse électroacoustique expérimentale du transducteur incurvé (gauche), mesurée à la distance focale, et réponse en fréquence correspondante (droite).

retrouve ainsi un résultat observé et expliqué au paragraphe précédent (du fait de la faible valeur de son impédance électrique à la fréquence d'antirésonance, la structure est désadaptée et présente une fréquence centrale inférieure à la théorie). Pour pouvoir modéliser le comportement électroacoustique du transducteur, nous avons donc choisi d'augmenter artificiellement, dans nos simulations, l'épaisseur de la couche active de PZT à  $62,5 \mu m$ , de façon à diminuer la fréquence de résonance de la structure pour

qu'elle corresponde à celle de la mesure (la fréquence théorique du mode épaisseur est alors d'environ 26 MHz). L'épaisseur des électrodes étant ainsi faible par rapport à la longueur d'onde, elle est négligée. Cette configuration du transducteur est simulée avec l'algorithme FD-PSTD, en utilisant comme signal d'excitation une période de sinusoïde à 25 MHz d'une amplitude crête-à-crête de 3V (mesurée aux bornes du transducteur à l'aide d'une sonde haute impédance). La réponse électroacoustique, calculée à la distance focale, est présentée sur la figure 4.20 et comparée aux résultats expérimentaux. Les réponses obtenues sont similaires en termes d'amplitude maximale. Les oscillations mesurées sont toutefois légèrement différentes de la théorie du fait que le signal d'excitation réel est un peu plus complexe qu'une période de sinusoïde à 25 MHz (dégradation du signal due à la charge, déformation lors de la propagation dans les câbles). La bande passante à -3 dB calculée (55%) est plus faible que la valeur de la mesure (75%), ce qui traduit en particulier la limite de la configuration utilisée (adaptation uniquement en fréquence par modification de l'épaisseur, et électrodes non prises en compte). On calcule ainsi une résolution axiale d'environ  $50\ \mu m$ , tandis que la valeur obtenue à partir de la mesure est de  $40\ \mu m$ .

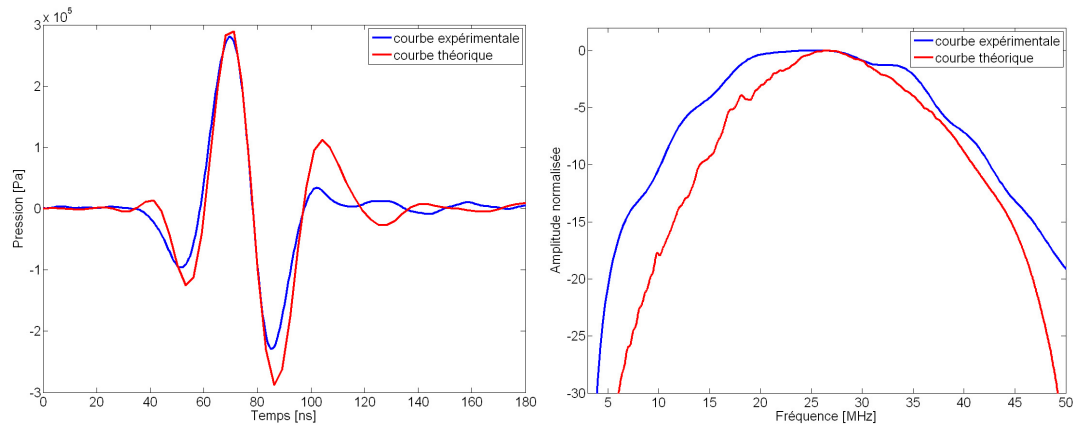


FIG. 4.20 – Comparaison des courbes expérimentale et théorique de la réponse électroacoustique du transducteur incurvé mesurée à la distance focale (à gauche), et de leurs spectres (à droite).

Cette difficulté de modélisation se retrouve au niveau du calcul des déplacements de la surface du transducteur (figure 4.21), auquel s'ajoute le bruit de la mesure au laser (Bossa-Nova, Tempo Laser Ultrasonic Receiver TEMPO-200- $5\mu m$  [6]). On peut toutefois observer que la fréquence centrale fournie par l'algorithme des oscillations de la surface du transducteur est proche de celle mesurée.

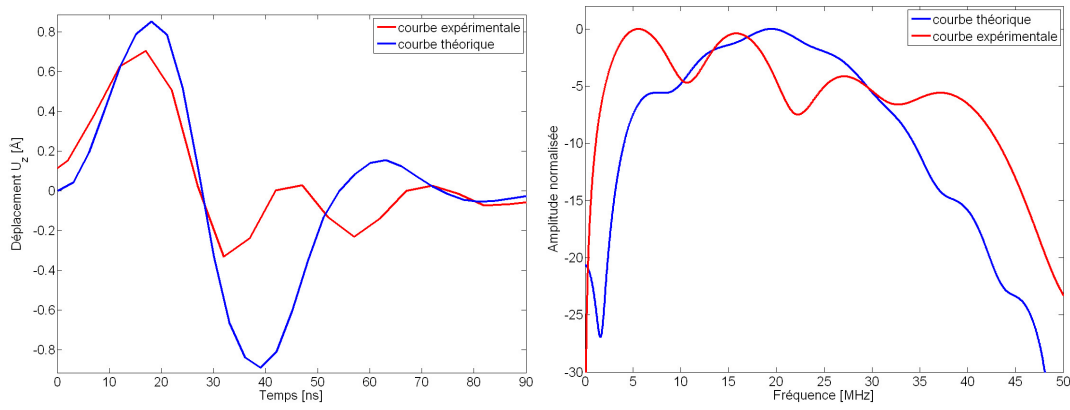


FIG. 4.21 – Comparaison des courbes expérimentale et théorique de la réponse impulsionnelle du transducteur incurvé (gauche), mesurée à la distance focale, et de leurs spectres (droite).

#### 4.4.3 Champ de pression rayonné dans l'eau

Le transducteur est à présent modélisé avec une excitation sinusoïdale continue à 25 MHz. Cela permet de dresser une cartographie des maxima de pression obtenus dans l'axe du transducteur, et d'en déduire sa distance focale, sa profondeur de champ ainsi que sa résolution latérale (dans le plan perpendiculaire situé à la distance focale). La figure 4.22 présente l'évolution de la pression dans l'axe du transducteur. Les valeurs expérimentales correspondent aux amplitudes maximales de la réponse impulsionnelle mesurées à l'aide de l'hydrophone (Precision Acoustics HPM04/1 [7]). La distance focale est de 8,6 mm, avec une profondeur de champ simulée d'environ 3,5 mm (3,8 mm dans le cas expérimental), ce qui est en accord avec la théorie [8].

Pour obtenir la résolution latérale de la sonde, nous avons effectué une série de mesures à l'aide de l'hydrophone, le long de l'axe transversal, à la distance focale du transducteur (figure 4.23). La valeur obtenue expérimentalement ( $230 \mu\text{m}$ ) est très proche de celle calculée à l'aide de l'algorithme ( $200 \mu\text{m}$ ), et correspond à la théorie [8]. La résolution latérale mesurée est légèrement supérieure car l'hydrophone, d'un diamètre de  $40 \mu\text{m}$ , applique un effet de moyennage de la pression exercée sur l'ensemble de sa surface.

Nous pouvons conclure de ces résultats que le tamponnage est une méthode qui permet d'obtenir des transducteurs ayant de bonnes propriétés électroacoustiques. Il reste toutefois difficile d'exciter ces structures à hautes fréquences, et si l'algorithme FD-PSTD dans sa forme axisymétrique permet bien de simuler leurs performances, des adaptations sont nécessaires pour prendre en compte l'écart entre les fréquences de résonance réelle et théorique. La difficulté rencontrée pour adapter électriquement le transducteur à hautes fréquences a pour conséquences à la fois une approximation des



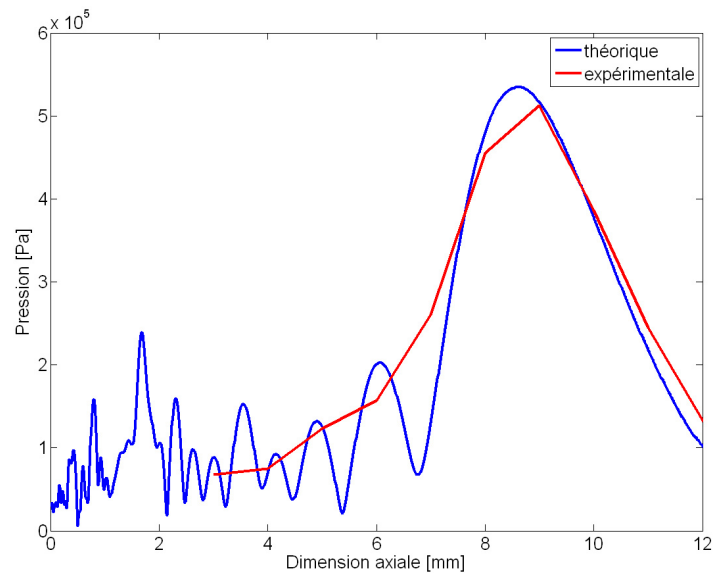


FIG. 4.22 – Comparaison des maxima de pression dans l'axe du transducteur calculés par la méthode FD-PSTD et mesurés à l'aide de l'hydrophone.

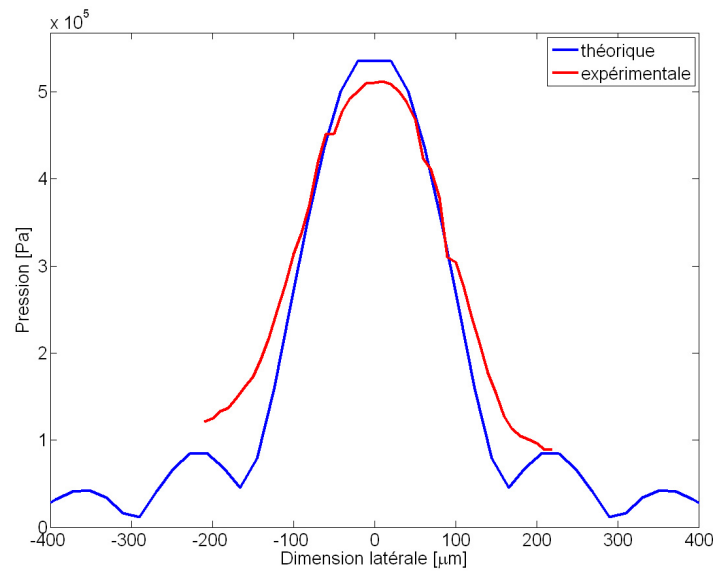


FIG. 4.23 – Comparaison des maxima de pression à la distance focale, dans la direction perpendiculaire à l'axe central du transducteur, calculés par la méthode FD-PSTD et mesurés à l'aide de l'hydrophone.

propriétés électromécaniques du transducteur (déduites des mesures électriques par la méthode KLM), ainsi qu'une dégradation des mesures acoustiques, d'où les sensibles écarts observés entre la théorie et les résultats expérimentaux. Comme nous allons le voir au paragraphe suivant, des images de la peau ont toutefois pu être obtenues à l'aide du transducteur fabriqué.

