



# Modélisations multiphysiques, réalisation et expérimentations d'un haut-parleur digital matriciel piézoélectrique MEMS

Rémy Dejaeger

► **To cite this version:**

Rémy Dejaeger. Modélisations multiphysiques, réalisation et expérimentations d'un haut-parleur digital matriciel piézoélectrique MEMS. Acoustique [physics.class-ph]. INSA de Lyon, 2014. Français. <NNT : 2014ISAL0054>. <tel-01035451v2>

**HAL Id: tel-01035451**

**<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01035451v2>**

Submitted on 7 May 2015

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

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

UNIVERSITÉ DE LYON  
ÉCOLE DOCTORALE MEGA  
MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVILE, ACOUSTIQUE

# THÈSE

pour obtenir le titre de

**Docteur en Sciences**

de l'Université de Lyon

**Mention : Acoustique**

Présentée et soutenue par

Rémy DEJAEGER

## Modélisations multiphysiques, réalisation et expérimentations d'un haut-parleur digital matriciel piézoélectrique MEMS

préparée au CEA Grenoble en collaboration avec le LVA de l'INSA LYON

soutenue le

**Jury :**

<i>Directeur de thèse :</i>	Quentin LECLÈRE	- Maître de Conférences. INSA (Lyon)
<i>Rapporteurs :</i>	Stéphane DURAND	- Maître de Conférences. LAUM (Le Mans)
	Skandar BASROUR	- Professeur. Université Joseph Fourier (Grenoble)
<i>Examineurs :</i>	Manuel COLLET	- Directeur de Recherche CNRS
	Jean-Louis GUYADER	- Professeur. INSA (Lyon)
<i>Invité :</i>	Fabrice CASSET	- Ingénieur. CEA-LETI (Grenoble).



# Résumé/ *Abstract*

Le Haut-Parleur Digital Matriciel (HPDM) est un moyen de transduction électroacoustique qui reçoit comme entrée un signal numérique et qui effectue la conversion vers l'analogique directement dans l'air. Il est constitué de plusieurs éléments rayonnants disposés au sein d'une matrice. Ces éléments seront désignés par le terme « speaklet » lorsqu'ils sont de tailles réduites. Le rayonnement acoustique du HPDM est en effet très sensible à la taille de la matrice à cause des phénomènes de différences de marche, ce qui le rend tout particulièrement adapté à la technologie MEMS.

Cette thèse porte sur l'étude de HPDM MEMS piézoélectriques. Après une introduction qui débute par certaines généralités jusqu'à se focaliser sur le sujet, la thèse aborde les modélisations multiphysiques des HPDM étudiés, le dimensionnement des speaklets puis les tests expérimentaux.

Des modèles analytiques ainsi que des simulations numériques et par éléments finis sont mis en place et permettent de prédire le comportement mécanique des speaklets présentés, les pressions rayonnées par les HPDM et les puissances électriques consommées. Les speaklets sont ensuite dimensionnés à partir de l'empilement technologique (fixé à priori) afin de maximiser le niveau de pression qu'ils génèrent. Des tests expérimentaux impliquant principalement l'utilisation d'une chambre anéchoïque, d'un interféromètre optique, d'un vibromètre et d'un impédancemètre permettent alors de valider la majorité des modèles ou au contraire de revenir sur certains d'entre eux pour les optimiser ou montrer leurs limitations.

Les résultats ont en effet montré l'importance de la prise en compte des contraintes résiduelles, qui provoquent une déformée initiale des speaklets et modifient leurs fréquences propres, rendant alors l'utilisation de grands rayons inefficaces. En accord avec les modèles, les speaklets se déforment statiquement de façon non-linéaire mais possèdent un comportement dynamique linéaire, ce qui permet de les caractériser à l'aide de fonctions de transfert. La théorie et les enregistrements sonores montrent alors qu'un HPDM composé de tels speaklets permet dans le meilleur des cas de produire une pression identique à celle générée par la même matrice pilotée en analogique. Dans notre cas, des taux de distorsions supérieurs ont été obtenus lors des reconstructions digitales, à cause des réponses non uniformes des speaklets, dues à des résistances d'accès différentes. Le HPDM présenté possède cependant d'autres avantages, le plus important étant la très faible consommation électrique qu'il est théoriquement possible d'atteindre en utilisant les méthodes de charges et de décharges adiabatiques.

Le HPDM piézoélectrique MEMS apparaît donc comme étant une technologie prometteuse. L'optimisation de notre premier prototype à l'aide des outils développés doit en effet conduire à un HPDM capable de générer une pression équivalente à celle obtenue en mode analogique, mais avec un rendement électroacoustique beaucoup plus important. Les futurs travaux devront ensuite se concentrer sur la conception de speaklets non-linéaires et sur la forme du pulse de pression qu'ils génèrent, afin de gagner en niveau sonore.

**Mot-clés :** Haut-parleur, digital, numérique, MEMS



*The Digital Loudspeaker Array (DLA) is an electroacoustic transducer which receives as input a digital signal and performs the analog conversion directly into the air. It consists of a plurality of radiating elements arranged in a matrix. These elements will be designated by the term « speaklet » when they are reduced in size. The acoustic radiation of a DLA is indeed very sensitive to the size of the matrix due to differences in path length, which makes it especially suitable for MEMS technology.*

*This thesis is on the study of a piezoelectric MEMS DLA. After an introduction that is increasingly focused on the subject, the thesis addresses the multiphysics modeling of the DLA, dimensioning of the speaklets and experimental tests.*

*Analytical formulas, numerical simulations and finite element models are developed and used to predict the mechanical behavior of the presented speaklets, the pressure radiated by the DLA and the electrical power consumption. The speaklet are then dimensioned from the technological stack (set in advance) in order to maximize the pressure level. Experimental tests involving the use of an anechoic chamber, an optical interferometer, a vibrometer and an impedancemeter validate most of the models. Otherwise, these tests are useful for improving some of them or for showing their limitations.*

*The results have shown the importance of the residual stresses, which cause an initial deformation of the speaklets and modify their resonance frequencies, thus rendering ineffective the use of large radii. In accordance with the models, the static deflection of the speaklets is nonlinear but their dynamic behavior is linear. This enables characterizations using transfer functions. Theory and sound recordings show that a DLA made of such speaklets can produce in the best case the same pressure to that generated by the same matrix driven in an analog way. In our case, more distortions were obtained in digital reconstructions because of non-uniform responses of the speaklets, due to different access resistances. However, the presented DLA has other advantages, the most important being the very low power consumption it is theoretically possible to achieve using the adiabatic charge principle.*

*The piezoelectric MEMS DLA thus appears as a promising technology. The optimization of our first prototype using the developed tools should indeed lead to a DLA able to generate an equivalent pressure to that obtained with analog control, but with a far greater electroacoustic efficiency. Future work should then focus on the design of nonlinear speaklets and on the shaping of the pulse of pressure they generate, in order to increase the total pressure level.*

**Keywords :** *Loudspeaker, digital, MEMS*

# Table des matières

<b>Résumé/Abstract</b>	<b>1</b>
<b>1 Introduction</b>	<b>8</b>
1.1 De l'analogique au numérique	8
1.1.1 La « révolution numérique »	8
1.1.2 Numérisation de l'information et traitements du signal usuels	8
1.1.3 Représentation et codage d'un signal numérique	10
1.1.3.1 La Modulation d'Impulsion Codée (MIC)	10
1.1.3.2 La Modulation de Largeur d'Impulsion (MLI)	12
1.1.3.3 La modulation Delta	12
1.1.3.4 La modulation Sigma-Delta	13
1.1.4 Avantages et inconvénients du numérique par rapport à l'analogique	14
1.1.5 Le cas de l'audio numérique	14
1.1.5.1 La chaîne d'acquisition du son	14
1.1.5.2 La chaîne de restitution du son	15
1.2 Le haut-parleur analogique (HPA)	16
1.2.1 Principe et variantes d'actionnement	16
1.2.1.1 Le haut-parleur électrodynamique	16
1.2.1.2 Autres types de haut-parleurs analogiques	18
1.2.2 HPA utilisés actuellement en téléphonie	19
1.2.3 HPA MEMS	19
1.3 Le haut-parleur digital (HPD)	25
1.3.1 Principe du HPD et avantages/inconvénients par rapport au HPA	25
1.3.2 Indicateurs de qualité du son reconstruit	28
1.3.3 Sous-catégories de représentations PCM	29
1.3.4 HPD avec conversion numérique/analogique mécanique	29
1.3.5 HDP avec conversion numérique/analogique acoustique	32
1.4 Etat de l'art des HPDM	35
1.4.1 Aspects théoriques et simulations du rayonnement des HPDM	35
1.4.2 HPDM en technologie macroscopique	43
1.4.3 HPDM en technologie MEMS	49
1.4.3.1 Les publications de Diamond et al.	49
1.4.3.2 La technologie d'AudioPixels	53
1.4.4 Tableau de synthèse	59

1.5	Intérêt de la thèse et de notre approche du HPDM	61
1.5.1	Spécifications	61
1.5.2	But de la thèse	61
<b>2</b>	<b>Modélisation multiphysique du HPDM</b>	<b>62</b>
2.1	Rayonnement acoustique d'un HPDM	63
2.1.1	Modèle de rayonnement d'un speaklet	63
2.1.1.1	Modèle de Rayleigh	63
2.1.1.2	Modèle de la source monopolaire	64
2.1.1.3	Prise en compte du comportement vibratoire de l'objet	64
2.1.2	Rayonnement du HPDM idéal	65
2.1.3	Réflexion sur le pulse de pression généré par un speaklet	67
2.1.3.1	Le pulse de pression rectangulaire : un idéal inatteignable	67
2.1.3.2	Exemple de pulse de pression optimisé	70
2.1.4	Défauts susceptibles d'apparaître	74
2.1.4.1	Effet de la périodisation	74
2.1.4.2	Distorsions et intermodulations	74
2.2	Principe de fonctionnement du prototype de HPD étudié	77
2.2.1	Matériau et équations piézoélectriques	77
2.2.2	Principe mécanique et utilisation de PZT en couche mince	79
2.3	Comportement mécanique d'une plaque circulaire multicouche activée par effet bilame	82
2.3.1	Comportement statique	82
2.3.2	Comportement dynamique	83
2.3.2.1	Modes propres d'une plaque circulaire	83
2.3.2.2	Réponse à une excitation harmonique	84
2.3.2.3	Réponse à un échelon de force	84
2.3.2.4	Réponse à un pulse rectangulaire de force	87
2.4	Pression acoustique en fonction du rayon des speaklets étudiés	88
2.5	Modélisation électrique d'un speaklet piézoélectrique	89
2.5.1	Schéma électrique des speaklets utilisés	89
2.5.2	Schéma électrique équivalent et application à l'impédancemètre	91
2.5.3	Consommation en analogique	93
2.5.4	Consommation en digital	94
2.5.5	Comparaison entre la consommation électrique en analogique et en digital	94
2.5.6	Une piste de réduction de la consommation en digital : la charge adiabatique	95
2.6	Conclusions	97
<b>3</b>	<b>Dimensionnement des speaklets et mise en place de moyens de simulations</b>	<b>99</b>
3.1	Choix des fréquences propres	100
3.2	Empilement et variantes technologiques	100
3.3	Présentation du modèle éléments finis	104
3.3.1	Géométrie et maillage	104
3.3.2	Données nécessaires à l'utilisation des modules physiques	105
3.4	Calcul du rayons des speaklets	109
3.5	Dimensionnement des actionneurs	111
3.6	Calcul de la déflexion du centre du speaklet	112

3.7	Calcul de la pression générée en fonction du rayon	113
3.7.1	Validation du modèle analytique	116
3.7.2	Calcul de pressions générées par différentes variantes de speaklets	117
3.7.3	Analyse et choix des rayons les plus adaptés	118
3.8	Choix des HPD et répartition sur le Wafer	120
3.9	Simulation de la pression générée par un HPDM par calcul numérique	121
3.9.1	Présentation du simulateur acoustique	121
3.9.2	Vérification du fonctionnement du simulateur	123
3.9.3	Simulation d'un HPDM	124
3.9.3.1	Obtention de l'accélération	124
3.9.3.2	Résultat de la simulation	125
3.10	Conclusions	127
<b>4</b>	<b>Expérimentations</b>	<b>129</b>
4.1	Moyens de caractérisations	129
4.2	Validation du simulateur acoustique par l'étude d'un HPDM macroscopique	130
4.2.1	Présentation du HPDM macroscopique et validation du principe de base du HPDM	130
4.2.2	Pression rayonnée par un speaklet et comparaison avec la théorie	132
4.2.2.1	Vérification du modèle de Rayleigh	132
4.2.2.2	Modèle de la source monopolaire	136
4.2.3	Reconstruction d'un son joué en digital, vérification de l'apparition des fréquences parasites et validation du simulateur acoustique	137
4.3	Méthode de repérage des speaklets MEMS testés	139
4.4	Tests individuels sur les speaklets MEMS	141
4.4.1	Comparaison de mesures issues des deux vibromètres	143
4.4.2	Mesures de fréquences propres et comparaison avec la théorie et la simulation	143
4.4.3	Mise en évidence de l'origine des différences de comportement dynamique par mesure de déflexion à l'état de repos	145
4.4.4	Post-simulations avec prise en compte des contraintes résiduelles	145
4.4.4.1	Simulations de déformées initiales	145
4.4.4.2	Mesures de déformées modales et comparaison avec les nouvelles simulations	147
4.4.4.3	Déflexion en fonction de la tension et comparaison avec les mesures	148
4.4.5	Modèle de rayonnement monopolaire appliqué à un speaklet	156
4.4.5.1	Calcul des coefficients correcteurs sur les débits expérimentaux	156
4.4.5.2	Application du modèle monopolaire	156
4.4.6	Étude statistique des fonctions de transfert par comparaison avec le modèle 1 degré de liberté	158
4.4.7	Pression en fonction du rayon des speaklets	160
4.4.8	Effet de diaphonie	162
4.5	Utilisation des matrices et enregistrement des sons produits	163
4.5.1	Présentation de la carte de pilotage des speaklets MEMS	163
4.5.2	HPDM MEMS caractérisés	164
4.5.3	Prototypes de HPDM MEMS supplémentaires	164
4.5.4	Dispersion des speaklets au sein des HPDM uniformes	165
4.5.5	Vérification du bon fonctionnement des matrices « bit grouped »	170

4.5.6	Comparaison d'un même son joué en analogique et en digital et mise en évidence des effets de quantifications . . . . .	170
4.5.7	Enregistrements et calculs de THD+N . . . . .	172
4.5.7.1	Pilotage en mode digital . . . . .	173
4.5.7.2	Pilotage en mode analogique . . . . .	176
4.6	Utilisation du simulateur et comparaison avec les mesures . . . . .	176
4.6.1	Vérification du comportement linéaire du speaklet en dynamique . . . . .	177
4.6.2	Convolution par le pulse de tension . . . . .	177
4.6.3	Résultats de la simulation . . . . .	180
4.7	Consommation électrique d'un HPDM MEMS . . . . .	181
4.7.1	Impédance électrique d'un speaklet . . . . .	183
4.7.2	Calcul d'impédance par simulation . . . . .	183
4.7.3	Intensité électrique d'un speaklet soumis à un signal sinusoïdal . . . . .	184
4.7.4	Intensité électrique d'un speaklet soumis à un pulse de tension . . . . .	184
4.7.5	Consommation totale en pilotage analogique et digital . . . . .	188
4.8	Conclusions . . . . .	189
	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>191</b>
	<b>Annexes</b>	<b>194</b>
<b>A</b>	<b>Test de claquage du PZT</b>	<b>195</b>
<b>B</b>	<b>Déflexions théoriques et simulées du centre des speaklets de rayon intermédiaire en fonction de la tension</b>	<b>196</b>
<b>C</b>	<b>Comparaison de l'accélération du centre de speaklets de 800 <math>\mu\text{m}</math> de rayon obtenues analytiquement et par éléments finis en utilisant l'actionneur externe</b>	<b>199</b>
<b>D</b>	<b>Principe du simulateur</b>	<b>201</b>
<b>E</b>	<b>Caractéristiques du microphone</b>	<b>205</b>
<b>F</b>	<b>Définition mathématique des estimateurs <math>H_1</math> et <math>H_2</math> et de la cohérence</b>	<b>206</b>
F.1	Les estimateurs $H_1$ et $H_2$ . . . . .	206
F.1.1	Définition de l'estimateur $H_1$ . . . . .	206
F.1.2	Définition de l'estimateur $H_2$ . . . . .	207
F.2	Application pour la caractérisation d'un SLI dans le cas général . . . . .	208
F.3	Le facteur de cohérence . . . . .	209
F.4	Incertitudes des mesures dans le cas d'un système multi-passes . . . . .	209
<b>G</b>	<b>Relevés des déformées initiales de plusieurs variantes de speaklets</b>	<b>211</b>
<b>H</b>	<b>Mesures de déformées modales</b>	<b>215</b>
<b>I</b>	<b>Position des speaklets testés sur le Wafer</b>	<b>217</b>

*TABLE DES MATIÈRES*

7

<b>J Mesures de déflexions du centre de speaklet <i>R500A200 0.36</i> et <i>R600A400 0.36</i> en fonction de la tension</b>	<b>220</b>
<b>K Paramètres mécaniques des fonctions de transfert issues du modèle à 1 degré de liberté</b>	<b>222</b>
<b>L Test de dispersion des HPD MEMS</b>	<b>223</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>227</b>

# Chapitre 1

## Introduction

### 1.1 De l'analogique au numérique

Le but de cette section est de donner un aperçu des techniques permettant de numériser les informations analogiques. Ce sujet, très vaste, ne peut pas être étudié de façon exhaustive dans le cadre de cette thèse et une vue d'ensemble sera donnée.

#### 1.1.1 La « révolution numérique »

Entre les années 1980 et 2000, le grand public a vu progressivement les techniques concernant le stockage, la diffusion et la transduction des informations évoluer de la représentation analogique à la représentation numérique, autrement appelée digitale. Cette période est communément appelée « révolution numérique » et concerne aussi bien les domaines de l'image que celui du son. On peut par exemple citer le CD et le DVD qui ont remplacé les cassettes audio et les VHS ou encore les écrans à cristaux liquides qui ont pris progressivement la place des tubes cathodiques.

#### 1.1.2 Numérisation de l'information et traitements du signal usuels

L'opération de numérisation (ou de digitalisation) d'une information est effectuée par un convertisseur analogique/numérique (CAN) et se divise en 2 étapes :

- l'échantillonnage, qui transforme le support continu du signal en un support discret,
- la quantification, qui transforme les valeurs continues en un nombre fini de valeurs discrètes.

L'échantillonnage est presque toujours effectué de façon périodique. Dans le cas d'une information temporelle, comme un son, on introduit alors la notion de fréquence d'échantillonnage. Dans le cas d'une information spatiale, l'échantillonnage est bidimensionnelle (directions horizontales et verticales) et dans le cas d'une image, les éléments de bases sont appelés « pixels ». La définition d'une image désigne alors le nombre total de pixels qui l'a composent tandis que la résolution indique la densité de pixels. Une vidéo numérique associe donc les 2 types d'échantillonnages mentionnés.

L'échantillonnage temporel conduit à une périodisation dans le domaine fréquentiel. Le célèbre théorème d'échantillonnage de Nyquist-Shannon stipule alors que pour éviter le repliement spectral, la fréquence d'échantillonnage doit être au moins 2 fois supérieure à la fréquence maximale contenue dans le signal

à échantillonner. Cet effet de repliement de spectre existe à la fois pour les informations temporelles et spatiales. Dans le cas des images numériques, on parle alors d'effet de Moiré.

L'opération de quantification consiste à approximer une valeur continue par la valeur discrète la plus proche. Une approximation est donc effectuée et l'écart entre la valeur continue et la valeur discrète est appelé l'erreur de quantification. De façon basique, la quantification d'un signal analogique est réalisée de façon linéaire, c'est à dire que l'écart entre 2 valeurs discrètes possibles est constant, et est appelé le pas de quantification. Si le nombre de valeurs discrètes disponibles pour quantifier un signal analogique normalisé augmente, alors le pas de quantification diminue, ce qui diminue également les erreurs de quantification. La valeur du pas de quantification est souvent appelé la résolution d'amplitude, qu'il ne faut alors pas confondre avec la résolution d'une image.

Imaginons un signal complexe composé de plusieurs fréquences dont les amplitudes sont différentes. La quantification linéaire conduit à des erreurs de quantification plus importantes pour les faibles variations d'amplitude. Des quantifications non-linéaires ont donc été inventées pour régler ce problème, comme par exemple la quantification logarithmique.

L'erreur de quantification est prévisible : un intervalle de valeurs continues centré sur un pas de quantification dont la longueur est égale à un pas de quantification donnera toujours la même valeur discrète. L'erreur commise sera donc plus importante lorsque la valeur continue se rapproche du milieu d'un pas de quantification. Il y a donc corrélation entre le signal continu et les erreurs récurrentes qui sont commises. Pour un signal audio, cela se traduit par des distorsions dans le signal quantifié qui se révèlent gênantes à l'écoute [1]. Pour supprimer le côté prévisible de la quantification, il suffit d'ajouter un signal aléatoire avant l'étape de quantification, dont l'amplitude crête à crête vaut un pas de quantification. Cette technique est désignée par le terme anglais « dithering », le signal aléatoire étant quant à lui dénommé signal de « dither ». Plusieurs densités de probabilité sont utilisables pour ce signal de dither, et en l'utilisant, les erreurs de quantifications sont décorréliées du signal d'entrée. Pour un signal audio, il en résulte un bruit de fond moins gênant à l'oreille que les distorsions qui apparaissent sans cette technique.

Il est également possible de contrôler la distribution fréquentielle de ce bruit de quantification. Cette technique, appelée « noise shaping » a été énoncée la première fois en 1954 par Culter [2]. Elle consiste à récupérer l'erreur de quantification en sortie du quantificateur, à chaque période d'échantillonnage, afin de la réintroduire aux périodes suivantes. Une boucle de rétro-action est ainsi créée sur le bruit de quantification, agissant donc comme un filtre. La forme de ce filtre peut être maîtrisée en choisissant le nombre de périodes d'échantillonnage sur lesquelles les erreurs sont récupérées (ceci donne l'ordre du filtre) et en utilisant éventuellement des coefficients multiplicateurs. Un signal de dither est également très souvent utilisé en complément. La figure 1.1a présente sous forme de diagramme le principe d'un « noise-shaper » possédant un filtre d'ordre 2.

Il est ainsi possible de transférer l'énergie du bruit de quantification dans une zone souhaitée, par exemple dans des fréquences où l'oreille humaine est moins sensible dans le cas d'un signal audio (voir figure 1.1b).

Le sur-échantillonnage, c'est à dire le fait d'utiliser une fréquence d'échantillonnage significativement supérieure à la fréquence de Nyquist, peut enfin être utilisé pour transférer l'énergie du bruit de quantification dans des gammes de fréquences plus élevées. Toujours dans le cas d'un signal audio, il est alors possible de renvoyer une partie de l'énergie du bruit de quantification dans des fréquences non audibles pour l'oreille humaine. De plus, dans l'intervalle de fréquence délimité par la fréquence de Nyquist et en l'absence de « noise-shaping », la puissance du bruit de quantification est diminuée de 3 dB à chaque fois que la fréquence de sur-échantillonnage double [3].



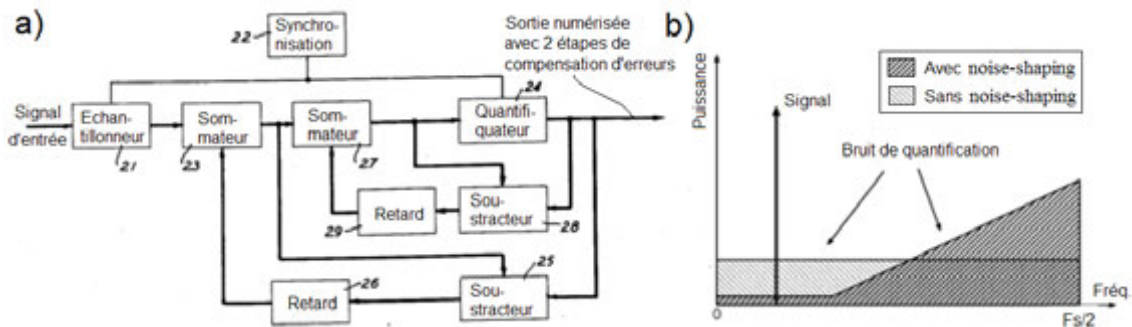


FIGURE 1.1 – a) Principe de la technique du « noise-shaping ». b) Illustration du transfert de l'énergie du bruit de quantification. Figures tirées de [2]

Après l'échantillonnage et la quantification, il existe une troisième étape qui consiste à coder l'information numérique.

### 1.1.3 Représentation et codage d'un signal numérique

Les machines électroniques sont composées de transistors ne gérant que 2 états. L'information numérique qui rentre dans ces systèmes doit donc être écrite en binaire. De nombreuses solutions existent et possèdent certains avantages et inconvénients. Il existe de plus de nombreuses techniques de compression de l'information numérique. Cette compression peut se faire avec ou sans perte par rapport au signal numérique non compressé. On ne rentrera pas dans le détail mais les 2 algorithmes de compression les plus connus du grand public dans les domaines du son et de l'image fixe s'appellent respectivement « MP3 » et « JPEG ».

Dans cette section, seules certaines méthodes de représentation de l'information numérique seront présentées car elles seront utiles dans la compréhension des travaux effectués sur le haut-parleur digital (voir section 1.4). On se concentrera de plus sur la représentation de signaux temporels, tels que des signaux audio.

#### 1.1.3.1 La Modulation d'Impulsion Codée (MIC)

La MIC, plus connue sous son sigle anglais PCM (pour Pulse Code Modulation), représente l'amplitude du signal quantifié à chaque période d'échantillonnage par un mot binaire (on considèrera que le lecteur sait lire un mot binaire). Plus le nombre de bit est élevé, plus le nombre de valeurs discrètes disponibles augmente, ce qui augmente la résolution d'amplitude. On dit alors qu'on a une résolution d'amplitude de  $N$  bits, qui correspond à  $2^N$  valeurs possibles en comptant le 0. Le bit de poids faible est désigné par le sigle anglais LSB (pour Least Significant Bit) tandis que celui de poids fort est désigné par le sigle anglais MSB (pour Most Significant Bit). Dans le cas de l'utilisation d'un bit de signe pour coder les entiers négatifs, la représentation par complément à 2 est préférable, afin de ne pas avoir 2 mots binaires correspondant à la valeur 0. Cela permet donc de garder  $2^N$  valeurs possibles (de  $-2^{n-1}$  à  $2^{n-1} - 1$ ).

Le principe de la PCM est visible figure 1.2, avec l'utilisation d'un mot de 4 bits non signé.

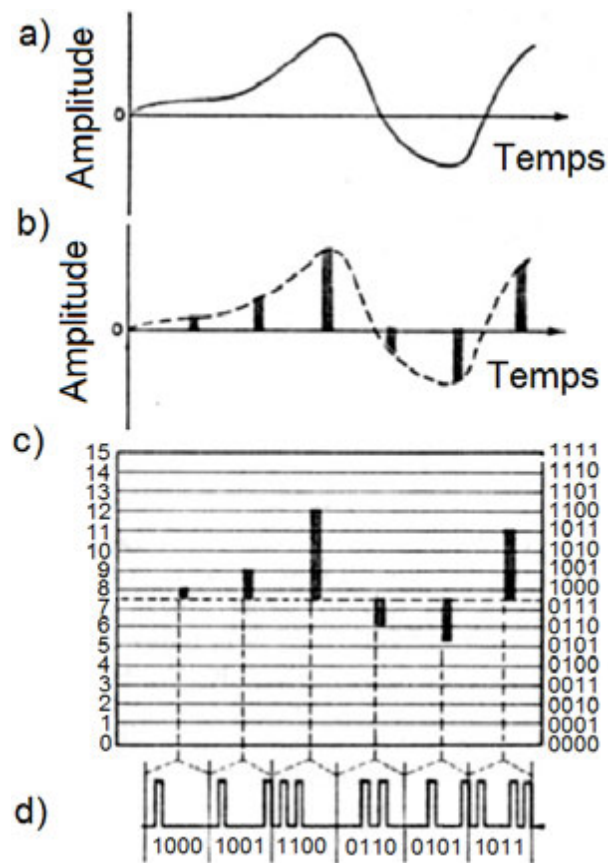


FIGURE 1.2 – Principe du codage PCM. a) Signal analogique b) Signal échantillonné c) Signal quantifié d) Signal encodé. Figure tirée de [4]

### 1.1.3.2 La Modulation de Largeur d'Impulsion (MLI)

La MLI, plus connue sous son sigle anglais PWM (pour Pulse Width Modulation), génère à fréquence et amplitude fixes un signal dont le rapport cyclique varie dans le temps. Ce rapport cyclique, noté  $\delta$  et souvent exprimé en pourcentage, est défini comme le rapport de la durée du signal en position haute noté  $T_h$  sur la durée d'une période du signal notée  $T_s$  (voir figure 1.3a). La valeur discrète codée est alors proportionnelle au rapport cyclique.

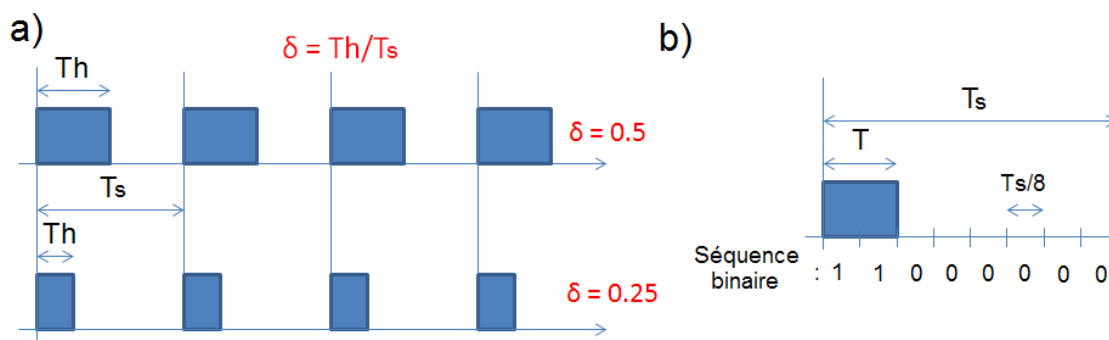


FIGURE 1.3 – a) Illustration du rapport cyclique. b) Augmentation de la résolution par découpage de la période  $T_s$ .