## 4.5 Images obtenues

Le transducteur fabriqué est intégré dans un système d'imagerie temps réel. L'écho-graphe haute résolution présenté sur la figure 4.24 a été développé au laboratoire sur la base de nombreux travaux [9, 10, 11] pour améliorer le diagnostic des tissus superficiels (peau) lors des examens cliniques. La sonde permet le déplacement mécanique du transducteur dans la zone d'étude, les échos reçus permettant de reconstruire l'image du milieu cible. La vitesse de balayage et de traitement des données permet d'atteindre une fréquence de rafraîchissement de 10 images par seconde. Pour minimiser les variations d'impédance acoustique, le transducteur est immergé dans de l'eau qui remplit la cavité étanche de la sonde, fermée par une membrane protectrice. Un gel est également appliqué sur la surface externe de cette membrane pour améliorer le contact avec les tissus sondés. Enfin, la hauteur du transducteur peut être ajustée en fonction de sa distance focale de manière à obtenir la meilleure sensibilité possible dans la zone d'étude.

Ce dispositif a été utilisé pour faire l'acquisition d'images de la peau d'un avant-bras humain (figure 4.25). Des coupes longitudinales et transversales peuvent être observées, issues du balayage du transducteur sur 6 mm suivant chacune des directions. La haute résolution axiale du transducteur permet d'observer clairement les différentes couches de la peau, tandis que sa forte sensibilité autorise une profondeur de pénétration de plusieurs millimètres (profondeur sur les images : 5 mm). De plus, aucune lame d'adaptation n'a été ajoutée sur le film épais du transducteur, ce qui pourrait encore améliorer ses performances en termes de sensibilité et de bande passante.

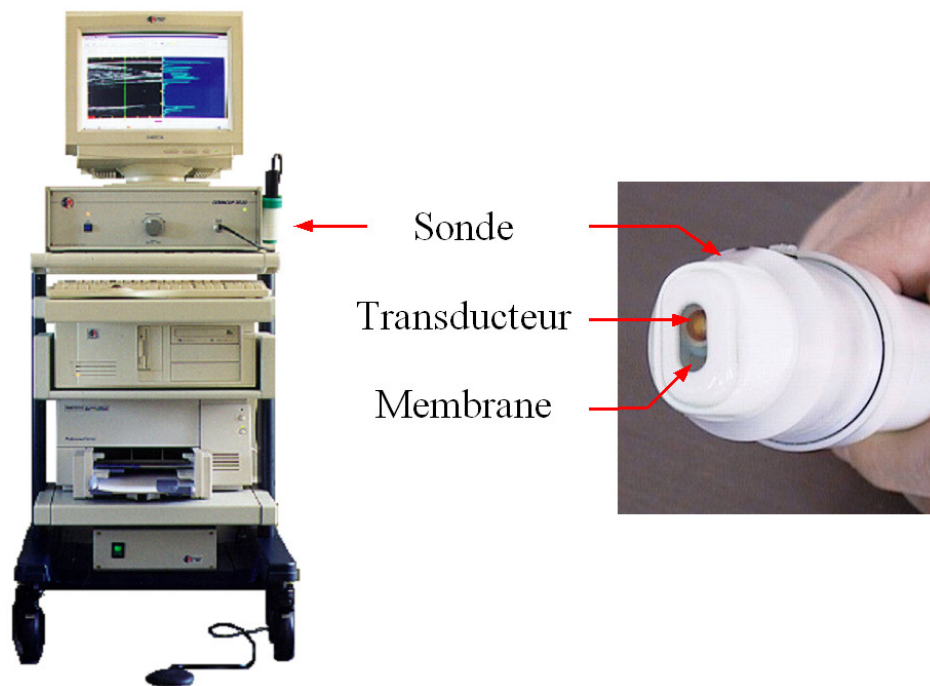


FIG. 4.24 – Echographe haute résolution développé au laboratoire (à gauche), et détail de la sonde prête à l'utilisation (à droite).

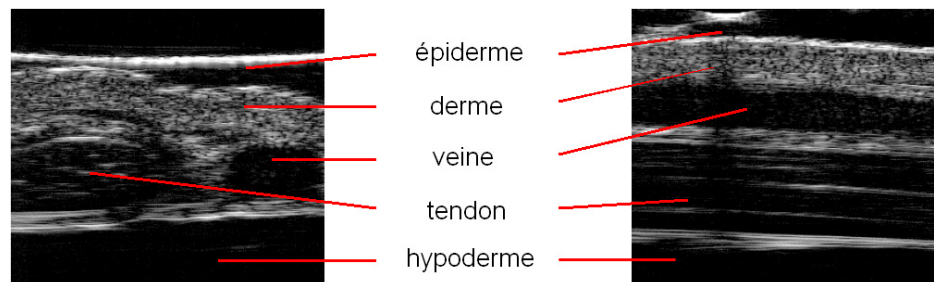


FIG. 4.25 – Images haute résolution *in vivo* présentant une coupe longitudinale (à gauche) et une coupe transversale (à droite) de la peau d'un avant-bras humain (dimensions :  $5 \times 6 \text{ mm}^2$ ) [2]

## 4.6 Conclusion

Une nouvelle méthode de fabrication par tamponnage a été utilisée au cours de ce travail de thèse pour mettre au point des transducteurs mono-éléments incurvés. Les principaux avantages de cette méthode sont sa simplicité et sa rapidité, tous les composants du transducteur pouvant être imprimés avec la même machine, suivant la même procédure et dans des temps très courts. Elle permet également un contrôle précis de l'épaisseur de chaque élément, et nous avons pu étudier en détails l'influence de l'épaisseur du film épais et des électrodes sur les performances du transducteur. Plusieurs transducteurs ont été fabriqués à l'aide de cette méthode et certains ont permis l'acquisition d'images HF de bonne qualité. Nous avons pu modéliser le fonctionnement de ces différents transducteurs avec l'algorithme FD-PSTD, qui s'est avéré efficace pour calculer la réponse électroacoustique et le champ de pression rayonné par ces structures. Cependant, du fait de la désadaptation électrique des transducteurs avec le système, il est difficile d'obtenir des réponses électroacoustiques conformes à la théorie à hautes fréquences (correspondance des fréquences de résonance). Des approximations sont alors nécessaires pour modéliser correctement ces réponses avec l'algorithme hybride. Ce dernier nous a permis de simuler des structures axisymétriques variées, composées de plusieurs couches déposées sur un substrat plan ou incurvé, mais dont la couche active est toujours faite d'un seul élément. Nous allons donc présenter au chapitre suivant une nouvelle adaptation de l'algorithme pour permettre la modélisation de structures axisymétriques plus complexes : les réseaux annulaires.

## Bibliographie

- [1] P. Maréchal, F. Levassort, L.P. Tran-Huu-Hue, J. Holc, M. Kosec, and M. Lethiecq. Optimization of an integrated structure including a screen-printed piezoelectric thick film for high frequency transducers. *IEEE Ultras. Symp.*, pages 260–263, 2006.
- [2] F. Levassort, E. Filoux, M. Lethiecq, R. Lou-Moller, E. Ringgaard, and A. Nowicki. Curved piezoelectric thick films for high resolution medical imaging. *IEEE Ultras. Symp.*, pages 2361–2364, 2006.
- [3] J.G. Berryman. Longwavelength propagation in composite elastic media I. Spherical inclusions. *J. Acoust. Soc. Am.*, 68(6) :1809–1819, 1980.
- [4] J.G. Berryman. Longwavelength propagation in composite elastic media I. Elliptical inclusions. *J. Acoust. Soc. Am.*, 68(6) :1820–1831, 1980.
- [5] Url : <http://www.ferroperm-piezo.com/>.
- [6] Url : <http://www.bossanovatech.com>.
- [7] Url : <http://www.acoustics.co.uk/products/hpm04-1>.
- [8] F.S. Foster, C.J. Pavlin, K.A. Harasiewicz, D.A. Christopher, and D.H. Turnbull. Advances in ultrasound biomicroscopy. *Ultras. Med. & Biol.*, 26(1) :1–27, 2000.
- [9] M. Berson, J.M. Grégoire, F. Gens, J. Rateau, F. Jamet, L. Vaillant, F. Tranquart, and L. Pourcelot. High frequency (20 MHz) ultrasonic devices : advantages and applications. *European Journal of Ultrasound*, 10 :53–63, 1999.
- [10] J.M. Grégoire, S. Serrière, G. Georgesco, F. Jamet, A. Bleuzen, F. Ossant, F. Levassort, F. Tranquart, and F. Patat. Techniques et applications de l'échographie haute résolution non invasive. *J. Radiol.*, 87(12) :1920–1936, 2006.
- [11] Y. Mofid, F. Ossant, C. Imberdis, G. Josse, and F. Patat. High frequency elastography for in-vivo study of the mechanical behaviour of skin. *IEEE Trans. Ultras. Ferro. Freq. Cont.*, 53(5) :925–936, 2006.



# Chapitre 5

## Réseaux annulaires haute-fréquence

### 5.1 Introduction

Avec la configuration de l'algorithme FD-PSTD présentée au chapitre précédent, il est possible de modéliser toutes les structures cylindriques des transducteurs mono-éléments conventionnels. Les réseaux annulaires présentent une structure très similaire aux sondes mono-éléments du fait de leur géométrie axisymétrique, mais leur couche active est plus complexe. Pour être capable de les simuler, l'algorithme est donc à nouveau adapté de manière à prendre en compte les séparations mécaniques et/ou électriques des différents éléments, ainsi que les conditions d'excitation électrique de chacun d'entre eux. Le détail des modifications apportées ne sera pas présenté, mais celles-ci consistent principalement en une définition plus complexe du vecteur des potentiels électriques inconnus (multiplication des électrodes suivant la dimension latérale), ainsi que de la matrice des coefficients permettant de le calculer. Le calcul en différences-finies des potentiels électriques est ainsi adapté à la géométrie et aux conditions d'excitation des différents éléments, mais la méthode pseudospectrale de calcul de la propagation acoustique reste sensiblement identique.

L'algorithme est développé de façon à laisser le plus large choix possible dans la configuration du réseau annulaire simulé. Il est par exemple possible de définir un nombre arbitraire d'anneaux pour le réseau annulaire, séparés ou non par un milieu isolant quelconque, de définir la largeur des électrodes et leur espacement, de choisir le type de surface du substrat (plane ou incurvée), etc... La seule restriction relative à la configuration des éléments est l'unicité de la valeur de leur surface (réseau de Fresnel). Cette restriction est peu contraignante car la plupart des réseaux annulaires sont conçus d'après cette règle, et elle permet de faciliter la définition du réseau.

Dans le cadre de notre étude, l'algorithme FD-PSTD a été utilisé pour simuler le fonctionnement de différents réseaux annulaires fabriqués pendant un séjour de deux

mois au département de nanotechnologie de l'université de Cranfield (Royaume-Uni). Leur fabrication sera détaillée dans ce chapitre, ainsi que les simulations effectuées pour mieux caractériser l'influence de certains paramètres des réseaux sur leurs performances finales.