Un seul bit est donc nécessaire pour représenter l'information numérique. Cependant la résolution d'amplitude est défini par le découpage de la période  $T_s$ . Par exemple, pour obtenir une résolution de 3 bits (soit 9 valeurs discrètes possibles en comptant la valeur 0) il est nécessaire d'avoir un rapport cyclique réglable par pas de  $1/8$  (voir figure 1.3b). Un sur-échantillonnage est donc nécessairement utilisé.

La façon la plus simple d'obtenir un signal PWM est de comparer le signal d'entrée avec un signal triangle ou en dent-de-scie. Lorsque le signal d'entrée est au dessus du signal comparé, le signal PWM prend la valeur haute « 1 ». Inversement, lorsque le signal d'entrée est en dessous du signal comparé, le signal PWM prend la valeur basse « 0 ».

### 1.1.3.3 La modulation Delta

La modulation Delta est un codage différentiel. Au lieu de coder l'amplitude du signal à chaque période d'échantillonnage, la différence d'amplitude à la période précédente entre le signal d'entrée et le signal quantifié est utilisée. Cette différence est le plus souvent codé sur un seul bit. Les valeurs « 0 » ou « 1 » signifient alors respectivement que les différences obtenues sont négatives ou positives. Après un « 0 » le signal quantifié va donc augmenter d'un pas de quantification, tandis qu'un « 1 » sera suivi d'une diminution de l'amplitude d'un pas de quantification. Un exemple de modulation Delta est visible figure 1.4a.

Lorsque que le signal d'entrée ne varie pas, le modulateur envoie donc successivement des « 1 » et des « 0 », ce qui se traduit par un « bruit de silence ». Pour diminuer ce bruit ainsi que le bruit de quantification, il est possible d'utiliser un faible pas de quantification. Ceci pose un nouveau problème : si le signal à quantifier varie trop rapidement, la modulation Delta ne permet plus de le suivre. C'est ce qu'on appelle la « saturation de pente », qui est illustrée figure 1.4b. Pour ne pas à avoir à utiliser un trop grand pas de quantification, la solution consiste alors à sur-échantillonner. Selon Kester [5], la fréquence

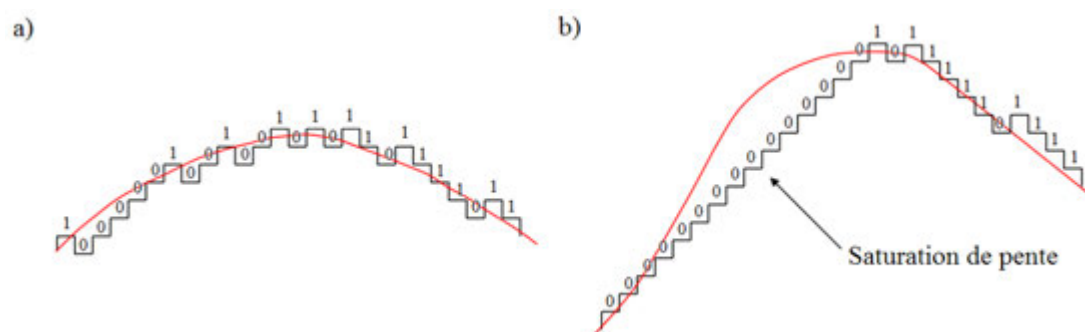


FIGURE 1.4 – a) Exemple de représentation d'un signal numérique en modulation Delta b) Illustration du phénomène de saturation de pente. Images tirées de [5]

d'échantillonnage en modulation Delta doit être 10 fois supérieure à celle utilisée en PCM pour obtenir une qualité égale.

#### 1.1.3.4 La modulation Sigma-Delta

La modulation Sigma-Delta dans sa forme basique peut être vue comme une modification de la modulation Delta. L'architecture de ce type de modulateur est visible dans le domaine temporel figure 1.5a. Intéressons nous tout d'abord au modulateur à proprement parlé, qui correspond à la partie encadrée en pointillés sur cette figure 1.5. On peut y voir un intégrateur (qui explique l'appellation Sigma), un comparateur (qui explique l'appellation Delta) puis une boucle de rétro-action. D'après Kester [5], le modulateur Sigma-Delta est très difficile à analyser et à comprendre dans le domaine temporel. On ne s'y attardera donc pas, surtout que ce n'est pas le sujet de cette thèse, et on s'intéressera tout de suite à la représentation fréquentielle, visible figure 1.5b.

L'intégrateur de la représentation temporelle est alors remplacé par un filtre passe-bas dont la fonction de transfert vaut  $H(f) = 1/f$ . Le comparateur est quant à lui remplacé par le bruit de quantification qu'il introduit, noté  $Q$ . Ce bruit de quantification est réintroduit en entrée du système, ce qui fait fortement penser au principe du « noise shaping ». Si  $X$  est le signal d'entrée et  $Y$  le signal de sortie, la relation entre les deux est donnée par l'équation 1.1.

$$Y(f) = \frac{X(f)}{f+1} + \frac{f \cdot Q(f)}{f+1} \quad (1.1)$$

En basses fréquences, cette équation 1.1 devient  $Y(f) \approx X(f)$  tandis qu'en hautes fréquences on obtient  $Y(f) \approx Q(f)$ . Le bruit de quantification a donc été transféré vers les plus hautes fréquences. Le modulateur a donc bien le même effet qu'un « noise shaper ». Pour contrôler plus précisément la redistribution de ce bruit de quantification, il est toujours possible d'utiliser plusieurs boucles de rétro-action, qui définissent l'ordre de la fonction de « noise shaping » intrinsèquement présente dans la modulation Sigma-Delta.

Revenons maintenant à la représentation temporelle de la figure ???. Le sur-échantillonnage, nécessaire pour obtenir une modulation Delta correcte et pour renvoyer le bruit de quantification dans des fréquences plus élevées, est représenté au niveau du comparateur par un coefficient de sur-échantillonnage  $K$ . Le filtre numérique permet de supprimer les fréquences supérieures à la moitié de la fréquence de Nyquist puis une

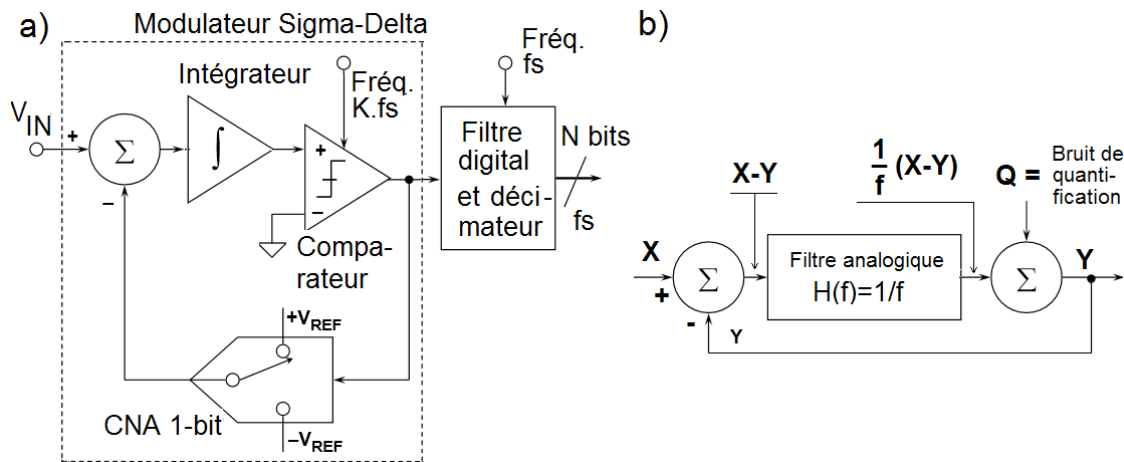


FIGURE 1.5 – Architecture basique d’un modulateur Sigma-Delta dans le domaine, a) temporel. b) fréquentiel. Images tirées de [5]

décimation (sous-échantillonnage) est effectuée pour revenir à une fréquence d’échantillonnage égale à la fréquence de Nyquist.

#### 1.1.4 Avantages et inconvénients du numérique par rapport à l’analogique

Le numérique possède plusieurs avantages par rapport à l’analogique :

- une robustesse par rapport au bruit, grâce à l’encodage à base de « 1 » et de « 0 », ce qui permet la réalisation de copies sans perte de qualité,
- le stockage de grandes quantités d’informations sur de faibles volumes (cet avantage est encore plus vrai lorsque les informations sont compressées),
- un traitement des données aisé (retouche audio, d’images ou de vidéos),
- une facilité de distribution via les systèmes informatiques.

Le plus gros défaut du numérique par rapport à l’analogique est la perte d’information qui se produit nécessairement lors de la numérisation. Cependant, en utilisant des échantillonnages et des quantifications adaptés et en jouant sur les limites de perceptions humaines, cet effet peut être très limité.

#### 1.1.5 Le cas de l’audionumérique

Intéressons nous plus particulièrement au numérique dans le monde audio tel qu’il existe aujourd’hui dans sa forme la plus basique, en partant de l’onde acoustique enregistrée jusqu’à sa restitution sur un haut-parleur classique.

##### 1.1.5.1 La chaîne d’acquisition du son

La chaîne d’acquisition classique qui permet de stocker sous une forme numérique un son analogique est visible figure 1.6.

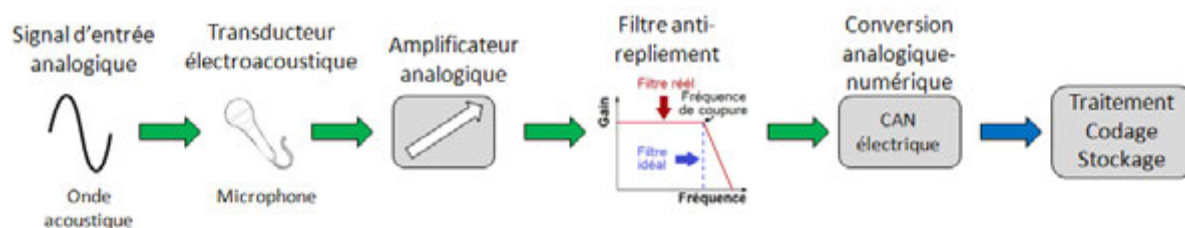


FIGURE 1.6 – Chaîne d'acquisition du son pour stockage sur un support numérique

Un microphone convertit dans un premier temps le signal acoustique analogique en un signal électrique qui est ensuite amplifié. Un filtre anti-repliement supprime dans l'étape suivante les fréquences situées au dessus de la fréquence d'échantillonnage qui sera utilisée lors de la conversion analogique/numérique, afin que des bruits situés à plus hautes fréquences ne se retrouvent pas dans la bande de fréquence d'intérêt. La conversion a donc ensuite lieu, dans le domaine électrique. Le signal numérique peut enfin être traité, codé, puis stocké.

La norme des CD audio, dénommé CDDA (pour Compact Disc Digital Audio), est encore aujourd'hui souvent utilisée comme référence car la grande majorité du public s'en contente. Elle est entre autres basée sur un encodage PCM d'une résolution de 16 bits et sur une fréquence d'échantillonnage de 44.1 kHz [6]. Ces 2 propriétés de la numérisation sont connus sous le terme « qualité CD ».

### 1.1.5.2 La chaîne de restitution du son

La chaîne de restitution classique qui permet de jouer un signal stocké sous une forme numérique à l'aide d'un haut-parleur classique est visible figure 1.7.

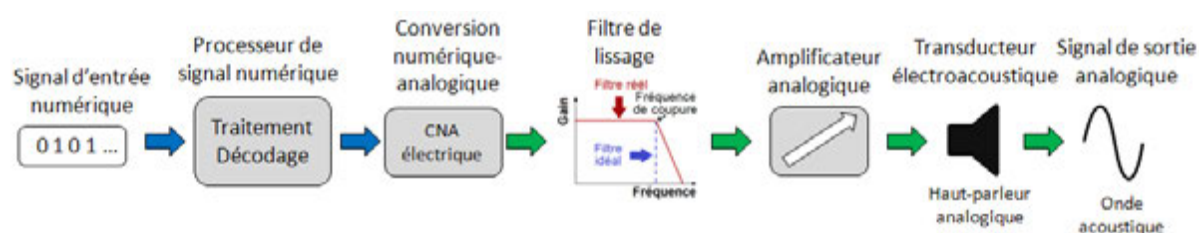


FIGURE 1.7 – Chaîne de restitution du son depuis une source numérique

Après un décodage du signal numérique ainsi qu'un éventuel traitement, celui-ci est converti en signal électrique analogique. Un filtre passe-bas possédant les mêmes propriétés que le filtre de repliement permet de lisser ce signal, qui est ensuite amplifié puis envoyé sur un haut-parleur classique. Par haut-parleur classique, il faut comprendre « haut-parleur analogique », dont le principe va maintenant être rappelé.

## 1.2 Le haut-parleur analogique (HPA)

### 1.2.1 Principe et variantes d'actionnement

Le HPA est un transducteur électroacoustique qui convertit en sons audibles les variations d'un signal électrique, très souvent à l'aide d'un élément mécanique mobile. L'accélération de cet élément mobile, est alors une image du signal d'entrée. En effet, la pression générée par un élément mobile est directement proportionnel à son accélération (voir section 2.1.1). Le niveau sonore du haut-parleur est alors ajusté par l'amplitude du déplacement de cet élément, et la fréquence sonore est semblable à sa fréquence de vibration (voir figure 1.8a).

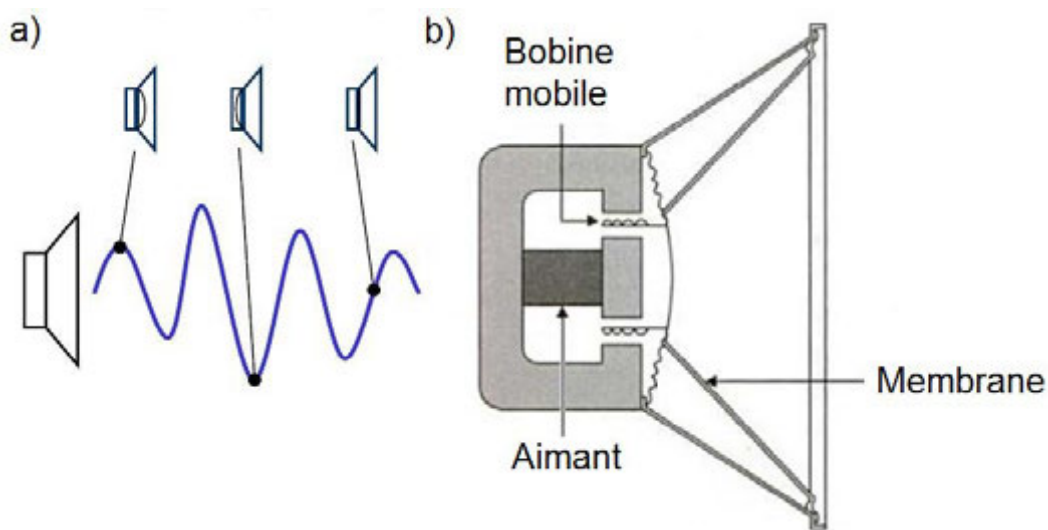


FIGURE 1.8 – a) Principe d'un HPA. Image tirée de [7]. b) Composants d'un HPA électrodynamique. Image tiré de [8].

#### 1.2.1.1 Le haut-parleur électrodynamique

Il existe plusieurs types de haut-parleurs, mais le haut-parleur électrodynamique (ou électromagnétique) est largement le plus répandu. Le premier brevet concernant cette technologie a été déposé par E.W. Siemens en 1877, et bien qu'elle ait été amélioré jusqu'aujourd'hui, son principe de base n'a pas évolué. Ce type de haut-parleur est entre autre composé d'une membrane, d'un aimant et d'une bobine mobile (voir figure 1.8b). L'aimant permanent crée un champ magnétique dans le petit espace cylindrique où se trouve la bobine, appelé l'entrefer. Lorsqu'un courant électrique traverse la bobine mobile, une force électromagnétique s'exerce sur celle-ci. Il s'agit de la force de Laplace, dont la valeur et le sens sont données par la formule  $\vec{F} = L\vec{I} \wedge \vec{B}$ , avec  $L$  la longueur de fil de la bobine,  $\vec{I}$  le vecteur intensité et  $\vec{B}$  vecteur champ magnétique. Les vecteurs étant perpendiculaire à chaque instant, la force est dirigée selon l'axe de la bobine. Elle se déplace donc dans un sens ou dans l'autre en fonction du sens du courant qui la parcourt. La membrane, reliée à la bobine, suit les mêmes mouvements et exerce des pressions sur l'air environnant. Ce sont ces variations de pression qui produisent le son perçu par un auditeur.



Un haut-parleur électrodynamique est assimilable à un modèle mécanique à un degré de liberté [9]. L'équation régissant un tel système sera étudiée en section 2.3.2.2. La figure ?? présente le déplacement, la vitesse et l'accélération de la membrane en fonction de la fréquence. A la fréquence de résonance, la vitesse de la membrane est maximale. Avant cette fréquence propre, le comportement du système est dominé par la raideur : l'amplitude de déplacement est constante tandis que l'accélération augmente de +12 dB/octave. Au dessus de la fréquence propre, le comportement du système est dominé par la masse : l'amplitude de déplacement diminue de -12 dB/octave tandis que l'accélération est constante .

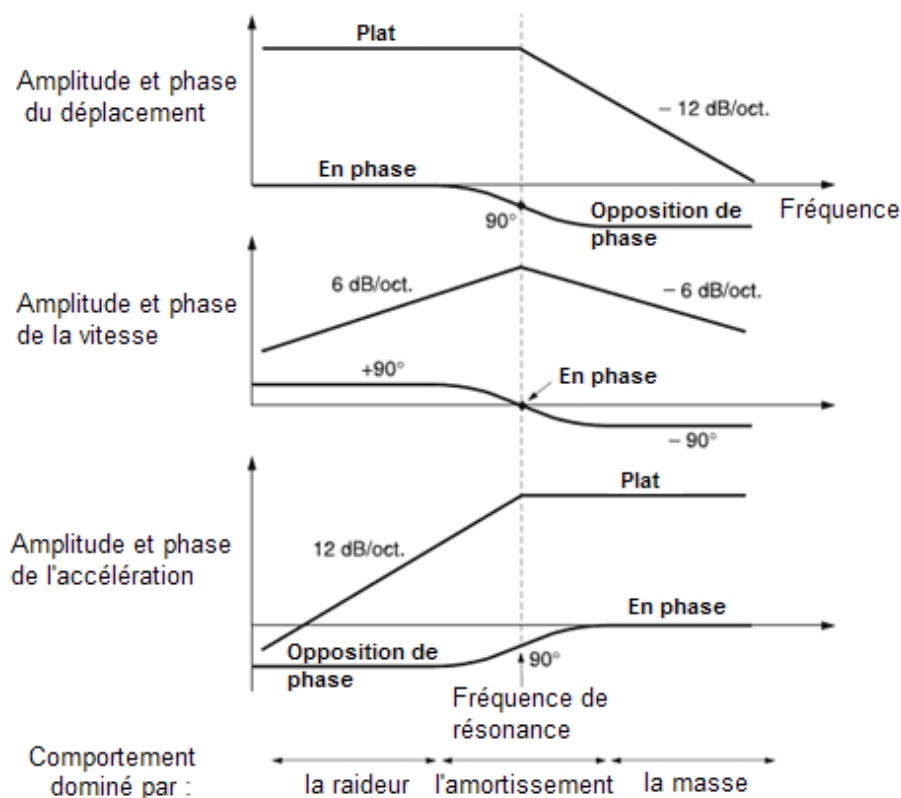


FIGURE 1.9 – Amplitude et phase du déplacement, de la vitesse et de l'accélération de la membrane d'un haut-parleur électrodynamique en fonction de la fréquence. Image tirée de [9].

Pour obtenir une restitution fidèle de l'œuvre musicale que l'on souhaite écouter, il est nécessaire d'utiliser le haut-parleur dans son domaine linéaire, c'est à dire que les mouvements de la membrane doivent rester proportionnels au signal électrique d'entrée. A cause du manque de linéarité élastique du système de suspensions pour les grands déplacements et de forces magnétiques dont les amplitudes varient en fonction de la surface de la bobine présente dans l'entrefer, des distorsions sont souvent obtenues lorsque des sons de fortes amplitudes sont générés. L'échauffement de la bobine par effet Joule peut également être une autre source de distorsions [10]. Le filtre passe-bas dans la chaîne de restitution du son (voir figure 1.7) est utile pour supprimer les fréquences les plus élevées, qui bien que non audibles, pourraient exciter le HPA à des fréquences où il ne répond plus de façon linéaire. Ces non-linéarités provoqueraient des distorsions dont des traces peuvent se retrouver dans la gamme de fréquences audibles.



Un haut-parleur électrodynamique ne peut pas émettre tous les sons compris dans la plage de fréquence audible qui s'étend de 20 Hz à 20 kHz. Pour émettre un son aigu, la membrane doit vibrer rapidement, il faut donc un haut-parleur petit et léger. Au contraire, pour produire un son grave, la membrane vibre beaucoup moins vite et doit posséder une grande surface émissive pour transmettre suffisamment d'énergie acoustique. C'est pourquoi des enceintes composées de plusieurs haut-parleurs de différentes tailles sont très souvent utilisés. Il existe cependant des haut-parleurs dit « large bande » qui peuvent reproduire une grande partie de la gamme audible.

Le THD, pour « Total Harmonic Distortion », est un indicateur exprimé en pourcentage qui est utilisé pour indiquer le degré de linéarité du haut-parleur. Il sera explicité mathématiquement en section 1.3.2. Les fabricants de haut-parleurs donnent rarement le taux de distorsions de leurs produits, certainement car ce n'est pas un paramètre qui parle au grand public, que sa définition peut varier et que sa valeur dépend de la gamme de fréquences et du niveau sonore. Il y a en effet plus de distorsions harmoniques pour les basses fréquences et pour les grandes amplitudes. Toutefois, pour donner un ordre d'idée, pour un haut-parleur électrodynamique large-bande le THD vaut entre 0.5% et 4% entre 50 Hz et 20 kHz en bas régime et peut atteindre 10 % au volume maximum. Concernant le niveau sonore maximal, des spécifications énonçant entre 90 et 100 dB à 1 m sont habituelles.

#### 1.2.1.2 Autres types de haut-parleurs analogiques

D'autres types de haut-parleurs ont été développés au cours du 20<sup>ème</sup> siècle :

- L'approche électrostatique utilise une membrane chargée par une tension pouvant aller jusqu'à plusieurs milliers de Volts, disposée entre deux électrodes ajourées. La variation de potentiel sur chacune des électrodes met en mouvement la membrane par effet capacitif. Cette technologie est en général réservée au très haut de gamme en raison du coût de fabrication.
- La technologie piézoélectrique repose sur les propriétés de déformation des matériaux piézoélectriques sous l'effet d'un champ électrique. Les haut-parleurs grand public de ce type sont commercialisés depuis la fin des années 60 et ils sont particulièrement adaptés aux hautes fréquences en raison de leurs petites tailles et de leurs fréquences propres élevées.

Il existe d'autres types d'actionnement dans la littérature, mais ces technologies ne sont que très peu ou pas répandues dans le commerce à cause de difficultés de mise en œuvre ou de défauts rédhibitoires. On citera par exemple :

- le haut-parleur à magnétostriction, qui repose sur la déformation d'un matériau ferromagnétique sous l'effet d'un champ magnétique [11],
- le haut-parleur à air comprimé (ou électropneumatique), dont le principe repose sur le passage d'air comprimé au travers d'une ouverture dont la surface varie en fonction du temps. Le plus souvent, la taille de cette ouverture est gérée par un système électrodynamique [12, 13, 14],
- le haut-parleur thermoacoustique, dont le principe est de chauffer l'air ambiant ou un matériau donné, créant ainsi des dilatations et donc des ondes acoustiques. Des sous-classes existent, comme le haut-parleur à plasma qui repose sur l'utilisation d'un arc électrique [15, 16] ou le haut-parleur optoacoustique (ou photophone) qui repose sur l'absorption de lumière par un matériau qui la convertit alors en chaleur [17, 18, 19].

Récemment, le HPA semble se tourner vers de nouvelles applications. Ainsi, un prototype de haut-parleur thermoacoustique ultra-fin, flexible, transparent et extensible, basé sur une structure à base de nanotubes de carbone incorporés dans un film plastique (PET) de 200  $\mu\text{m}$  couvert d'une couche conductrice a été présenté en 2008 [20]. Ce haut-parleur, encore à l'état d'objet de laboratoire, fonctionne par une tension appliquée entre les deux côtés du film (voir figure 1.10a). Ce potentiel chauffe et dilate brutalement les

nanotubes qui produisent ainsi l'onde acoustique. Les temps de réponse des nanotubes de carbones étant très faibles il est ainsi possible de générer l'ensemble de la gamme audible. La figure 1.10b présente le niveau sonore mesuré à une distance de 5 cm ainsi que le taux de distorsions pour 2 haut-parleurs constitués d'un nombre différent de films plastiques. On peut remarquer que l'intensité sonore et la qualité acoustique de ces premiers démonstrateurs restent très en deçà des performances des haut-parleurs électrodynamiques. D'autres réalisations de haut-parleurs fins et souples basées sur un actionnement électrostatique d'une membrane entre deux électrodes ont récemment été mises au point par les sociétés Warwickaudiotech [21] et le centre de recherche Taïwanais ITRI [22]. Ces technologies semblent prometteuses mais ne peuvent actuellement pas rivaliser avec les performances acoustiques de haut-parleurs électrodynamiques.

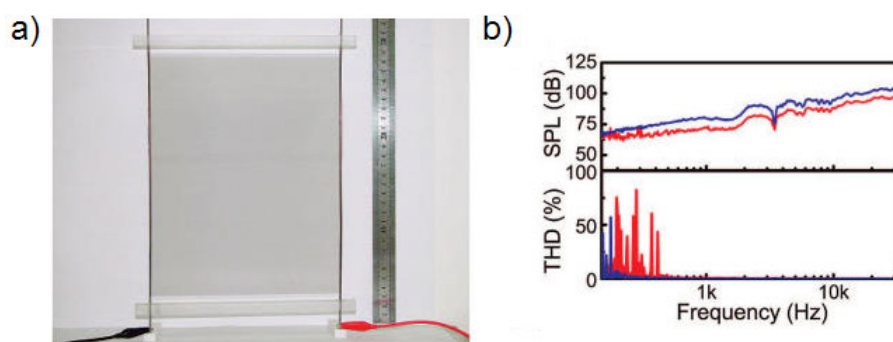


FIGURE 1.10 – a) Photographie d'un haut-parleur à base de nano-tubes de carbone. b) Performances acoustiques de ce haut-parleur . images tirées de [20]

### 1.2.2 HPA utilisés actuellement en téléphonie

Les haut-parleurs de tailles réduites utilisés actuellement en téléphonie sont de type électrodynamique. D'après [23, 24, 25, 26], ces haut-parleurs produisent une qualité acoustique médiocre (taux de distorsions assez élevé) et leur très faible rendement électroacoustique explique leur consommation électrique élevée (environ un quart de la puissance électrique disponible). Ces différentes publications donnent des spécifications concernant ces haut-parleurs actuels : une fréquence propres de 800 Hz environ (qui peut monter jusqu'à 1.5 kHz lorsque le haut-parleur est monté avec un faible volume arrière), un niveau sonore compris entre 65 et 85 dB SPL à 10 cm sous 1 W, et un rendement acoustique faible égale à  $10^{-5}$ .

### 1.2.3 HPA MEMS

Grâce à leur polyvalence, les micro-technologies ont permis depuis 1995 les premières implémentations de différents principes de transduction acoustique au sein de micro-haut-parleurs analogiques. Les applications principalement visées sont la téléphonie mobile, les écouteurs et les prothèses auditives. Les réalisations les plus récentes et les plus significatives mais non exhaustives sont présentées dans cette section.

En 1996, Rangsten [27] décrit un haut-parleur électrostatique qui génère des ondes ultra-sonores. La membrane en silicium est séparée du substrat (en silicium également) par un isolant en silice. La membrane, plutôt que de se défléchir, « roule » sur le substrat, c'est à dire que les surfaces en contact sont plus ou

moins grandes en fonction de la tension appliquée (voir figure 1.11). En anglais, ce mode de fonctionnement est appelé « touch-mode configuration ». Cette membrane possède un rayon de 1 mm et une fréquence de résonance de 127 kHz. A cette fréquence, les tests expérimentaux montrent que la pression est de 112 dB SPL à 1 cm, sous une tension de 15 V crête à crête. Ce fonctionnement en « touch-mode » est plus efficace sur le plan énergétique que le principe électrostatique classique. En effet, dans ce dernier cas l'élément mobile a alors très peu d'excursion pour rester dans le domaine linéaire. Il est donc relativement éloigné des électrodes, ce qui oblige l'utilisation de fortes tensions.