## 5.2 Fabrication des réseaux annulaires

La fabrication des réseaux annulaires est un processus long, de la synthèse du matériau piézoélectrique à sa polarisation. Les travaux de Dorey et Dauchy [1, 2] ont permis de mettre au point une procédure ayant donné de bons résultats, et de l'affiner pour optimiser les propriétés des matériaux. Dans le cadre de notre étude, nous avons repris les configurations établies au cours de ces travaux, en suivant pas à pas la procédure mise au point. Nous allons détailler dans la suite de ce chapitre les différentes étapes de fabrication qui ont abouti à l'obtention de nos échantillons aux configurations prédéfinies.

### 5.2.1 Synthèse du PZT

La première étape de fabrication est la synthèse du matériau piézoélectrique. Une technique sol-gel composite [1, 2], dans laquelle de la poudre de PZT est mélangée à une solution (sol) obtenue par un long processus détaillé sur la figure 5.1, est utilisée. De nombreux travaux ont été effectués pour améliorer les techniques de dépôt et les propriétés des films épais obtenus par voie sol-gel composite. L'Université de Cranfield [3] est à l'origine de ce procédé, et d'autres laboratoires comme entre autres le laboratoire sol-gel et simulation du CEA [4, 5, 6] ont permis d'optimiser certaines propriétés.

#### 5.2.1.1 Solution d'acétate de plomb

Cette solution est obtenue en mélangeant, sous une hotte aspirante, 52,5 g d'acétate trihydrate de plomb dans 30 ml d'acide acétique. La dissolution des sels de plomb est complète après 3 h de reflux (évaporation et recondensation du mélange) sous atmosphère de nitrogène. Le mélange est ensuite distillé à une température comprise entre 100 et 104 °C pour extraire un volume d'environ 20 ml d'eau. Cette opération est importante puisque si l'eau n'était pas retirée, elle serait à l'origine de réactions parasites avec les différents composants, ce qui dégraderait les propriétés piézoélectriques du film de PZT.



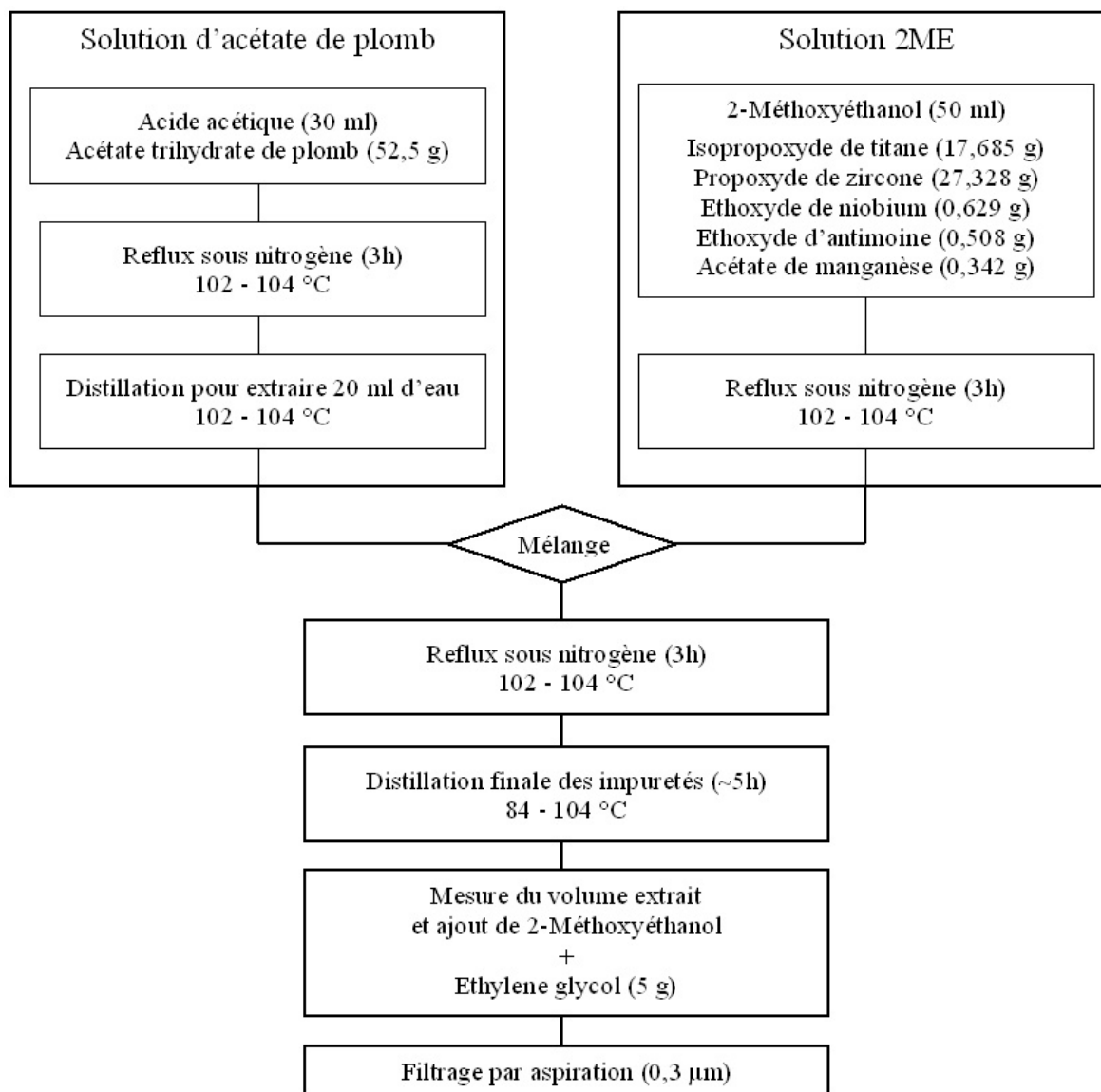


FIG. 5.1 – Schéma du processus de synthèse du sol.

### 5.2.1.2 Solution de 2-Méthoxyéthanol (2ME)

La solution de 2-Méthoxyéthanol est obtenue en mélangeant, sous atmosphère de nitrogène, 17,7 g d'isopropoxyde de titane (IV), 27,5 g de n-propoxyde de zircon (IV), ainsi que des dopants à base de niobium, antimoine et manganèse, dans 50 ml de 2-Méthoxyéthanol. De même, cette solution est laissée 3 h sous reflux de nitrogène pour assurer son homogénéité.

### 5.2.1.3 Mélange des solutions

Les solutions d'acétate de plomb et de 2ME sont mélangées et mises sous reflux de nitrogène pendant 3 h. Le mélange est alors opaque, signe de la présence d'eau, et une seconde distillation est effectuée. Celle-ci peut durer plusieurs heures pendant lesquelles la température doit être constamment maintenue entre 84 et 104 °C, jusqu'à ce que le mélange devienne clair et limpide. Le volume extrait est alors mesuré et une quantité égale de solution 2ME est réintroduite dans le mélange (augmente la concentration du sol). La solution obtenue (sol), dont la formule générale peut s'écrire :

$$Pb_{1,05}[Nb_{0,015}Sb_{0,015}Mn_{0,015}(Ti_{0,481}Zr_{0,472})]O_3, \quad (5.1)$$

est enfin stabilisée par l'ajout de 5 g d'éthyl-glycol puis filtrée par aspiration (0,3  $\mu m$ ).

### 5.2.1.4 Mélange composite de PZT

Le film épais de PZT est fabriqué à partir d'une *pâte piézoélectrique* qui est obtenue en mélangeant le sol précédemment synthétisé avec de la poudre de PZT (Ferroperm Piezoceramics A/S Pz26). Des additifs de frittage d'oxyde de cuivre et de plomb sont également ajoutés, selon des proportions détaillées dans le tableau 5.1. Pour finir, le mélange est introduit dans un flacon contenant 200 g de billes de zircon de faible diamètre (quelques millimètres), et il est brassé pendant 24 h dans un mélangeur jusqu'à ce que la pâte soit homogène.

TAB. 5.1 – Composition du mélange composite de PZT.

| Composant                                      | Quantité           |
|------------------------------------------------|--------------------|
| Sol de PZT                                     | 30 ml              |
| Poudre de PZT (Ferroperm Piezoceramics Pz26)   | 45 g               |
| Dispersant KR 55                               | 0,9 g              |
| Cu <sub>2</sub> O / PbO (additifs de frittage) | 0,3105 g / 1,926 g |

## 5.2.2 Dépôt des électrodes

### 5.2.2.1 Barrière anti-diffusion

Les réseaux annulaires sont fabriqués sur des wafers de silicium d'une épaisseur d'environ  $400\ \mu\text{m}$ , dont chacune des faces est recouverte d'une fine couche d'oxyde de silicium ( $\text{SiO}_2$ ). Pour éviter la diffusion du plomb dans le silicium lors du frittage du film épais, une couche d'oxyde de zircon (ZrO<sub>2</sub>) de 60 nm est préalablement déposée sur le wafer (figure 5.2). Cette barrière anti-diffusion est obtenue par enduction centrifuge du wafer par une solution dont la composition est détaillée dans le tableau 5.2. La fine couche déposée subit tout d'abord une phase de séchage à  $200\ ^\circ\text{C}$ , puis une pyrolyse à  $350\ ^\circ\text{C}$  pendant 30 s, et enfin un frittage à  $800\ ^\circ\text{C}$  pendant 10 minutes.

TAB. 5.2 – Composition de la barrière anti-diffusion de ZrO<sub>2</sub>.

| Composant           | Quantité |
|---------------------|----------|
| Propoxyde de zircon | 4,344 g  |
| Acide acétique      | 3 ml     |
| Anhydride d'éthanol | 47 ml    |

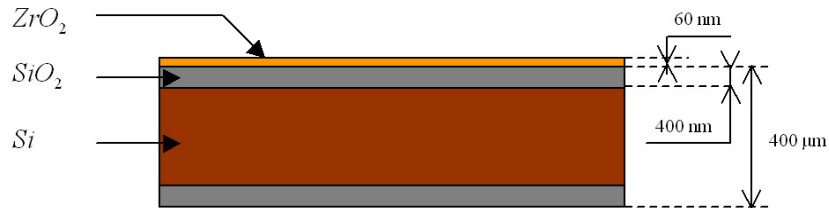


FIG. 5.2 – Schéma de la structure du wafer après l'ajout de la barrière anti-diffusion de ZrO<sub>2</sub> (étape 1).