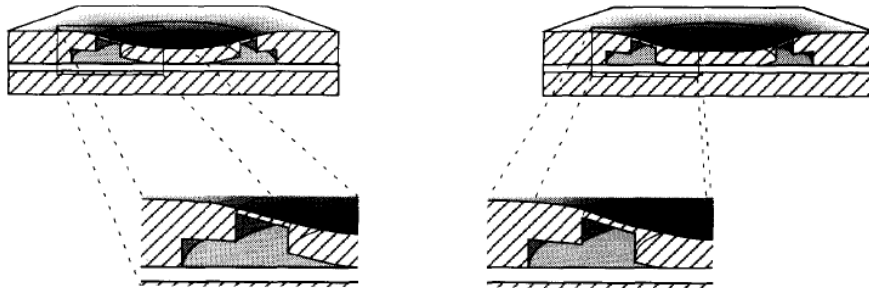


FIGURE 1.11 – Principe du fonctionnement électrostatique en « touch-mode configuration »

C'est ce qu'on va voir avec les travaux de Neumann [28], publiés en 2001, qui montre le procédé de fabrication, des simulations et des résultats expérimentaux d'un écouteur MEMS qui fonctionne sur le principe électrostatique classique. La membrane mobile est directement fabriquée sur un composant CMOS qui contient l'électronique (voir figure 1.12a). Le procédé de fabrication de cette membrane est simple (peu d'étapes technologiques) et donc peu coûteux. Elle est constituée d'un film polymère qui contient une armature en aluminium et en nitrure de titane. Cette armature possède la forme d'un serpentín (voir figure 1.12b). Ceci est utile pour libérer les contraintes internes et ainsi garder une déformée initiale de la membrane faible. Cette membrane forme un carré de 1.4 mm de côté. La puce est trouée derrière la membrane afin de laisser l'air s'échapper à l'extérieur. Ces trous sont visibles figure 1.12c, qui présente une photographie du dispositif où la membrane a été partiellement arrachée. Le HPA est mis en place sur un support et le tout est ensuite placé dans la coque d'un écouteur du commerce, ce qui permet d'éviter les court-circuits acoustiques. Des mesures ont été faites en plaçant l'écouteur MEMS dans une oreille artificielle en utilisant une tension continue de 67 V et une tension alternative de 14.3 V crête à crête. De faibles pressions de l'ordre de 20 à 40 dB SPL ont été obtenues dans la cavité de l'oreille entre 1 et 15 kHz. Cependant, en 2002, un nouveau papier de Neumann [29] est publié. Il est très proche du précédent mais cette fois le support du HPA est troué afin de laisser l'air s'échapper dans un plus grand volume (voir figure 1.12d). Ceci réduit l'impédance acoustique du volume arrière, ce qui permet d'obtenir de plus grands déplacements pour une force électrostatique constante. Ce trou a un effet important sur la pression générée, puisqu'en plaçant l'écouteur dans une oreille artificielle, des pressions comprises entre 65 et 80 dB SPL sont désormais obtenues entre 20 et 4000 Hz.

En 2007, Roberts [30] propose un haut-parleur MEMS qui fonctionne sur le principe électrostatique, de nouveau en « touch-mode configuration », mais qui génère cette fois des sons audibles. La membrane de 800  $\mu\text{m}$  de diamètre est en carbure de silicium. Sous une tension crête à crête de 200 V, les enregistrements montrent une pression de 73 dB SPL à 16.59 kHz et à 1 cm.

En 2009, Je [31] a présenté un haut-parleurs MEMS électrodynamique qui vise à remplacer son homo-

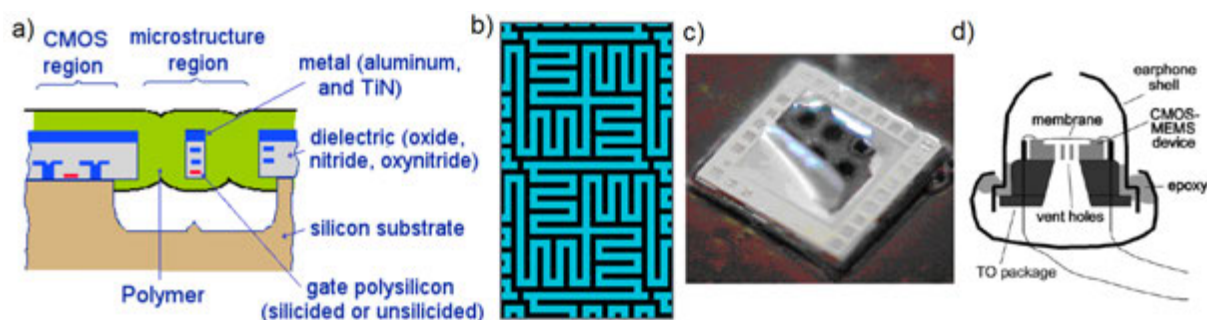


FIGURE 1.12 – a) Empilement technologique du haut-parleur sur composant CMOS. b) Armature en aluminium en forme de serpent. c) Photographie du HPA MEMS. d) Mise en place du HPA sur un support (ici trou), le tout placé dans la coque d'un écouteur. Images tirées de [28, 29]

logue non MEMS dans les prothèses auditives intra-auriculaires, afin de gagner en place et en consommation électrique. En e et pour ce type de prothèse, tous les circuits et les composants électroniques (microphone, batterie, haut-parleur) sont contenus dans une coque qui se loge dans le conduit auditif. Le dispositif présenté est donc constitué d'une membrane en polyimide de 3 mm de diamètre sur laquelle est déposé une bobine en cuivre ainsi qu'un matériau ferromagnétique. La figure 1.13a présente l'étape finale du procédé de fabrication MEMS. L'aimant permanent entourant la bobine est donc absent du procédé et est rajouté plus tard manuellement. Il est visible figure 1.13b sur une photographie du haut-parleur complet mesurant  $4 \times 4 \text{ mm}^2$ . La membrane, dont l'épaisseur est de  $22 \mu\text{m}$ , possède une fréquence propre de 20 kHz. D'après des mesures de déplacement, la pression dans le canal auditif (volume de  $2 \text{ cm}^3$ ) est évaluée à 106 dB SPL à 1 kHz, pour une consommation supposée de 0.13 mW.

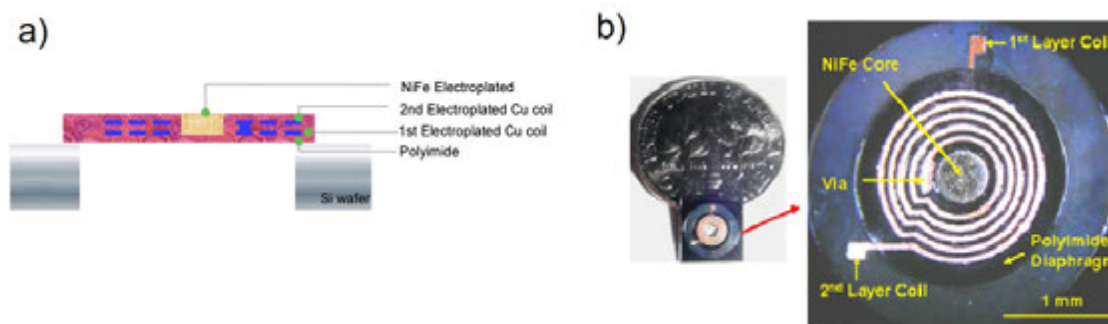


FIGURE 1.13 – a) Empilement technologique du haut-parleur électrodynamique. b) Photographie du haut-parleur complet (c'est à dire avec l'aimant permanent rajouté) . Images tirées de [31]

En 2011, une publication montre un haut-parleur MEMS électrodynamique très proche du précédent et dont l'application est exactement la même. Cependant, la membrane de 3.5 mm de diamètre et de  $3.3 \mu\text{m}$  d'épaisseur est cette fois en PDMS (polydiméthylsiloxane). Ce matériau a l'avantage de posséder un module de Young plus faible que le polyimide. La figure 1.14a présente la dernière étape du procédé de fabrication MEMS. Le matériau ferroélectrique est cette fois en périphérie de la membrane. L'aimant permanent est

rajouté ensuite au centre en soudant une plaque en polymère qui le contient (voir figure 1.14b). Ce procédé peut être automatisé mais cette étape technologique n'est de nouveau pas intégrée dans le procédé de fabrication MEMS. La figure 1.14c montre une photographie du dispositif fabriqué. Contrairement au papier de Je [31], les résultats acoustiques et électriques sont issus de mesures directes. La figure 1.14d montre le niveau de pression dans une cavité de  $2 \text{ cm}^3$  en fonction de la fréquence sous une puissance électrique de 1.76 mW. La fréquence propre à 1.36 kHz est bien visible et on remarque une fréquence de coupure vers les 8 kHz. Une pression de 106 db SPL à 1 kHz est prise comme élément de comparaison avec les résultats précédemment publiés. Pour un niveau sonore équivalent, le papier déclare posséder la plus basse consommation qui a été validée expérimentalement.

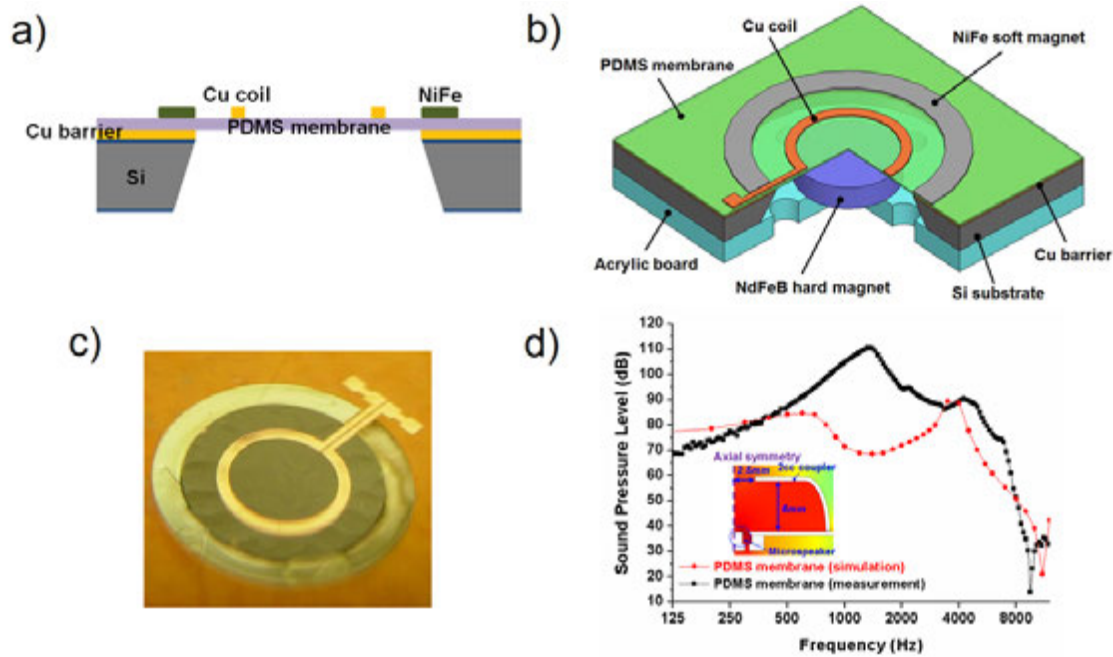


FIGURE 1.14 – a) Empilement technologique. b) Ajout de l'aimant permanent. c) Photographie du dispositif fabriqué. d) Niveaux de pression simulés et mesurés. Images tirées de [32]

Entre 2010 et 2013, la conception, la modélisation, l'optimisation et la caractérisation d'un même haut-parleur MEMS électrodynamique destiné à la téléphonie (plus particulièrement en utilisation main-libre) a fait l'objet de plusieurs publications [33, 34, 35, 26, 23]. Le but est d'obtenir un haut-parleur supérieur en tout point à ceux actuellement présent dans les téléphones portables (voir les spécifications en section 1.2.2). Contrairement à la plupart des haut-parleurs électrodynamiques MEMS possédant une membrane déformable encadrée à sa périphérie, le dispositif se comporte ici comme un piston. Il est donc souhaitable que la membrane en silicium (voir figure 1.15a, qui présente la dernière étape du procédé de fabrication MEMS) de 15 mm de diamètre qui sert de piston reste la plus rigide possible et qu'elle ne possède pas de modes propres dans les fréquences audibles. Pour que le premier mode se situe à 20 kHz, son épaisseur doit être de 320  $\mu\text{m}$ . Une telle épaisseur n'est pas acceptable car elle conduirait à une masse trop importante et donc à une baisse du rendement électroacoustique. Un compromis a alors été trouvé en utilisant une membrane nervurée d'une épaisseur de 20  $\mu\text{m}$  et possédant 5 modes dans la gamme de



fréquence audible, le premier étant à 13 kHz. Cette membrane est visible dans un encadré de la figure 1.15b, qui présente également une modélisation 3D du dispositif complet où 2 aimants sont rajoutés une fois de plus en dehors du procédé de fabrication MEMS. Ces aimants ont été placés de façon à maximiser le champ magnétique qui s'exerce sur la bobine. La membrane est maintenue par des suspensions flexibles dont la forme a été optimisée afin de limiter les contraintes maximales lorsque le déplacement de la membrane est de 300  $\mu\text{m}$  (voir figure 1.15c). La figure 1.15d présente une photographie du dispositif. Les caractérisations montrent que ce dernier possède une fréquence propre de 480 Hz. Au dessus de cette fréquence et jusqu'à 70 kHz, la réponse fréquentielle est relativement plate et la pression générée vaut 80 dB SPL à 10 cm sous une puissance électrique d'entrée de 0.5 W (voir figure 1.15e). Ceci équivaut à un rendement électroacoustique de  $3 \cdot 10^{-5}$ , soit 3 fois supérieur au rendement des haut-parleurs actuellement utilisés en téléphonie.