### 5.2.2.2 Electrode arrière

L'électrode arrière est déposée sur la fine barrière de ZrO<sub>2</sub> par un procédé de photolithographie. Une couche photorésistante (S1818, Chestech UK), qui a la propriété de devenir soluble dans un développeur (MF-319), est tout d'abord étalée (enduction centrifuge) sur le wafer, sur une épaisseur de  $1,8\ \mu\text{m}$ , et séchée à  $115\ ^\circ\text{C}$  pendant 90 s. Elle est ensuite exposée de façon sélective aux rayons UV à l'aide d'un aligneur de masques (Karl Süss MLB21) et du masque des électrodes (qui permet aux rayons UV de n'éclairer que la zone photorésistante correspondant aux électrodes). Après 1 ou 2 minutes de développement dans un bain de révélateur, la forme des électrodes est imprimée sur le wafer. Le masque utilisé dépend de la structure finale du réseau annulaire.

TAB. 5.3 – Dimensions des électrodes des réseaux annulaires.

| Elément    | Réseau à 7 éléments             |                                 | Réseau à 11 éléments            |                                 |
|------------|---------------------------------|---------------------------------|---------------------------------|---------------------------------|
|            | Diamètre interne<br>( $\mu m$ ) | Diamètre externe<br>( $\mu m$ ) | Diamètre interne<br>( $\mu m$ ) | Diamètre externe<br>( $\mu m$ ) |
| 1          | 0                               | 520                             | 0                               | 520                             |
| 2          | 700                             | 872                             | 560                             | 764                             |
| 3          | 1052                            | 1174                            | 804                             | 958                             |
| 4          | 1354                            | 1450                            | 998                             | 1125                            |
| 5          | 1630                            | 1711                            | 1165                            | 1276                            |
| 6          | 1891                            | 1961                            | 1316                            | 1415                            |
| 7          | 2141                            | 2203                            | 1455                            | 1545                            |
| 8          | -                               | -                               | 1585                            | 1668                            |
| 9          | -                               | -                               | 1708                            | 1786                            |
| 10         | -                               | -                               | 1826                            | 1898                            |
| 11         | -                               | -                               | 1938                            | 2007                            |
| Séparation | 90 $\mu m$                      |                                 | 20 $\mu m$                      |                                 |
| Surface    | 0,21 $mm^2$                     |                                 |                                 |                                 |

En effet, deux configurations de réseaux annulaires ont été fabriquées, possédant 7 ou 11 éléments. Les dimensions des électrodes arrières de chaque structure sont détaillées dans le tableau 5.3.

Une fois la couche photorésistante déposée, le wafer est introduit dans un magnétron (Nordiko Limited) pour le dépôt des électrodes arrières de platine. Le principe (simplifié) de cette machine est de créer, dans un vide poussé ( $10^{-7}$  Torr), un flux de particules métalliques qui sont projetées sur une cible (le wafer). Pour aider la fixation du platine, une première couche de 8 nm de titane est déposée. Une seconde couche de 100 nm de platine est ensuite déposée, à un rythme de 1,7 nm/s. Enfin, les zones non exposées aux UV de la couche photorésistante sont dissoutes dans l'acétone, ne laissant sur le wafer que la partie métallique correspondant aux électrodes (figure 5.3). Des marques, sous la forme de croix de petites dimensions (quelques micromètres), sont également imprimées sur le wafer et servent de repères communs à tous les masques pour faciliter leur positionnement. Comme on peut le voir sur la figure 5.4, les électrodes ne sont pas des couronnes entières. Une portion du réseau est en effet ouverte pour permettre le passage des lignes de contact qui sont imprimées en même temps que les électrodes.

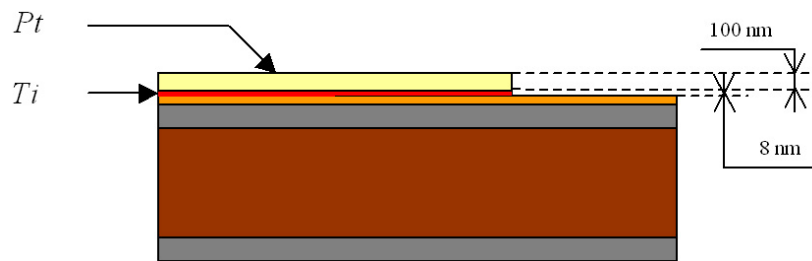


FIG. 5.3 – Schéma des couches métalliques de l'électrode arrière (étape 2).

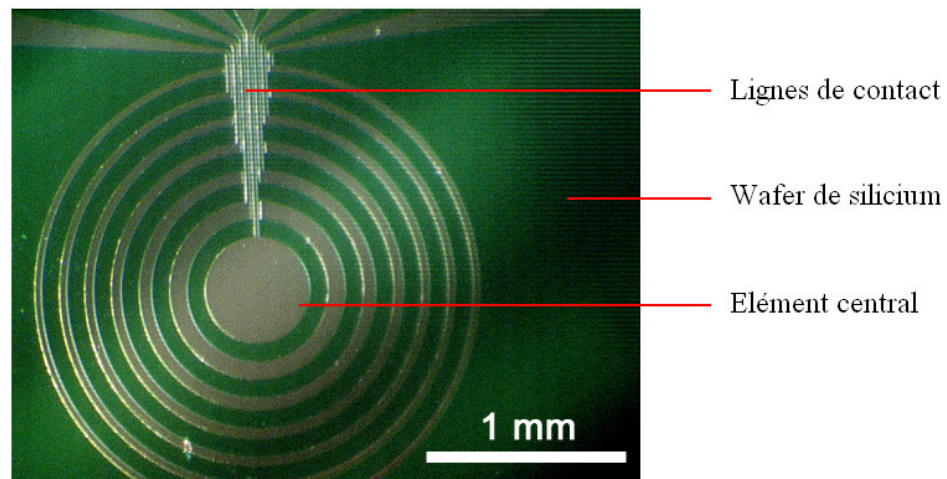


FIG. 5.4 – Vue au microscope optique de l'électrode arrière de platine du réseau à 7 éléments.

### 5.2.2.3 Electrode supérieure

L'électrode supérieure est obtenue par le même procédé de photolithographie, en adaptant le masque utilisé. En effet, la forme de l'électrode supérieure n'est pas forcément identique à celle de l'électrode inférieure, et elle est également différente suivant la configuration du réseau annulaire (7 ou 11 éléments). Comme on peut le voir sur la figure 5.5, lorsque les éléments ne sont pas séparés physiquement (cas de la configuration à 11 éléments), l'électrode supérieure peut n'être qu'une simple couche uniforme de métal recouvrant l'ensemble du réseau. Au contraire, lorsque les éléments sont séparés (cas de la configuration à 7 éléments), chaque couronne du réseau doit être précisément métallisée. C'est pourquoi il est nécessaire d'utiliser un aligneur de masques, qui permet d'assurer le bon alignement de chaque élément de la structure dans le plan du wafer. Dans le cas des réseaux à 7 éléments, séparés physiquement, les anneaux de l'électrode supérieure ont la même largeur que ceux des électrodes arrières, et doivent être précisément superposés.

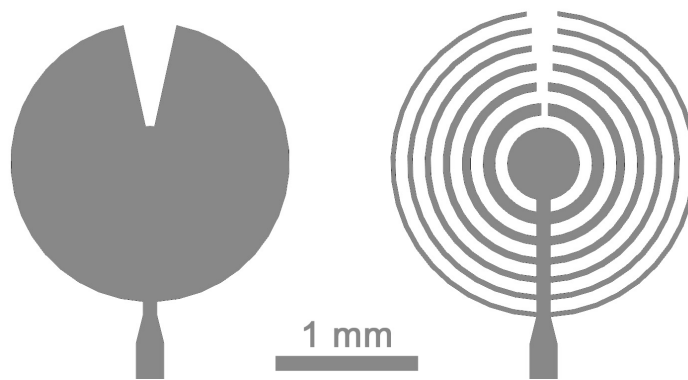


FIG. 5.5 – Masque de l'électrode supérieure du réseau annulaire à 11 éléments (gauche) et à 7 éléments (droite). Les masques sont définis à l'aide du logiciel AutoCAD.

## 5.2.3 Fabrication des éléments du réseau annulaire

### 5.2.3.1 Dépôt de la couche de PZT

Une fois l'électrode arrière imprimée sur le wafer, celui-ci est complètement recouvert d'un film épais de PZT, d'une épaisseur finale de  $30\ \mu m$ . Le film est composé de 6 couches, qui sont déposées par enduction centrifuge du wafer par le mélange composite sol-gel fabriqué précédemment. Chacune des couches est obtenue en effectuant les opérations suivantes :

- dépôt de 2 couches de mélange composite de PZT par enduction centrifuge à 2000 tours par minute (tpm) pendant 30 s ;

- séchage sur une plaque chauffante à 200 °C pendant 60 s et pyrolyse à 450 °C pendant 30 s, après chaque dépôt de PZT ;
- 6 infiltrations du dépôt de PZT par le sol [7], par enduction centrifuge, permettant d'augmenter la densité du film épais ;
- séchage sur une plaque chauffante à 200 °C pendant 60 s et à 450 °C pendant 30 s, après chaque infiltration, pour extraire les solvants organiques.

Le film épais de 30  $\mu m$  est ainsi obtenu après 12 dépôts de mélange composite de PZT et 36 infiltrations (figure 5.6). Ce nombre d'infiltrations (6 par couche) a été optimisé pour maximiser les propriétés électromécaniques des films [1]. C'est un processus relativement long ( $\approx 5$  h) du fait qu'il est important de laisser refroidir lentement le film épais entre chaque dépôt et chaque infiltration pour éviter les cracks et la détérioration du matériau. Ces cracks peuvent apparaître lors du traitement thermique finale qui consiste à placer le wafer dans un four à 710 °C pendant 30 minutes. Cela crée des contraintes dans le matériau de PZT et dans le wafer de silicium qui peuvent déformer la structure et endommager le film épais. C'est pourquoi l'état de surface du film et l'absence de défauts sont vérifiés au microscope avant de découper les éléments du réseau annulaire.

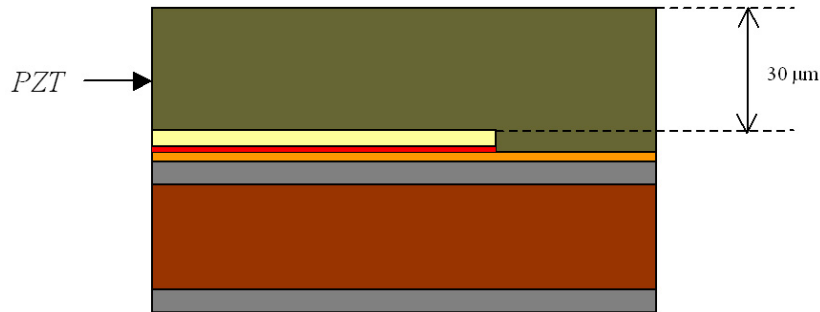


FIG. 5.6 – Schéma du film épais de PZT déposé par enduction centrifuge (étape 3).

### 5.2.3.2 Découpe des éléments du réseau

Dans le cas des réseaux annulaires à 11 éléments, les anneaux ne sont pas séparés physiquement. Ils sont simplement définis par la géométrie des électrodes arrières. Au contraire, les éléments des réseaux à 7 anneaux sont découpés par attaque chimique à l'aide d'une solution d'acide HF/HCl, chauffée à 45 °C, dans laquelle est immergé le wafer. Le film épais est au préalable recouvert d'une couche photorésistante d'environ 15  $\mu m$  (AZ4562), qui est exposée de manière sélective aux rayons UV, pour éviter que les anneaux du réseau ne soient attaqués chimiquement par la solution. Des tests ont été effectués pour déterminer la vitesse de découpe du film épais, qui dépend de nombreux paramètres (densité du film, concentration de la solution, température).

Quelques minutes suffisent en général pour que les zones exposées du film épais de PZT soient dissoutes (figure 5.7), mais la vitesse n'est pas homogène et des résidus de PZT sont souvent observés par endroits entre les différents anneaux. La couche photorésistante est alors retirée dans un bain d'acétone. La structure finale obtenue est ensuite frittée dans un four à 720 °C pendant 3 h.

## 5.2.4 Finalisation

### 5.2.4.1 Retrait du substrat

Le substrat de silicium n'est pas un matériau adéquat pour être utilisé comme *backing* dans un transducteur, en particulier à cause de sa faible atténuation. C'est pourquoi il est en général retiré et remplacé par un milieu arrière dont les caractéristiques permettent d'optimiser les performances du réseau annulaire. Toutefois, pour étudier l'influence de ce substrat, nous avons choisi de le laisser pour certains échantillons. Ce substrat est constitué de deux matériaux,  $\text{SiO}_2$  et Si, qui sont retirés à l'aide de deux méthodes spécifiques. La première couche d'oxyde de silicium, située sur la face opposée du wafer, est tout d'abord recouverte d'une couche photorésistante (S1818). L'oxyde est ensuite supprimé par une opération de *Reactive Ion Etching* (RIE), puis le silicium est creusé sur toute son épaisseur par *Deep Reactive Ion Etching* (DRIE). Cette opération dure environ 140 minutes et consiste à créer une fine couche de passivation à l'aide d'un gaz  $\text{C}_4\text{F}_8$ . Celle-ci est ensuite découpée de façon isotropique par un second gaz  $\text{SF}_6$ , créant ainsi une succession de creux sur toute l'épaisseur du silicium (figure 5.8). Cette opération a été effectuée à la fois avec les configurations à 7 et à 11 éléments.

### 5.2.4.2 Polarisation

Les échantillons sont polarisés à 200 °C en appliquant une tension de 230 V aux bornes des réseaux annulaires pendant 5 minutes. La méthode de fabrication que nous venons de décrire est relativement complexe et les opérations sont assez longues, mais chaque wafer contient 20 échantillons, ce qui permet d'obtenir rapidement de nombreux transducteurs. La figure 5.9 présente une vue au microscope optique des deux types de réseaux annulaires fabriqués, mais nous avons obtenu au final 4 configurations différentes de transducteur :

- réseau annulaire à 7 éléments avec substrat de silicium,
- réseau annulaire à 11 éléments avec substrat de silicium,
- réseau annulaire à 7 éléments sans substrat,
- réseau annulaire à 11 éléments sans substrat.



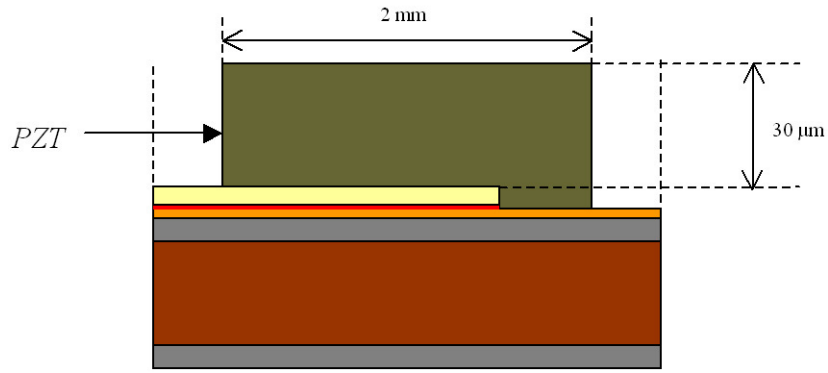


FIG. 5.7 – Schéma du film épais de PZT découpé par attaque chimique (étape 4).

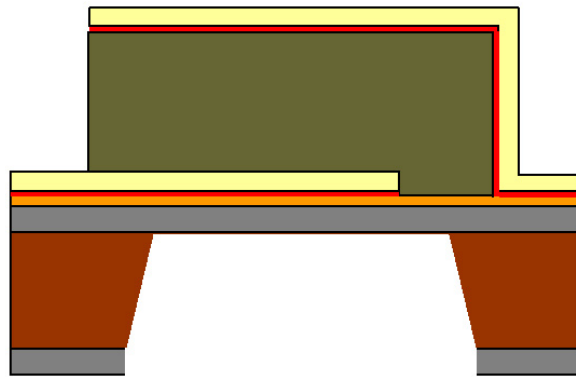


FIG. 5.8 – Schéma du film épais de PZT découpé par attaque chimique (étape 5).

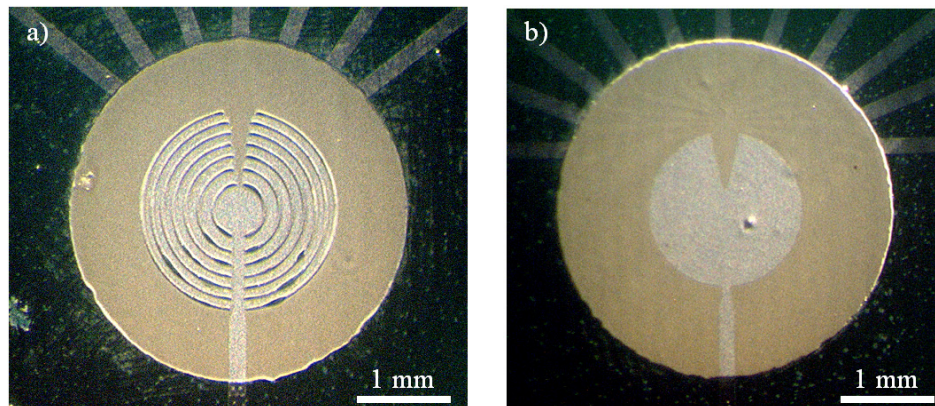


FIG. 5.9 – Vue au microscope optique d'un réseau annulaire à a) 7 éléments et b) 11 éléments. Dans chaque cas la ligne de masse part vers le bas de l'image tandis que les lignes de contact des électrodes arrières sont visibles dans la partie haute de l'image, dépassant derrière la couche de PZT.

Ces différents échantillons ont été caractérisés au laboratoire à Tours.

## 5.3 Caractérisation des réseaux annulaires

### 5.3.1 Mesures d'impédances électriques et caractérisation électromécanique (mode épaisseur)

Des échantillons de chacun de ces 4 groupes ont été choisis pour caractériser, dans chaque cas, les propriétés électromécaniques du film épais de PZT. Celles-ci sont obtenues à partir de la mesure de l'impédance électrique de l'élément central du réseau annulaire, laquelle est utilisée pour ajuster les paramètres du schéma équivalent KLM (voir Chapitre I). Avec un rapport  $D/a \approx 17$  entre son diamètre ( $D$ ) et son épaisseur ( $a$ ), l'élément central est volontairement choisi pour la simulation du fait qu'il vibre principalement suivant un mode épaisseur. Cela permet de simuler son fonctionnement de manière satisfaisante à l'aide du schéma unidimensionnel KLM. Les propriétés acoustiques du silicium utilisées pour la modélisation sont extraites de [6]. Un exemple de résultat est présenté sur la figure 5.10 dans le cas d'un réseau annulaire à 7 éléments, sans substrat de silicium, vibrant dans l'air. Les mesures ont également été effectuées dans l'eau. Les résultats obtenus avec les 4 configurations sont résumés dans le tableau 5.4.

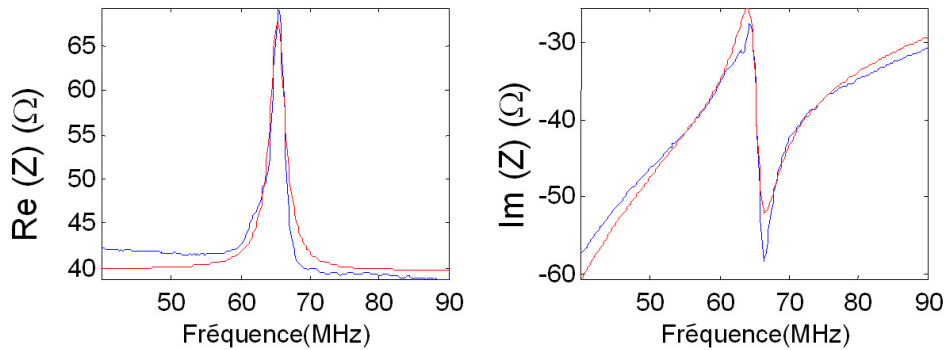


FIG. 5.10 – Courbes d'impédance expérimentale (traits bleus) et théorique (KLM, traits rouges) de l'élément central d'un réseau annulaire à 7 éléments, sans substrat de silicium, mesurées dans l'air autour de la fréquence d'antirésonance.

Le coefficient de couplage électromécanique le plus élevé, proche de 20%, est obtenu avec un réseau annulaire à 7 éléments sans substrat de silicium (configuration de résonateur libre). Pour cette configuration sans substrat, la valeur calculée de la constante diélectrique  $\epsilon_{33,r}^S$ , aux alentours de 1100, est cohérente par rapport à celle de la céramique dense de PZT (Pz26 [8]). Un coefficient de couplage plus faible est mesuré lorsque le substrat n'est pas retiré. Ce résultat différent peut s'interpréter d'une part

TAB. 5.4 – Tableau récapitulatif des propriétés électromécaniques du film épais des réseaux annulaires, déduites par ajustement de l'impédance électrique de l'élément central du modèle KLM.

| Nombre d'éléments | Substrat Si | Milieu | $\epsilon_{33}^S/\epsilon_0$ | $v_l$ (m/s) | $k_t$ (%) | $\delta_m$ (%) |
|-------------------|-------------|--------|------------------------------|-------------|-----------|----------------|
| 11                | non         | air    | 685                          | 4345        | 9,2       | 2              |
|                   |             | eau    | 820                          | 4300        | 9,6       | 2              |
|                   | oui         | air    | 1305                         | 3815        | 15        | 0,5            |
|                   |             | eau    | 1475                         | 3715        | 15        | 0,5            |
| 7                 | non         | air    | 985                          | 4100        | 18,8      | 4,3            |
|                   |             | eau    | 1120                         | 4020        | 17,3      | 4,3            |
|                   | oui         | air    | 1160                         | 3550        | 12        | 7              |
|                   |             | eau    | 1350                         | 3440        | 12        | 7              |

$\epsilon_{33}^S/\epsilon_0$  : permittivité relative;  $v_l$  : vitesse longitudinale;  $k_t$  : coefficient de couplage électromécanique;  $\delta_m$  : pertes mécaniques.

comme une conséquence de la plus faible précision du modèle, du fait des incertitudes sur les propriétés du substrat de silicium. D'autre part, cette différence est également due à l'effet de *clamping* du film épais sur le substrat, qui a pour effet de diminuer ses paramètres piézoélectriques ainsi que son coefficient de couplage [9]. De plus, on observe pour cette configuration à 7 éléments une légère variation de la valeur calculée de la constante diélectrique suivant les cas (avec ou sans substrat, dans l'air ou l'eau), ce qui laisse clairement supposer l'existence de capacités parasites ainsi que d'une résistance élevée au niveau des électrodes, due à la faible taille des connectiques et indissociable de la mesure, qui évoluent suivant les cas pré-cités.