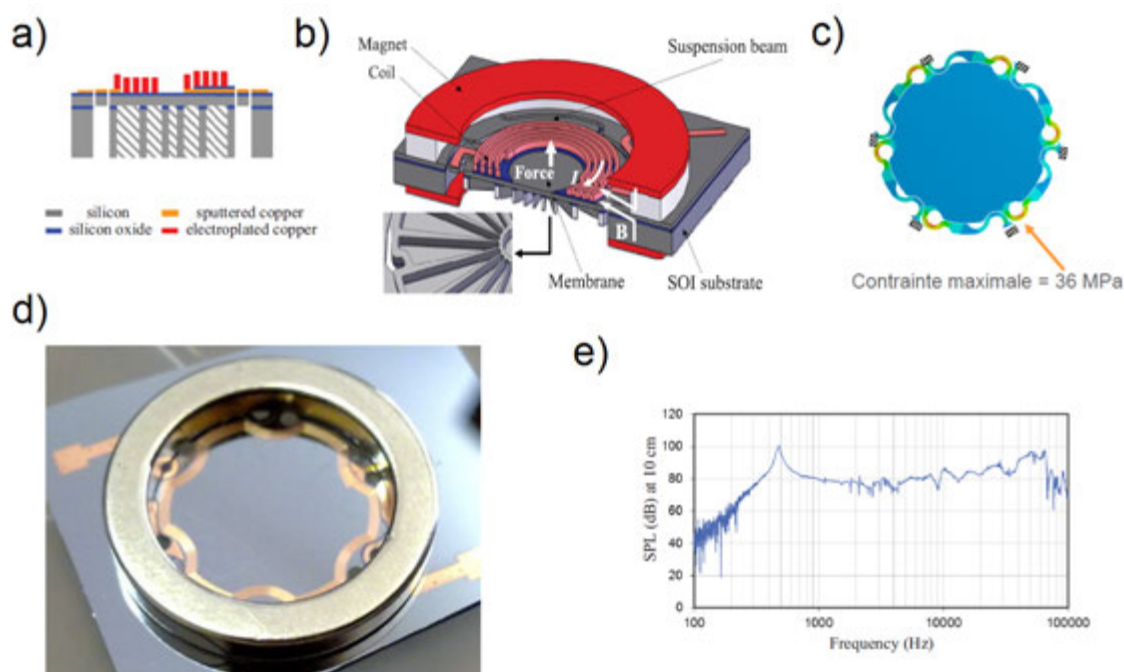


FIGURE 1.15 – a) Empilement technologique. b) Modélisation 3D où l'ajout des 2 aimants permanent est visible. c) Forme des bras de suspensions. d) Photographie du dispositif au complet. e) Réponse fréquentielle du haut-parleur. Images tirées de [26, 23]

Concernant les haut-parleurs MEMS utilisant l'actionnement piézoélectrique, on peut commencer par exemple par citer les travaux de Ko, qui datent de 2003 [36]. Il y est tout d'abord précisé que la fabrication de haut-parleurs MEMS piézoélectriques est plus robuste que celle concernant ceux fonctionnant sur le principe électrostatique classique, car il peut être compliqué de maîtriser l'espace d'air entre l'élément mobile et les électrodes. L'actionnement piézoélectrique a de plus l'avantage de fonctionner avec des tensions d'utilisation plus faible que l'actionnement électrostatique, notamment concernant la tension d'offset (qui peut d'ailleurs être inexistante dans le cas piézoélectrique, en fonction du matériau utilisé). La figure 1.16a présente l'empilement technologique vu de coté et du dessus. Une membrane carrée de 3  $\text{mm}^2$  en nitrure

de silicium est recouverte d'oxyde de zinc (ZnO) qui est piézoélectrique. Deux paires d'électrodes en aluminium situées au centre ou en périphérie de la membrane permettent d'appliquer un champ électrique sur le ZnO. La figure 1.16b présente une photographie du dispositif fabriqué, qui est ensuite mis en place sur un boîtier DIP. L'épaisseur totale de la membrane est de 3  $\mu\text{m}$ , la fréquence de son premier mode est situé à 7.3 kHz et le second à 13.3 kHz. En appliquant une tension continue de 7.5 V ainsi qu'une tension sinusoïdale de 7.5 V (ceci permet de rester dans un domaine de tension positif, à cause de la propriété ferroélectrique du ZnO, voir section 2.2.1) sur l'électrode située en périphérie, et en mesurant la pression à 1 cm, la figure 1.16c est obtenue. Des pressions de 76 dB et 83 dB sont respectivement obtenues à 7.3 et 13.3 kHz.

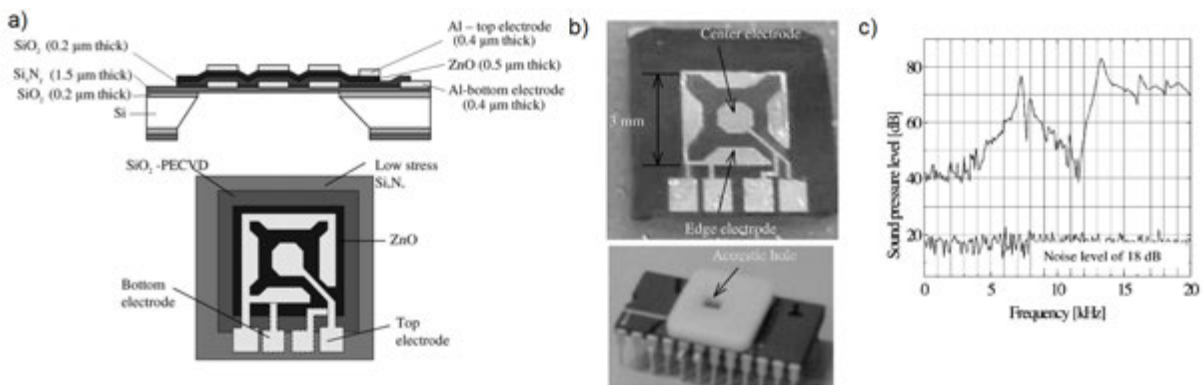


FIGURE 1.16 – a) Empilement technologique. b) Photographie du dispositif. c) Réponse fréquentielle du haut-parleur. Images tirées de [36]

En 2009, Cho [37] propose d'améliorer les performances du haut-parleur MEMS piézoélectrique. Pour cela, il utilise tout d'abord une membrane en polyimide, qui est un matériau plus souple que le nitrure de silicium et qui se déformera donc plus facilement. Le choix du matériau piézoélectrique se porte vers le Titano-Zirconate de Plomb (PZT), qui possède de meilleurs coefficients piézoélectriques (voir section 2.2.1) que le ZnO, et qui conduit donc à de plus grands déplacements pour un même champ électrique. L'empilement technologique est visible figure 1.17a, où une modélisation 3D permet également de voir que l'actionneur en PZT est divisé en 4 parties afin de diminuer la raideur de la membrane. Cette membrane possède un diamètre de 4 mm et une épaisseur de 4  $\mu\text{m}$ . Sa fréquence propre n'est pas indiquée mais est comprise dans les fréquences audibles. La figure 1.17b présente le haut-parleur fabriqué, en place sur un PCB (image 1). On peut voir que ce PCB est troué en face arrière (image 2) afin de créer un volume d'air qui améliore les performances acoustiques lorsque le tout est en place dans un packaging (image 3). Ce packaging possède également des trous en face arrière pour laisser l'air s'échapper (image 4). Des mesures ont été faites en plaçant un microphone à 1 cm du haut-parleur et en utilisant une tension de 13 V. Les résultats sont visibles de 200 Hz jusqu'à 10 kHz figure 1.17c. 79, 87 et 90 dB SPL sont obtenues respectivement à 1, 5 et 10 kHz. On remarque de plus que la réponse fréquentielle est relativement plate sur cet intervalle de fréquence, ce qui est une bonne chose.

Citons pour finir cette section un haut-parleur MEMS possédant un moyen d'actionnement moins courant, fonctionnant selon le principe de conversion optoacoustique [38]. Une membrane de 2.5 mm de diamètre en silice et silicium possède sur sa face supérieure un réseau de nano-colonnes en silicium. La figure 1.18a présente l'empilement technologique tandis que la figure 1.18b présente une photographie MEB

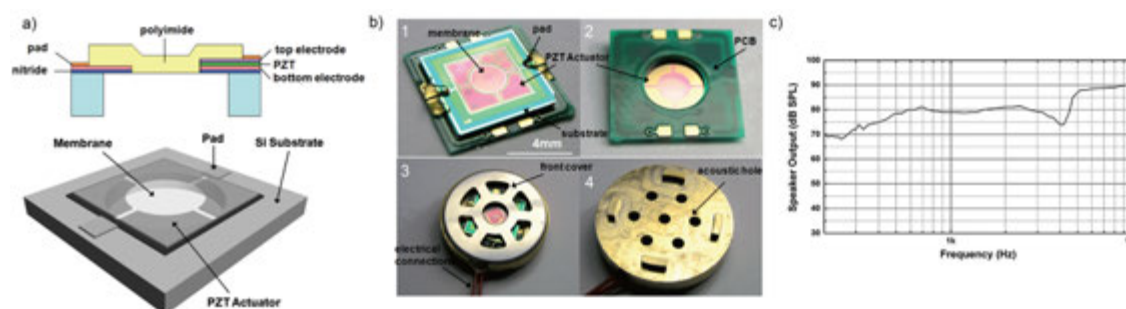


FIGURE 1.17 – a) Empilement technologique. b) Photographie du dispositif. c) Réponse fréquentielle du haut-parleur. Images tirées de [37]

des nano-colonnes possédant un diamètre de 250 nm à leurs bases. Ce réseau forme un cristal photonique qui permet de « piéger » les rayons lumineux pour les convertir plus efficacement en chaleur. Le silicium se dilate alors sous l'effet de la chaleur et la membrane fléchit par effet bilame, ce qui permet la génération d'ondes acoustiques. Cette technologie a l'avantage de ne pas nécessiter de connections électriques. Cependant, les pressions générées sont faibles puisque 55 dB SPL ont été obtenus au plus proche de la membrane à la fréquence de résonance de celle-ci qui vaut 11 kHz.

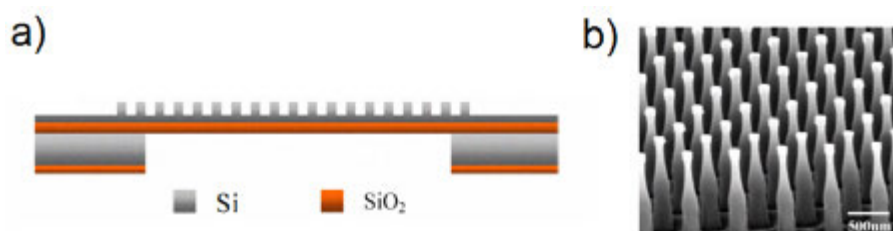


FIGURE 1.18 – a) Empilement technologique. b) Photographie MEB des nano-colonnes. Images tirées de [38]

## 1.3 Le haut-parleur digital (HPD)

### 1.3.1 Principe du HPD et avantages/inconvénients par rapport au HPA

Le haut-parleur numérique, ou haut-parleur digital (HPD), est un moyen de transduction sonore qui reçoit comme entrée électrique un signal numérique codé dans une des représentation possible (voir section 1.1.3). Il n'y a donc plus de CNA électrique dans la chaîne de restitution du son (voir figure 1.19).

On distingue alors 2 cas. Dans le premier, ce sont les transducteurs électromécaniques du HPD qui font office de CNA mécanique. Avec une représentation de l'information numérique sous la forme PCM, les forces qu'ils produisent doivent alors s'additionner à chaque période d'horloge pour générer une force équivalente dont l'amplitude correspond à la valeur codée par le mot binaire. Avec une représentation PWM, la force équivalente doit être proportionnelle au rapport cyclique. La partie mécanique agit ensuite



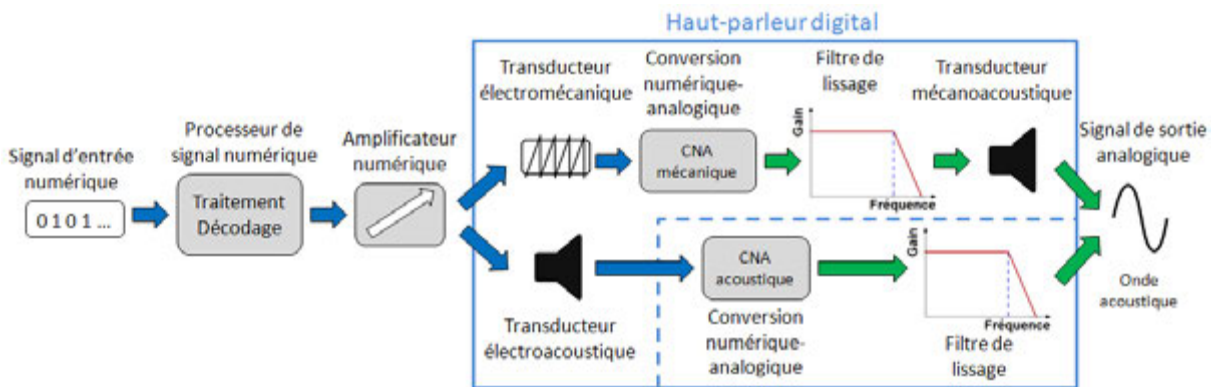


FIGURE 1.19 – Chaîne de restitution du son incluant un HPD

comme un filtre passe-bas. L'avantage de ce type de HPD par rapport au HPA se limite quasiment à l'absence de CNA électrique. En effet, l'accélération du transducteur mécanoacoustique de ce type de HPD doit rester proportionnel au son que l'on souhaite générer. Tous les défauts du HPA relatifs à cette propriété se retrouvent donc dans ce type de HPD.

Le second cas, où la conversion se fait directement dans l'air (CNA acoustique) est celui qui nous intéresse le plus car son principe propose une vraie rupture par rapport au HPA, proposant alors des avantages et de nouvelles applications. La représentation PCM est largement la plus courante, mais on verra dans l'état de l'art des représentations PWM et Sigma-Delta. En PCM, le principe de fonctionnement du HPD, visible figure 1.20a, repose alors sur l'additivité linéaire des pressions dans l'air. Chaque transducteur composant le HPD est alors capable de générer un bref pulse de pression, qui sur la figure 1.20a, possèdent une forme idéale (rectangulaire). A chaque période d'horloge du HPD, un certain nombre de transducteurs sont activés afin d'obtenir un pulse de pression globale d'une certaine amplitude, en fonction de la sous-catégorie du pilotage PCM (voir section 1.3.3). L'activation du LSB conduit à la génération du plus petit pulse de pression, égale à un pas de quantification. L'activation du MSB provoque quant à lui la génération d'un pulse de pression dont l'amplitude vaut environ la moitié de l'amplitude maximale. L'enveloppe de l'onde acoustique analogique est ainsi recrée directement dans l'air. Si la fréquence d'horloge du HPD est d'au moins 40 kHz, il est alors possible de se passer de filtre passe-bas acoustique car c'est l'oreille humaine qui assure cette fonction.

Sur cette figure 1.20a, des pulses de pressions négatifs sont visibles. Ceci n'est pas obligatoire et il est possible d'utiliser des transducteurs électroacoustique possédant seulement 2 états possibles à chaque période d'horloge : inactifs ou générant un pulse de pression positif (ou négatif). Ce fonctionnement binaire des transducteurs pose malheureusement un problème majeur d'efficacité. L'onde à reconstruire se retrouve en effet translatée dans le domaine des pressions positives (ou négatives). L'oreille étant sensible aux variations de pressions, l'amplitude minimale du signal à reconstruire correspond à l'absence d'activation tandis que l'amplitude maximale correspond à l'activation de tous les transducteurs. Le niveau zéro du signal à reconstruire correspond alors à l'activation du ou des transducteurs produisant la moitié de la pression maximale. En permettant aux transducteurs de générer à la fois des pulses de pression positifs et négatifs, le niveau zéro du signal correspond à l'absence d'activation. De plus, la résolution d'amplitude double, ce qui permet d'utiliser moins de transducteurs. Cette méthode de pilotage requiert cependant que les pulses de pressions positifs et négatifs soient parfaitement symétrique pour éviter une source de

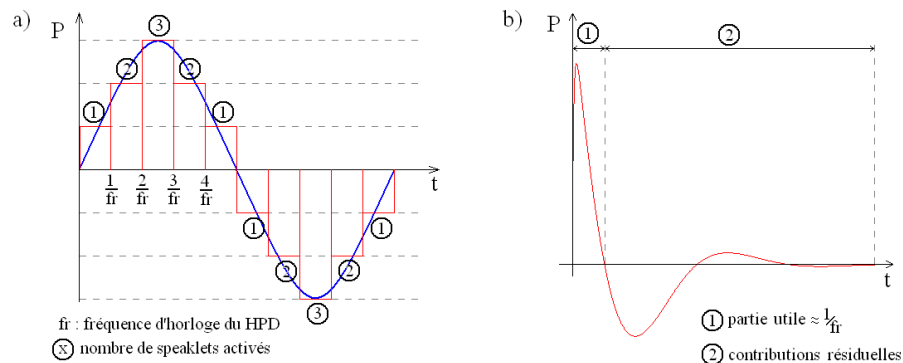


FIGURE 1.20 – a) Principe de reconstruction d'un son par l'utilisation de pulses de pression idéaux. b) Exemple de forme réaliste d'un pulse de pression. Images tirées de [39]

distorsions.

Le principal avantage du HPD avec conversion numérique/analogique dans l'air par rapport au HPA est la possibilité que les transducteurs composant le HPD se comportent de façon non-linéaire, l'aspect linéaire étant reporté dans l'air par l'additivité des pressions. Une première source de distorsions est donc éliminée en effectuant la conversion le plus tard possible, ce qui permet d'augmenter la précision de la reproduction et donc la qualité du son [7, 40]. De plus les transducteurs pouvant fonctionner de manière non-linéaire, ils peuvent théoriquement être capables de générer de fortes accélérations ou décélérations, et donc des pulses de pressions de fortes amplitudes. Pour une surface d'émission égale, le HPD peut donc théoriquement générer de plus fortes pressions que le HPA, ce qui conduit à un meilleur rendement électroacoustique et à une baisse de la consommation électrique. Il est de plus potentiellement possible de générer des basses fréquences avec un HPD de petites dimensions si les pulses de pressions sont adaptés. Le HPD est également plus flexible que le HPA car il est possible jouer sur plus de paramètres tels que la géométrie des transducteurs, la façon de les placer, les propriétés matériaux, la forme des pulses de tension utilisés...

Il existe en contrepartie certains inconvénients. L'absence de filtre passe-bas dans la chaîne de restitution du son conduit à la génération d'ondes ultrasonores. Les pulses de pressions réellement générées possèdent des contributions résiduelles après le premier lobe (voir l'exemple de pulse de pression réaliste figure 1.20b) qui gênent la reconstruction. La section 2.1.3.1 présentera une approche théorique des pulses de pressions réalistes. On verra également que le contenu fréquentiel d'un pulse de pression détermine la réponse fréquentielle du HPD (voir section 2.1.2). Un pulse de pression court étant difficilement compatible avec des basses fréquences, la génération de ces fréquences est le défi du HPD.

L'état de l'art sur les HPD sera divisé en 2 parties en fonction d'où se produit la conversion numérique/analogique. Dans la littérature, cette classification n'est pas clairement précisée et on considérera qu'un HPD possédant un seul transducteur mécanoacoustique fait la conversion numérique/analogique dans le domaine mécanique. Un HPD constitué de plusieurs transducteurs électroacoustiques sera quant à lui assimilé à un CNA acoustique.

### 1.3.2 Indicateurs de qualité du son reconstruit

Pour mesurer la fidélité du son obtenu par rapport au son voulu, trois indicateurs pourront être utilisés : le THD, le THD+N et le SNR. Parfois, il peut exister plusieurs définitions à ces indicateurs, c'est notamment le cas pour le calcul de THD où le signal de référence peut être pris avec ou sans ses harmoniques (voir [41]). Pour des résultats plus homogènes et des comparaisons plus aisées, les définitions qui sont visibles dans la thèse de Mendoza-Lopez [?] (qu'il a lui-même tiré du livre de Morfey [42]) seront utilisées dans la partie expérimentale de cette thèse.

Le THD, pour « Total Harmonic Distortion », est un indicateur exprimé en pourcentage qui dans le monde de l'acoustique donne un degré de linéarité des différents systèmes (amplificateurs, haut-parleurs...). Il est défini comme le ratio entre la puissance de tous les harmoniques présents dans une certaine gamme de fréquences, noté  $P_H$  sur la puissance du fondamental noté  $P_F$  (Voir équation 1.2)

$$THD(\%) = \sqrt{\frac{\sum P_H}{P_F}} \times 100 \quad (1.2)$$

Le numérateur du THD+N, pour « Total Harmonic Distortion + Noise », contrairement au THD, prend en compte tout le signal excepté le fondamental sur une gamme de fréquences donnée. La valeur de THD+N est donc plus importante que le THD. Tout ce qui n'est pas un harmonique est en effet regroupé sous le terme « bruit », dont la puissance est noté  $P_B$ . Les intermodulations sont donc prises en compte dans le calcul de fidélité. Cet indicateur s'exprime de nouveau en pourcentage et est défini par l'équation 1.3.

$$THD + N(\%) = \sqrt{\frac{\sum P_H + P_B}{P_F}} \times 100 \quad (1.3)$$

Le SNR, pour « Signal to Noise Ratio » est le ratio entre la puissance du fondamental et celle du bruit, dans une certaine gamme de fréquence (voir équation 1.4).

$$SNR = \frac{P_F}{P_B} \quad (1.4)$$

Un SNR supérieur à 1 signifie donc qu'il y a plus de signal que de bruit de fond. Très souvent, cet indicateur est exprimé en dB ( voir équation 1.5).

$$SNR(dB) = 20 \cdot \log_{10}(SNR) = 10 \cdot \log_{10} \left( \frac{\langle s^2 \rangle}{\langle n^2 \rangle} \right) \quad (1.5)$$

Dans la gamme de fréquences de fonctionnement du HPA, les constructeurs donnent souvent des valeurs de SNR comprises entre 70 et 100 dB.

Dans la partie expérimentale de cette thèse, des signaux contenant 2 fréquences seront souvent utilisés. Le signal à reconstruire possèdera alors théoriquement la même amplitude aux 2 fréquences d'intérêt. Les indicateurs de qualité seront alors calculés de 2 manières distinctes : la première ne prend pas en compte la différence d'amplitudes des 2 fondamentaux dans le signal obtenu alors que la seconde considère cela comme un défaut. La seconde manière est bien évidemment moins favorable.

### 1.3.3 Sous-catégories de représentations PCM

Le signal PCM qui arrive en entrée du HPD peut être retranscrit de différentes manières en fonction du nombre et des caractéristiques des transducteurs électromécaniques ou mécanoacoustiques qui le composent. Les sous-catégories de pilotages PCM sont listées ci-dessous.

- Le pilotage PCM « binary weighted » consiste en l'utilisation de plusieurs transducteurs électromécaniques ou électroacoustiques qui possèdent des propriétés qui varient selon le poids de bits croissants, c'est à dire qui doublent lorsque l'on passe d'un transducteur au suivant (voir figure 1.21a). Ces propriétés peuvent être la force exercée par chaque transducteur ou directement la pression par l'intermédiaire de la surface.
- Le pilotage PCM « bit-grouped » utilise plusieurs transducteurs identiques, rassemblés en un certains nombres de groupes qui contiennent un nombre de transducteurs égal au poids de bits croissants (voir figure 1.21b). Ces groupes de transducteurs sont fixés, reliés de façon électrique, et sont utilisés en parallèle.
- Le pilotage uniforme consiste en l'utilisation de transducteurs électromécaniques ou électroacoustiques tous identiques, mais cette fois indépendants (voir figure 1.21c).

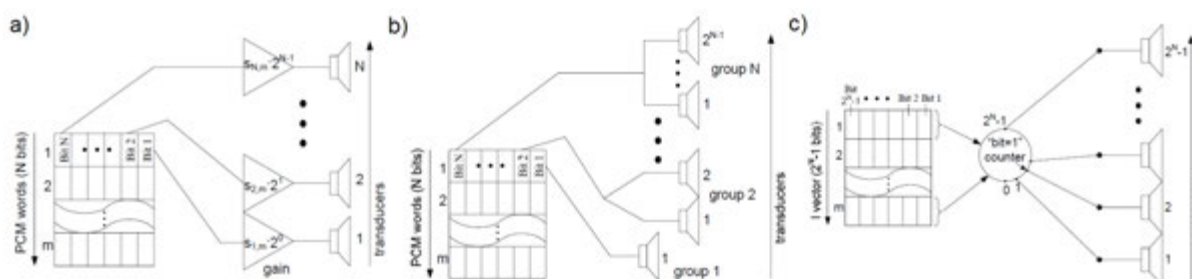


FIGURE 1.21 – Illustration des pilotages PCM a) « binary weighted », b) « bit-grouped », c) uniforme. Images tirées de [43]

### 1.3.4 HPD avec conversion numérique/analogique mécanique

Un CNA mécanique est visible dès 1964 dans un brevet de Roberts [44]. Il ne s'agit cependant pas de produire des ondes acoustiques mais de déplacer un miroir au sein d'une boucle de rétroaction. En effet, une pression analogique fait pivoter le miroir d'un interféromètre, déplaçant alors les franges d'interférences. Des cellules photoélectriques repèrent alors le changement de luminosité, et envoient un signal électrique qui est amplifié, numérisé et envoyé sur le transducteur électromécanique qui remet le miroir en position verticale (voir figure 1.22a). Ce transducteur est une barrette constitué de 8 actionneurs électrostrictifs ou magnétostrictifs dont la surface vaut le double du précédent (voir figure 1.22b). C'est donc un pilotage PCM de type « binary-weighted ».

Le pilotage PWM peut fonctionner avec les HPA classiques. Un signal électrique PWM est alors directement envoyé sur le transducteur électromécanique qui fait office de filtre-passe bas, par exemple une bobine dans le cas d'un HPA électrodynamique. En 1982, un brevet de Joseph [45] montre un haut-parleur électrodynamique composé de 2 bobines montées de façon à ce que les courants qui les traversent soient de sens opposés (voir figure 1.23a). Les 2 bobines exercent donc des forces de sens opposés sur la membrane

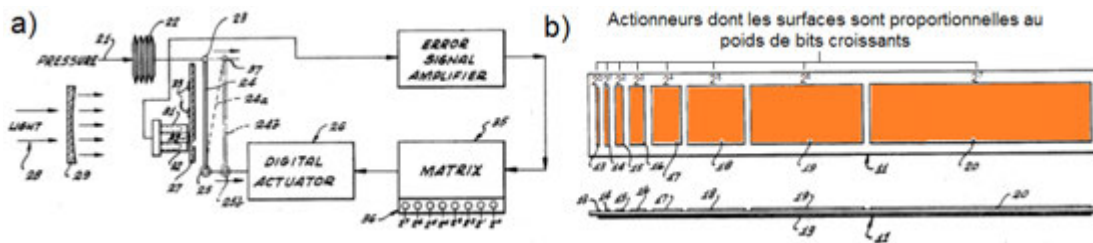


FIGURE 1.22 – a) Schéma de principe du dispositif avec boucle de rétro-action. b) Schéma de l'actionneur digital. Images tirées de [44]

mobile. A partir d'un signal PWM classique, 2 autres signaux PWM sont obtenus, convertis en intensité et envoyés sur chacune des bobines (voir figure 1.23b). Si l'intensité qui parcourt la première bobine est en moyenne plus élevée que celle qui parcourt la seconde, la force exercée par la première bobine prédomine. Cette façon de fonctionner possède l'inconvénient de consommer beaucoup de puissance électrique puisque la force résultante exercée sur la membrane provient de forces en sens inverses.

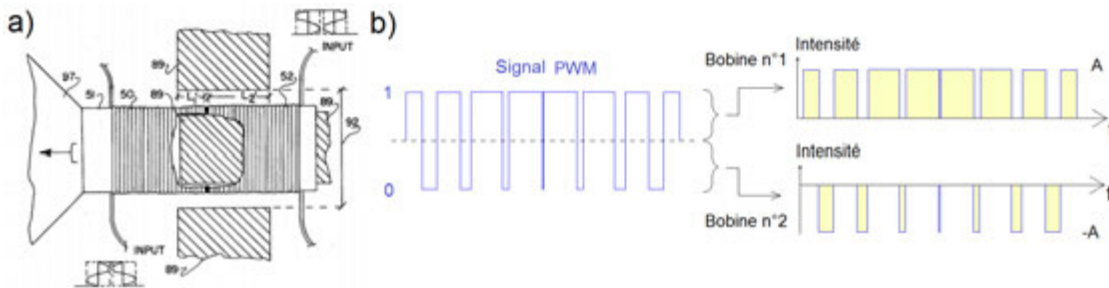


FIGURE 1.23 – a) HPD PWM doté de 2 bobines placées en sens inverses. Image tirée de [44] b) Principe d'obtention des 2 signaux PWM à partir d'un signal PWM classique.

Toujours en 1982, Inanaga [46] propose un haut-parleur électrodynamique composé de plusieurs bobines qui sont cette fois pilotées par un signal PCM. Ce type de HPD est désigné dans la littérature sous le sigle anglais MVCDL pour Multiple Voice Coil Digital Loudspeaker. Le plus souvent, les MVCDL sont de type « binary-weighted » car un MVCDL de type « bit-grouped » ou uniforme conduirait à un trop grand nombre de bobines pour obtenir une résolution satisfaisante. Chaque bobine peut alors être parcourue par une intensité proportionnelle au poids du bit auquel elle correspond, soit posséder un nombre de spires proportionnel au poids du bit auquel elle correspond. Ces bobines peuvent être placées soit l'une derrière l'autre sur l'axe mobile relié à la membrane (voir figure 1.24a), soit enroulées les une sur les autres (voir figure 1.24b). Dans ce dernier cas, il vaut mieux garder un nombre de spires identique et jouer sur les courants car cela permet de fabriquer facilement les bobines à l'aide d'un fil de Litz. Avec cette solution, on s'assure également que toutes les bobines reçoivent le même champ magnétique. Deux formes de couplages apparaissent entre les bobines : leur déplacement dans le champ magnétique produit une force électromotrice dans chaque bobine qui est proportionnelle à la vitesse et la variation de courant dans une bobine produit une force électromotrice dans les autres bobines par effet d'induction mutuelle [47]. Pour que la reconstruction se fasse cependant correctement, il faut que la force créée par chaque bobine reste

proportionnelle au poids du bit à laquelle elle correspond [40]. Pour limiter ces effets de couplages, il est alors nécessaire de piloter directement les bobines par des sources d'intensités et non pas par des sources de tensions. Comme le HPA, le MCVDL peut créer des distorsions si des fréquences élevées excitent des non-linéarités du transducteurs. La présence d'un filtre passe-bas est donc nécessaire et est idéalement assurée naturellement par les transducteurs électromécaniques (voir figure 1.19). Cependant, il peut être difficile de fabriquer un MCVDL possédant une bande passante précise et il peut être intéressant de filtrer les trains de bits de façon électronique ou d'utiliser un filtre passe bas acoustique après la reconstruction du son. La première méthode semble donner de meilleurs résultats [48, 49]. Toujours comme le HPA, le MCVDL ne peut pas reconstruire efficacement toutes les fréquences du spectre audible et il peut être intéressant d'en utiliser plusieurs, qui sont dédiés à la reproduction de différentes bandes fréquentielles. Le filtrage passe-bas et passe-haut des trains de bits allant sur les différents MCVDL peut alors se faire soit dans le domaine numérique par le processeur de signal numérique ou dans le domaine analogique lors de la conversion électromécanique [50].