Si ces variations restent faibles dans le cas de la configuration à 7 éléments, elles sont beaucoup plus importantes pour la configuration à 11 éléments. Dans certains cas, la valeur calculée de la constante diélectrique est même irréaliste (1475 pour la configuration sans substrat dans l'eau) puisqu'elle serait supérieure à celle de la céramique dense de Pz26. Les effets capacitifs sont donc plus importants dans le cas des réseaux annulaires à 11 éléments, ce qui peut s'expliquer par le fait que les électrodes sont plus petites et plus rapprochées les unes des autres. Ainsi, la valeur finale du coefficient de couplage est obtenue avec beaucoup moins de précision que dans le cas du réseau à 7 éléments. Lors des mesures de l'impédance électrique, nous avons calibré l'analyseur de spectre (HP4395), et en particulier le court-circuit ( $0 \Omega$ ), de manière à prendre en compte au maximum les effets parasites au sein de la structure, mais pour certaines configurations les résultats ne sont visiblement pas totalement concluants.

### 5.3.2 Calcul de l'impédance des différents anneaux

Les mesures d'impédance électrique utilisées par le modèle KLM ont été effectuées sur l'élément central de chaque réseau annulaire, ce qui permet d'en déduire certaines propriétés du film épais. Cependant, les performances finales de la structure dépendent largement des autres éléments du réseau. Toutes les électrodes ont une surface identique, dans le but que chaque élément du réseau ait la même adaptation électrique. Mais, comme on peut le voir sur la figure 5.11 dans le cas des réseaux annulaires à 7 éléments, la géométrie des éléments a également une influence sur leur comportement électrique. A mesure que l'on s'éloigne du centre du réseau, la largeur des éléments est de plus en plus petite. Des modes transverses apparaissent à différentes fréquences et l'amplitude du pic d'antirésonance peut diminuer. Ces phénomènes ont pour conséquence une dégradation des performances des anneaux de plus grands diamètres, du fait que leur rayonnement lié au mode épaisseur est peu découplé du mode transverse. Lors de la conception d'un réseau annulaire, il est donc important d'optimiser le nombre d'éléments en vérifiant la contribution de chacun aux performances finales de la structure.

Les caractéristiques du film épais sont déduites des résultats précédents du modèle KLM (tableau 5.4), permettant de calculer les paramètres liés au mode épaisseur (en gras dans le tableau 5.5), ainsi que des caractéristiques du PZT données par Ferroperm Piezoceramics S/A [8], à l'aide d'un calcul au *pro rata* précédemment expliqué aux chapitres III et IV. Elles sont détaillées dans le tableau 5.5 et sont utilisées dans l'algorithme FD-PSTD pour simuler les réseaux annulaires et calculer leur impédance électrique. La figure 5.12 présente les courbes obtenues dans l'eau (et non dans l'air comme pour la figure 5.11), et les mêmes observations que dans le cas expérimental peuvent être effectuées.

TAB. 5.5 – Caractéristiques électroacoustiques du film épais de PZT : densité  $\rho$  ( $kg/m^3$ ), coefficients élastiques à champ électrique constant  $c_{ij}^E$  ( $GPa$ ), permittivité diélectrique relative  $\epsilon_{ij}/\epsilon_0$  et coefficients piézoélectriques  $e_{ij}$  ( $C/m^2$ ).

| $\rho$ | $c_{11}^E$ | $c_{12}^E$ | $c_{13}^E$ | $c_{33}^E$ | $c_{44}^E$ | $\epsilon_{11}^S/\epsilon_0$ | $\epsilon_{33}^S/\epsilon_0$ | $e_{15}$ | $e_{31}$ | $e_{33}$   |
|--------|------------|------------|------------|------------|------------|------------------------------|------------------------------|----------|----------|------------|
| 7000   | 150        | 98         | 89         | <b>109</b> | 27         | 1325                         | <b>1120</b>                  | 3,9      | -1,1     | <b>5,8</b> |

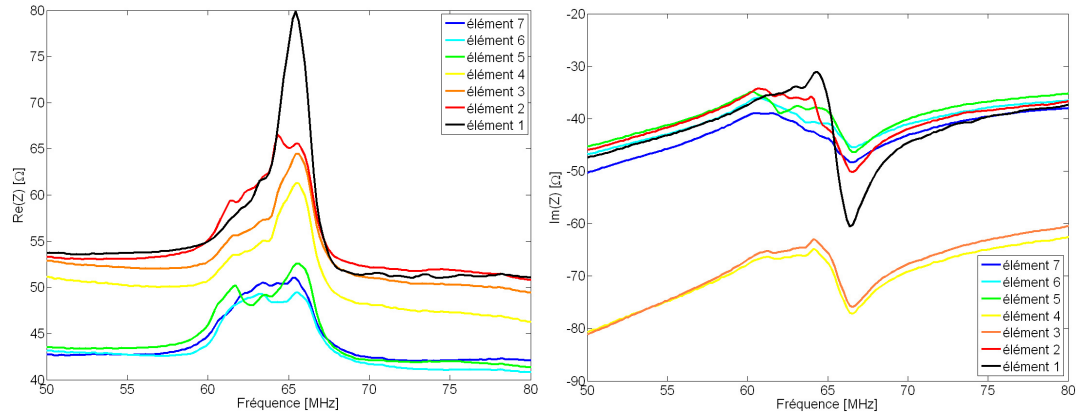


FIG. 5.11 – Courbes d'impédance des anneaux d'un réseau annulaire à 7 éléments, sans *backing* de silicium, mesurées dans l'air autour de la fréquence d'antirésonance à l'aide d'un analyseur de spectre (HP4395).

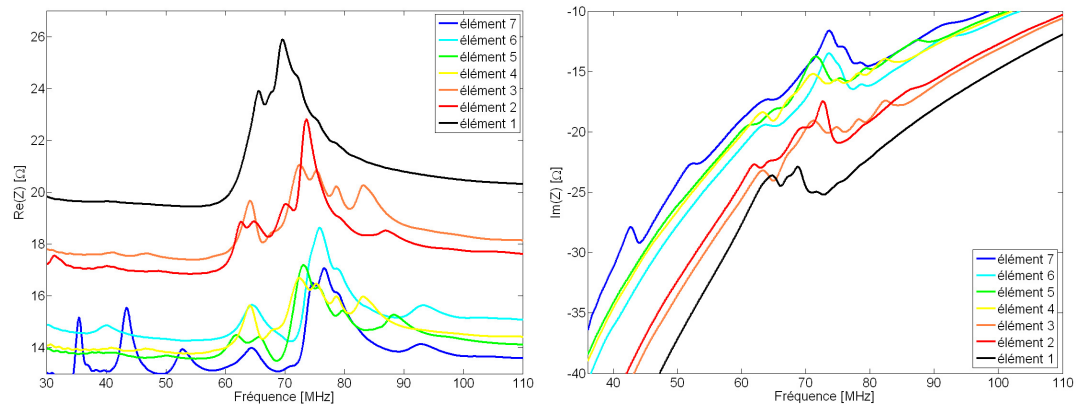


FIG. 5.12 – Courbes d'impédance des anneaux d'un réseau annulaire à 7 éléments, sans *backing* de silicium, calculées dans l'eau autour de la fréquence d'antirésonance pour la méthode FD-PSTD.

## 5.4 Modélisation des réseaux annulaires

### 5.4.1 Contribution des anneaux

Comme nous l'avons vu, l'anneau central vibre principalement suivant son mode épaisseur du fait d'un rapport  $D/a$  suffisamment grand. Ce rapport diminue très rapidement pour les anneaux externes, et leur fonctionnement ne peut plus être assimilé à un mode piston. L'algorithme FD-PSTD a été utilisé pour calculer la réponse du transducteur à une excitation impulsionnelle (une période de sinusoïde à 67 MHz, correspondant à la fréquence de résonance mesurée sur l'impédance électrique). La figure 5.13 représente la réponse électroacoustique de l'élément central (élément 1) d'un réseau à 7 éléments sans substrat de silicium, mesurée dans l'eau (entourant les faces avant et arrière) à environ  $20\ \mu\text{m}$  de sa surface (sur l'axe d'axisymétrie). On distingue clairement une perturbation de la réponse, correspondant aux modes transverses, qui apparaît vers la fin des oscillations principales liées au mode épaisseur. Toutefois, le spectre de la réponse impulsionnelle montre que le mode épaisseur reste prédominant, et que l'élément vibre comme voulu à la fréquence centrale de 67 MHz.

A mesure que l'on s'éloigne de l'élément central, et que le rapport entre la largeur de l'anneau considéré et son épaisseur diminue, ces oscillations parasites perturbent de plus en plus la vibration principale (suivant l'axe de polarisation) de l'élément. On voit sur la figure 5.13 que la réponse impulsionnelle de l'avant-dernier anneau (élément 6) est fortement dégradée, du fait d'un rapport entre la largeur et l'épaisseur proche de 1, et que le maximum d'énergie n'est pas rayonné à la fréquence centrale du mode épaisseur de la structure. Ce résultat s'applique également, *a fortiori*, au dernier anneau. Malgré la contribution de ces éléments externes au champ acoustique rayonné, ils introduisent des perturbations liées aux modes transverses qui dégradent les performances du transducteur.

### 5.4.2 Champ acoustique rayonné

Les champs acoustiques rayonnés par les différentes structures fabriquées ont été simulés à l'aide de la méthode FD-PSTD. L'excitation des éléments (une période de sinusoïde à 67 MHz) est choisie de telle manière que le rapport entre la distance focale et le diamètre externe ( $f_{\#}$ ) soit dans chaque cas égal à 2, d'où une plus grande distance focale dans le cas des réseaux à 7 éléments, dont le diamètre externe est légèrement supérieur à celui des configurations à 11 éléments. Sur la figure 5.14, on observe que parmi les structures sans substrat de silicium, celles composées de 7 éléments sont plus sensibles que celles à 11 éléments. La profondeur de champ et la résolution latérale

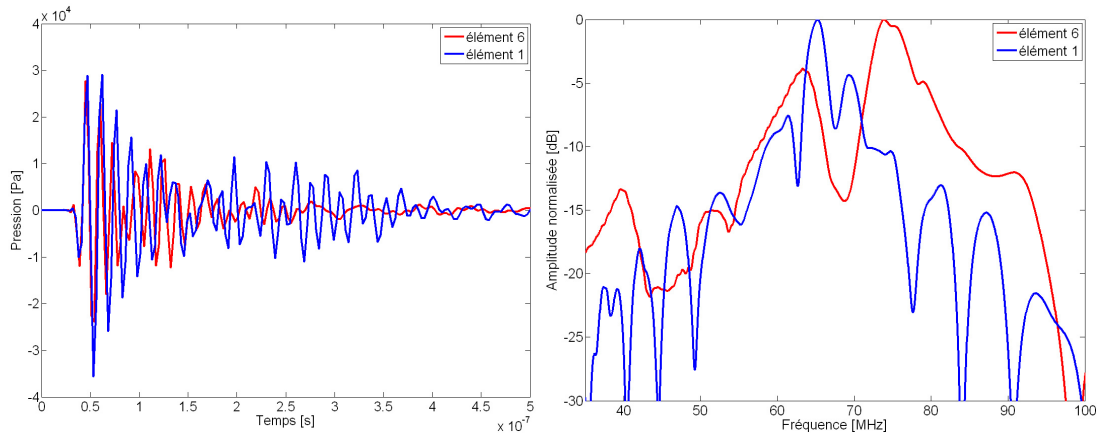


FIG. 5.13 – Réponses impulsionnelles (à gauche) des éléments 1 et 6 du réseau annulaire à 7 éléments, sans substrat de silicium, mesurées dans l'eau à  $20\ \mu\text{m}$  du centre de l'élément, et spectres correspondants (à droite).

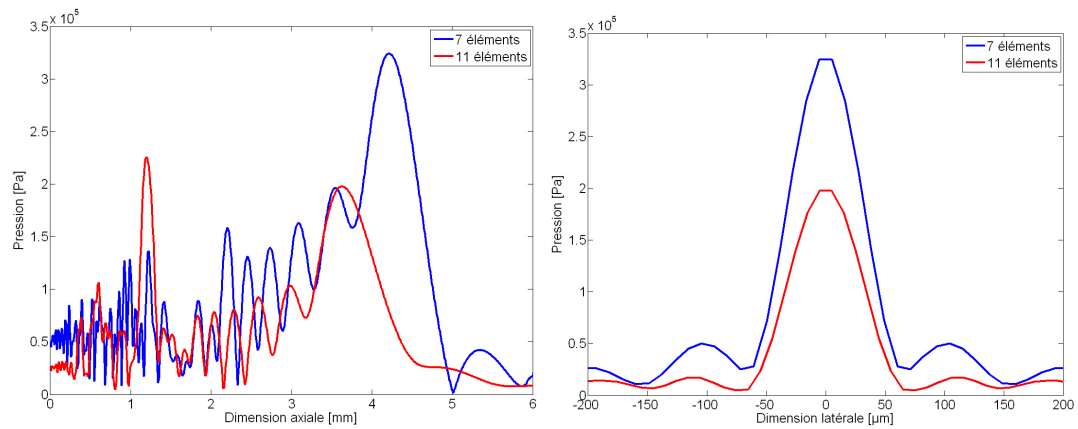


FIG. 5.14 – Evolutions de la pression dans l'eau, le long de l'axe central (à gauche), et dans la direction transversale à la distance focale (à droite), calculées par FD-PSTD pour les configurations à 7 et 11 éléments sans substrat de silicium.

de ces deux configurations de transducteur sont par ailleurs identiques, respectivement égales à  $0,8 \text{ mm}$  et  $70 \text{ }\mu\text{m}$ , ce qui correspond à la théorie [10].

Plusieurs causes peuvent être à l'origine de ce résultat. Tout d'abord de nombreux anneaux des réseaux à 11 éléments ont une largeur relativement petite par rapport à l'épaisseur, d'où une part plus importante de l'énergie perdue dans des modes parasites. De plus, les éléments de ces réseaux sont liés les uns aux autres par une même couche de PZT, ce qui a pour effet d'augmenter les couplages entre les éléments et de diminuer l'amplitude de leur vibration. Pour essayer de quantifier l'influence de la séparation mécanique des éléments sur la sensibilité du transducteur, le réseau annulaire à 7 éléments est simulé avec une couche uniforme de PZT, les éléments n'étant plus définis que par les électrodes arrières, comme dans le cas du réseau à 11 éléments. Toutes les autres propriétés restent identiques. On constate sur la figure 5.15 que, en effet, l'amplitude de la pression à la distance focale est plus faible, mais elle reste notablement supérieure à la valeur de pression obtenue dans le cas des réseaux à 11 éléments. Cela confirme l'importance de la largeur des anneaux sur les performances des réseaux annulaires. De plus, ce résultat permet d'observer que les couplages inter-éléments, plus importants en l'absence de séparation des éléments, n'empêchent pas d'obtenir de bonnes caractéristiques du transducteur en termes de sensibilité, de profondeur de champ et de résolution latérale. En effet, on observe sur la figure 5.15 une diminution de moins de 1 dB de la pression en l'absence de séparation des éléments, ainsi qu'une résolution latérale qui reste sensiblement égale à  $70 \text{ }\mu\text{m}$ . Toutefois, les éléments ne sont séparés que par de l'eau. De meilleures performances pourraient donc être obtenues en les isolant à l'aide d'un matériau atténuant, de façon à limiter les couplages mécaniques, ainsi qu'en ajoutant un *backing* adapté.

Dans le cas des réseaux annulaires à 11 éléments, de nombreux modes parasites apparaissent, du fait des faibles dimensions des anneaux externes et des couplages inter-éléments. Une zone de forte pression, en dehors de la zone focale, est obtenue sur l'axe central à 1 mm devant le transducteur (figure 5.14) du fait de l'interaction des ondes émises par les différents anneaux. En rendant inactifs les 5 derniers anneaux (on ne garde que les 6 premiers dont le rapport de la largeur sur l'épaisseur est supérieur à 1,5) on constate que ce pic de pression parasite peut être notablement réduit (figure 5.16). De plus, la perte de près de la moitié de la surface active n'entraîne pas une diminution aussi importante de la valeur de la pression à la distance focale (perte inférieure à 1,5 dB). Il peut donc être intéressant, dans une perspective d'optimisation de la structure, de réduire le nombre d'éléments utilisés. Toutefois, la diminution de l'ouverture de la structure entraîne une augmentation de la profondeur de champ (1,5 mm) ainsi qu'un élargissement de la résolution latérale ( $80 \text{ }\mu\text{m}$ ). D'autres solutions permettent



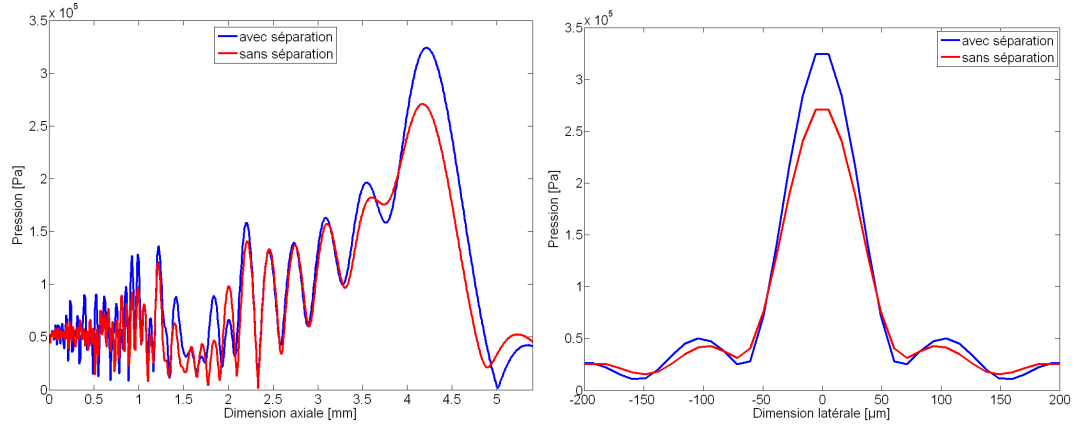


FIG. 5.15 – Evolutions de la pression dans l'eau, le long de l'axe central (à gauche), et dans la direction transversale à la distance focale (à droite), calculées par FD-PSTD pour les configurations sans substrat de silicium à 7 éléments séparés physiquement ou non séparés.

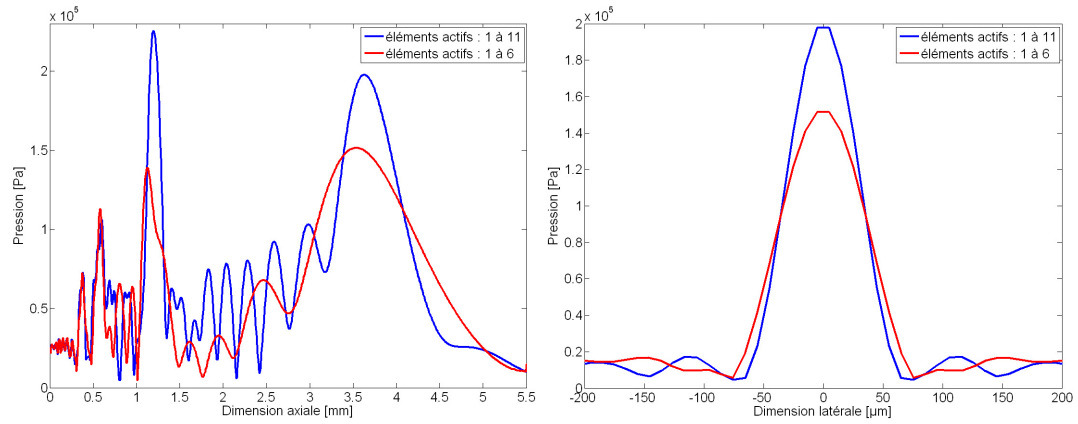


FIG. 5.16 – Evolutions de la pression dans l'eau, le long de l'axe central (à gauche), et dans la direction transversale à la distance focale (à droite), calculées par FD-PSTD pour les configurations sans substrat de silicium à 11 éléments séparés, avec 5 éléments inactifs ou non.

de conserver une ouverture large, ce qui limite la dégradation des performances du réseau, en groupant par exemple par paires certains anneaux de la périphérie, ou en les remplaçant par des anneaux dont la section est plus large. Dans ce dernier cas, les anneaux de remplacement permettraient d'obtenir un mode de vibration plus proche du mode épaisseur, d'où une sensibilité accrue d'après les résultats précédents. Il faudrait toutefois prendre en compte la désadaptation électrique de ces éléments du fait de leur plus grande surface par rapport à la configuration initiale.

## 5.5 Conclusion

Plusieurs configurations de réseaux annulaires ont été fabriquées. A partir des mesures de leur impédance électrique, ces réseaux ont été caractérisés à l'aide du modèle KLM, et les propriétés électromécaniques des films épais de PZT ont été utilisées dans le modèle axisymétrique de l'algorithme FD-PSTD pour modéliser ces structures. Toutefois, il a été difficile d'obtenir des mesures précises de l'impédance des éléments de ces réseaux, d'où certaines précautions qui doivent être prises lors de l'interprétation des résultats de simulation. Dans ce chapitre, nous avons pu quantifier l'influence de la séparation mécanique des anneaux, qui permet d'obtenir de meilleures performances, mais qui nécessite un processus de fabrication plus complexe. Par ailleurs, nous avons mis en évidence les problèmes liés à la taille des éléments externes des réseaux annulaires fabriqués, dont la largeur est souvent petite par rapport à l'épaisseur du film épais. Il apparaît clairement, en comparant les configurations à 7 et 11 éléments, que de bonnes performances peuvent être obtenues avec un nombre limité d'anneaux, et qu'il est inutile d'en rajouter lorsque les dimensions deviennent trop faibles. Cela peut même dégrader les performances finales du transducteur du fait de l'accentuation des modes de vibration parasites et des couplages inter-éléments. L'adaptation axisymétrique de l'algorithme FD-PSTD a ainsi permis l'étude de deux configurations prédéfinies de réseaux annulaires. Elle offre un modèle complet de la structure vibrante qui permettrait, à travers une étude plus approfondie des interactions entre les éléments, de dégager des pistes d'amélioration des transducteurs en optimisant le nombre d'éléments et leurs caractéristiques (surface, dimensions...).

## Bibliographie

- [1] F. Dauchy. *PZT thick film development, fabrication and model of a 50 MHz thickness mode piezoelectric ultrasonic transducers*. School of Applied Science of Cranfield University, Thèse, 2007.
- [2] R.A. Dorey, F. Dauchy, D. Wang, and R. Berriet. Fabrication and characterization of annular thickness mode piezoelectric micro ultrasonic transducers. *IEEE Trans. Ultras. Ferro. Freq. Cont.*, 54(12) :2462–2468, 2007.
- [3] D.A. Barrow, T.E. Petroff, and M. Sayer. Thick ceramic coatings using a sol-gel based ceramic-ceramic 0-3 composite. *Surf. and Coat. Tech.*, 76-77 :113–118, 1995.
- [4] A. Bardaine. *Elaboration de films piézoélectriques de PZT par procédé sol-gel composite : application à la transduction ultrasonore haute fréquence*. Université François-Rabelais de Tours, Thèse, 2008.
- [5] A. Bardaine, P. Boy, P. Belleville, O. Acher, and F. Levassort. Influence of particle size on piezoelectric properties of PZT sol-gel composite thick film. *J. Sol-gel Science and Tech.*, 48(1) :135–142, 2008.
- [6] A. Bardaine, P. Boy, P. Belleville, O. Acher, and F. Levassort. Improvement of composite sol-gel process for manufacturing 40  $\mu m$  piezoelectric thick films. *J. Euro. Ceram. Soc.*, 28 :1649–1655, 2008.
- [7] R.A. Dorey, F.F.C. Duval, R.D. Haigh, and R.W. Whatmore. Effect of repeated sol infiltration on the microstructure and electrical properties of PZT sol-gel film. *Ferroelectrics*, 267 :373–378, 2002.
- [8] Url : <http://www.ferroperm-piezo.com/>.
- [9] A. Barzegar, D. Damjanovic, and N. Setter. The effect of boundary conditions and sample aspect ratio on apparent  $d_{33}$  piezoelectric coefficient determined by direct quasistatic method. *IEEE Trans. Ultras. Ferro. Freq. Cont.*, 51(3) :262–270, 2004.
- [10] F.S. Foster, C.J. Pavlin, K.A. Harasiewicz, D.A. Christopher, and D.H. Turnbull. Advances in ultrasound biomicroscopy. *Ultras. Med. & Biol.*, 26(1) :1–27, 2000.

# Conclusion générale

Cette thèse a été réalisée dans le cadre du réseau d'excellence européen MIND (*Multifunctional & INtegrated piezoelectric Devices*) dont les objectifs sont notamment l'étude et le développement de matériaux piézoélectriques performants, leur utilisation dans la conception de transducteurs ultrasonores hautes fréquences, ainsi que le développement d'outils dédiés à l'imagerie médicale. Elle a été menée en collaboration étroite avec différents partenaires du réseau, permettant la fabrication et la caractérisation de transducteurs mono et multi-éléments HF. La principale contribution de ce travail de thèse reste toutefois le développement d'un algorithme de simulation de transducteurs ultrasonores. Celui-ci a permis d'étudier différentes configurations de structures vibrantes et de mettre en évidence les paramètres importants à privilégier pour optimiser leur fabrication et leurs performances finales.

Cette thèse est donc organisée autour de deux axes principaux que sont la fabrication de transducteurs ultrasonores hautes fréquences et le développement d'un modèle permettant de les simuler de manière efficace. Le premier chapitre a ainsi présenté un état de l'art dans les domaines de la fabrication de transducteurs HF et des techniques numériques habituellement utilisées pour les modéliser. Ces dix dernières années ont vu le développement de nouvelles technologies permettant d'obtenir des transducteurs mono et multi-éléments performants au-delà de 30 MHz. En imagerie médicale, les sondes mono-éléments à base de niobate de lithium restent celles offrant les meilleures performances à coûts réduits, mais des réseaux linéaires (à base de piézo-composites 1-3) ou annulaires (à base de polymère PVDF) fonctionnant aux alentours de 40 MHz permettent actuellement d'obtenir des images de haute qualité grâce à l'utilisation de systèmes électroniques performants. Cependant, ces structures sont plus complexes à réaliser et nécessitent un traitement plus important des signaux obtenus (algorithmes

de focalisation synthétique). C'est pourquoi de nombreuses études sont actuellement menées pour optimiser la précision et la vitesse d'acquisition de ces systèmes. La modélisation des transducteurs est une étape souvent indispensable qui permet de déterminer les matériaux et la géométrie optimale suivant l'application visée. Différents modèles classiquement utilisés ont été décrits, comme le schéma électrique équivalent KLM (unidimensionnel) ou les éléments finis, mais un seul modèle ne suffit pas en général pour prendre en compte la vibration d'un résonateur et son rayonnement, et ainsi simuler entièrement les performances d'un transducteur.

Ce constat nous a motivés à développer un nouvel algorithme spécifiquement adapté à la modélisation des transducteurs piézoélectriques. Cet algorithme, détaillé dans le Chapitre II, permet de calculer à l'aide d'un seul modèle à la fois la vibration mécanique d'un matériau piézoélectrique soumis à un signal électrique, en résolvant en différences-finies les équations de la piézoélectricité, et la propagation des ondes acoustiques dans la structure vibrante et le milieu environnant par une méthode pseudospectrale. En comparant les résultats obtenus à ceux d'un logiciel d'éléments finis, nous avons montré que ce modèle FD-PSTD permet de simuler de façon précise la vibration et le rayonnement d'une structure bidimensionnelle définie dans un repère cartésien, tout en nécessitant des ressources mémoires plus faibles. Le modèle a été étendu dans le Chapitre III aux configurations axisymétriques, et un transducteur plan de forme cylindrique a ainsi pu être simulé. Les résultats (impédance électrique, déplacement et pression générée) ont été validés de manière théorique et expérimentale, en les comparant à ceux d'un logiciel d'éléments finis et aux mesures effectuées à l'aide d'un analyseur de spectre, d'un hydrophone et d'un dispositif d'interférométrie optique HF. Ils ont notamment permis d'étudier plus précisément l'influence de l'épaisseur des électrodes.

Le modèle hybride FD-PSTD a également été adapté à la modélisation de transducteurs préfocalisés, transducteurs qui présentent de nombreux avantages pour l'imagerie médicale. Ceux-ci étant relativement délicats à fabriquer en utilisant les procédés conventionnels, une nouvelle méthode de tamponnage a été développée, permettant le dépôt rapide d'un film épais piézoélectrique sur une surface incurvée. Cette méthode, détaillée dans le Chapitre IV, a été suivie au cours de ce travail de thèse pour fabriquer plusieurs structures vibrantes. Les performances des transducteurs obtenus ne sont pas, pour l'instant, aussi élevées que celles des meilleures structures à base de niobate de lithium, mais la méthode de fabrication est plus simple et permet une intégration directe des composants électroniques. Un autre avantage de cette méthode est de per-

mettre un contrôle précis de l'épaisseur des dépôts. A l'aide de l'algorithme hybride, les influences de l'épaisseur du film épais et des électrodes ont ainsi été étudiées en détails. La confrontation des résultats théoriques et expérimentaux nous a permis de définir une épaisseur optimale des électrodes, qui doivent être suffisamment fines pour ne pas dégrader de façon trop importante la bande passante du transducteur, tout en conservant une conductivité électrique satisfaisante. La réponse électroacoustique et le champ acoustique rayonné par les différentes structures ont été simulés efficacement par l'algorithme, mais des approximations ont été nécessaires au niveau du modèle pour prendre en compte la désadaptation électrique des transducteurs HF.

Enfin, la méthode FD-PSTD a été adaptée à la simulation de réseaux annulaires (multi-éléments) qui ont été fabriqués à l'aide d'une méthode sol-gel composite développée à l'Université de Cranfield (Royaume-Uni). La procédure de fabrication et les configurations des transducteurs obtenus sont détaillées dans le Chapitre V. De nombreux travaux ont montré que cette méthode de fabrication permet d'obtenir des films piézoélectriques de hautes performances, proches de celles des céramiques massives. Mais il est plus difficile de quantifier les performances réelles des configurations fabriquées, ce qui nécessite la mesure du champ acoustique rayonné. Toutefois, l'étude de l'impédance électrique et des propriétés du champ acoustique rayonné par ces réseaux a permis de mettre en évidence l'influence des dimensions des anneaux et de leur séparation physique. Nous avons montré à l'aide du modèle hybride que les différents éléments actifs de ces transducteurs n'ont pas la même contribution au champ acoustique global, et que l'ajout d'éléments en périphérie peut dégrader les performances de ces structures. De plus, la séparation physique des éléments est une opération complexe qui n'apparaît pas comme étant indispensable à l'obtention de performances satisfaisantes.

En perspective de ce travail de thèse, plusieurs développements futurs sont prévus pour la méthode FD-PSTD. Nous avons montré que cet algorithme permet une modélisation efficace et précise de la génération et de la propagation d'ondes acoustiques. Il sera alors intéressant de compléter le modèle pour prendre en compte la réception des échos au niveau du transducteur, ainsi que le traitement des signaux reçus, et ainsi simuler entièrement le cycle d'émission-réception pour en déduire plus précisément les performances d'une structure vibrante. De plus, la formulation bidimensionnelle (voire tridimensionnelle) de l'algorithme dans un repère cartésien peut également être adaptée à la modélisation de structures multi-éléments, et en particulier aux réseaux linéaires et *phased-array*, permettant d'optimiser leur configuration et d'étudier en particulier

l'effet des couplages inter-éléments. Des améliorations prochaines de la méthode de tamponnage vont permettre de fabriquer des réseaux annulaires sur substrats incurvés, ce qui n'a été fait à présent qu'avec des matériaux de type polymère, et ces structures pourront également être optimisées à l'aide de l'algorithme FD-PSTD.