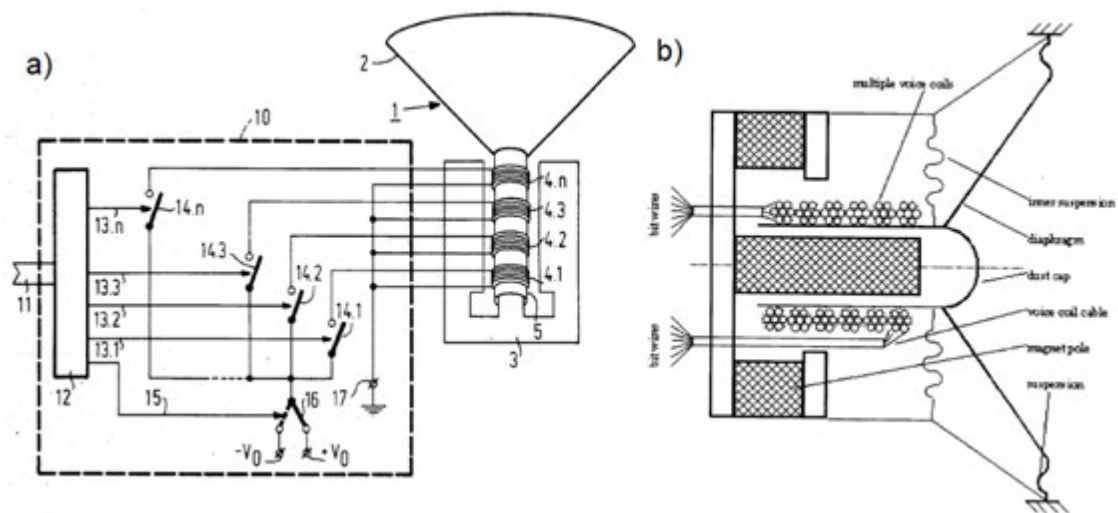


FIGURE 1.24 – a) Exemple d'un MCVDL possédant des bobines placées les unes derrière les autres. Image tirée de [51]. b) Exemple d'un MCVDL possédant des bobines placées les unes sur les autres. Image tirée de [40].

En 2008, Saito présente un MCVDL visible figure 1.25a, composé de 8 bobines qui produisent des forces équivalentes. Ces bobines sont pilotés par un signal Sigma-Delta du 3ème ordre codé sur 3 bits (soit 9 valeurs possibles, ce qui correspond au nombre de bobines) obtenu à partir d'un signal PCM 16 bits (voir figure 1.25b). La reconstruction d'un sinus de fréquence 1 kHz en utilisant une fréquence d'horloge non précisée conduit à un niveau de pression de 104 dB SPL à une distance également non précisée, ainsi qu'à un THD de 0.1 % (voir figure 1.25c).

En 2003, Furihata [53] a publié des résultats d'expérimentations effectués sur un HPD électrodynamique planaire. Sous un panneau vibrant de  $13 \times 13 \text{ cm}^2$  dont la fréquence propre est de 23 Hz, 11 aimants permanents sont placés de façon parallèle (voir figure 1.26). 22 bobines reliées au panneau entourent les aimants. Il y a donc 2 bobines par aimants. Le HPD est de type « binary-weighted » par doublement d'intensité. Le courant pouvant circuler dans les bobines dans les 2 sens, la résolution est donc théoriquement de 23 bits.



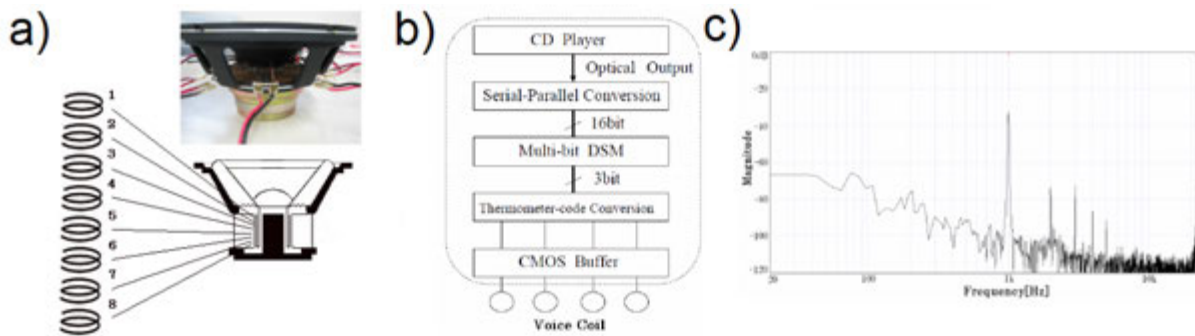


FIGURE 1.25 – a) Photographie et schéma du MVCDL. b) Obtention du signal Sigma-Delta à partir d'un signal PCM. c) Spectre d'un son reconstruit dont la fréquence vaut 1 kHz. Image tirée de [52].

Cependant, l'activation d'un seul transducteur électromécanique peut conduire à une mise en vibration du panneau rayonnant seulement partielle. Pour lutter contre cet effet et faire en sorte que le panneau se déplace comme un piston, certaines bobines sont regroupées par paires en les connectant en série. Pour garder une résolution du HPD de 16 bits (qualité CD), seulement 14 bobines sont regroupées en paires et correspondent aux 7 bits de plus hauts poids. Les 8 bobines restantes sont activées seules et correspondent aux 8 bits de poids les plus faibles. Avec la possibilité d'inverser le sens du courant, une résolution de 16 bits est bien obtenue. Deux configurations, où les paires de bobines sont différentes, sont testées. Par rapport au MVCDL, ce HPD est moins sensible aux couplages entre les bobines. Des sources de tensions sont donc utilisées. Des reconstructions sont effectuées en plaçant le HPD dans un bocal, et en utilisant un microphone placé à 10 cm dans l'axe. Des niveaux sonore de l'ordre de 90 dB sont obtenus entre 40 Hz et 10 kHz avec une fréquence d'horloge de 48 kHz. La meilleure configuration permet d'obtenir un THD de 2.3 % à 1 kHz. En 2005, un papier étend l'étude de ce HPD en y incluant l'utilisation d'un « noise-shaper » possédant un filtre d'ordre 12 [54]. En utilisant les 22 bobines en 11 paires, le HPD possède une résolution de 12 bits. Avec une fréquence d'horloge étant toujours égale à 48 kHz, des résultats comparables à l'étude précédente sont obtenus entre 40 Hz et 10 kHz, ce qui démontre qu'un « noise-shaper » peut être utile pour réduire la résolution à qualité d'écoute constante.

En 2008, Husnik [55] a étudié de façon analytique le déplacement de la membrane d'un HPD électrostatique dont l'électrode arrière est partitionnée en fonction de la sous-catégorie du pilotage PCM. Dans le cas d'un HPA électrostatique, cette électrode arrière est continue et la force est distribuée de façon uniforme (voir figure 1.27a). Si l'électrode est partitionnée, les charges électriques sont concentrées en majeure partie au dessus des parties actives (voir figure 1.27b). La force n'est donc plus distribuée de façon uniforme et dans le cas où la membrane est encastrée à sa périphérie, une électrode située au bord produit moins de mouvement qu'une autre située au centre, à force égale. Husnik propose alors d'utiliser des coefficients correcteurs sur les tensions d'activation en fonction des positions des électrodes. En 2009, Husnik [56] étend ces travaux sur le HPD électrostatique à électrode partitionnée en montrant de façon analytique que différents modes de membrane peuvent apparaître en fonction des électrodes activées.

### 1.3.5 HDP avec conversion numérique/analogique acoustique

La conversion numérique/analogique effectuée directement dans l'air a été proposée la première fois par Flanagan en 1980 [57]. Les HPD présentés possèdent plusieurs éléments mobiles concentriques, activés

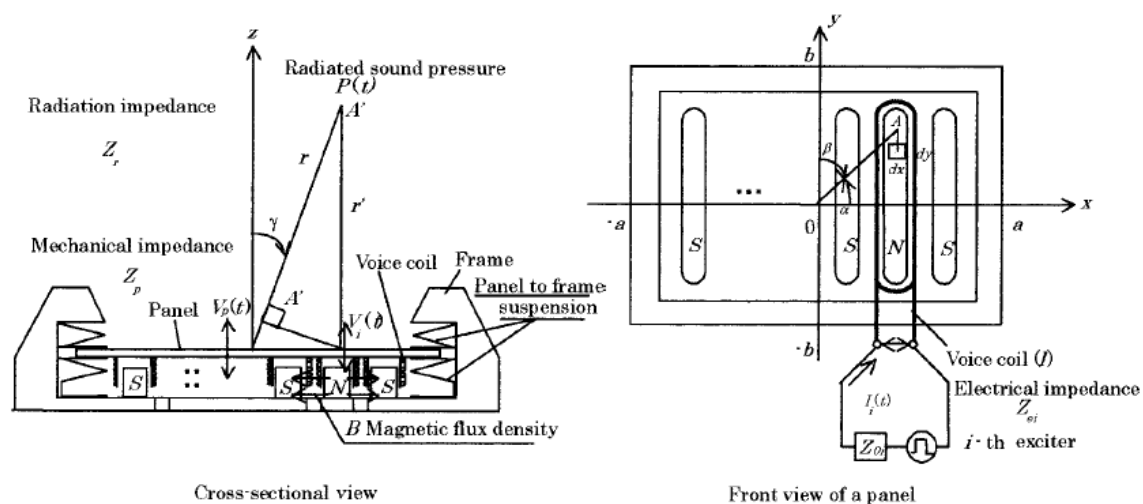


FIGURE 1.26 – HPD électrodynamique planeaire. Image tirée de [53]

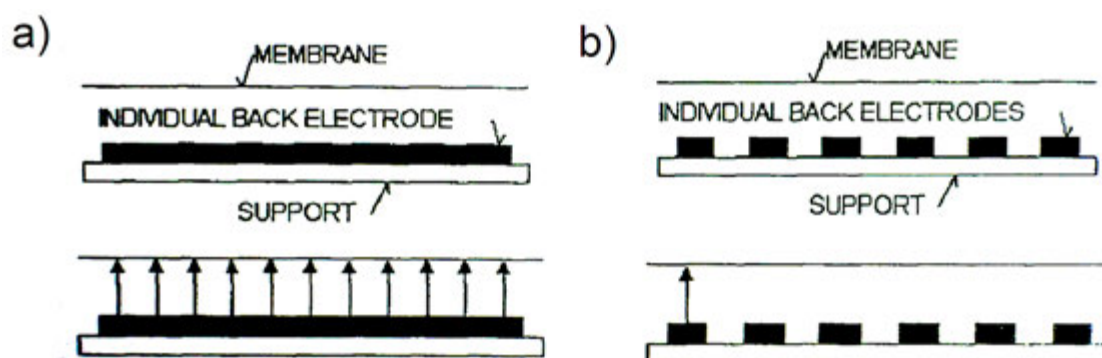


FIGURE 1.27 – a) Électrode continue rencontrée dans le cas d'un HPA. b) Partitionnement de l'électrode pour une utilisation en mode digital. Images tirées de [55]



par  $e$  et électrostatique (voir figure 1.28a), dont les surfaces doublent en partant du centre (LSB) jusqu'à la périphérie (MSB). Le tout premier HPD avec conversion direct dans l'air est donc de type « binary-weighted » par doublement de surface. Pour augmenter la résolution, les éléments mobiles sont capables de se déplacer vers le haut ou le bas pour créer des pulses de pressions positifs ou négatifs. Ainsi, des HPD comportant 3,4 et 5 éléments mobiles ont été fabriqués, possédant donc respectivement des résolutions de 4, 5 et 6 bits (voir figure 1.28b). Le diamètre des dispositifs est de 46 mm. Ces HPD sont associés à un filtre passe-bande acoustique dont les fréquences de coupure basse et haute valent respectivement 700 et 3000 Hz. La présence du filtre passe-bas est nécessaire étant donné que la fréquence d'horloge des HPD n'est que de 9150 Hz. Des enregistrements ont été effectués en plaçant les HPD en face d'une cavité de  $6 \text{ cm}^3$ . En utilisant des pulses de tension d'amplitude 20 V et de  $45 \mu\text{s}$  de large, un signal sinusoïdal de fréquence 1.5 kHz est reconstruit avec les HPD de 4 et 5 bits. Des SNR valant respectivement 19 et 26 dB sont obtenus.

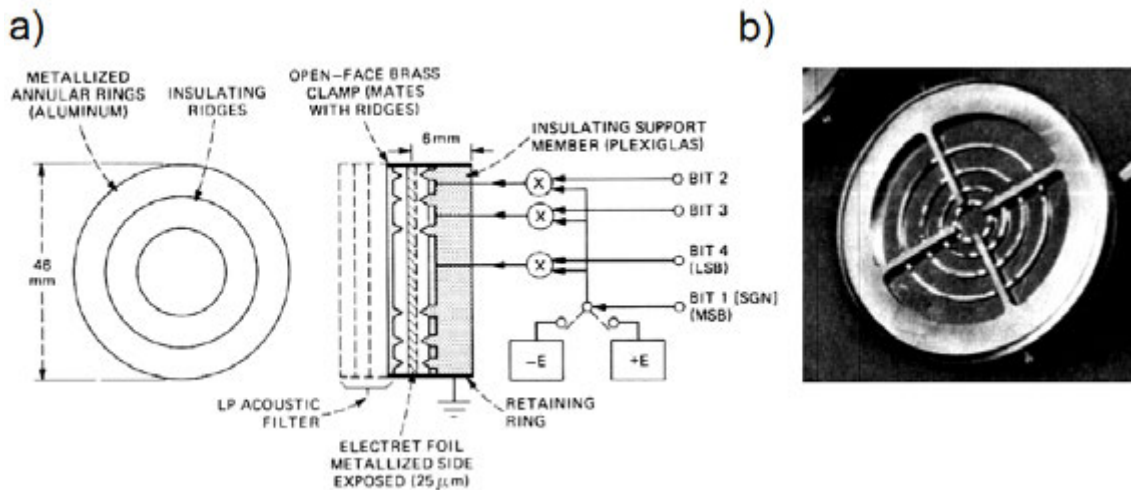


FIGURE 1.28 – a) Principe de fonctionnement du tout premier HPD avec conversion dans l'air. b) Photographie du dispositif. Images tirées de [57]

En 1991, Morgan [58] présente un HPD concentrique très proche de celui de Flanagan. Il est doté de 4 éléments mobiles et possède une résolution de 5 bits. Un signal sinusoïdal de fréquence 8 kHz est reconstruit à une fréquence de 96 kHz. Il n'y a donc théoriquement pas d'obligation d'utiliser un filtre acoustique. Cependant, le dispositif crée de fortes distorsions harmoniques dont les amplitudes peuvent être supérieures au fondamental (voir figure 1.29a). Un filtre passe-bas acoustique dont la fréquence de coupure est de 8 kHz est donc utilisé pour que le fondamental possède une amplitude supérieure d'au moins 10 dB par rapport aux harmoniques (voir figure 1.29b). On remarquera tout de même que ce sont surtout les harmoniques situées dans le domaine ultra-sonore qui ont vu leurs amplitudes baissées, ce qui n'est pas forcément utile.

En 1985, un brevet de Stinger [59] propose un second type de HPD agissant comme un CNA acoustique. Il est composé de plusieurs transducteurs électroacoustiques arrangés en matrice au sein d'un substrat. Ce type de HPD est désigné en anglais par Digital Loudspeaker Array (DLA). En français on emploiera le terme de Haut-Parleur Digital Matriciel (HPDM). Dans ce brevet, les transducteurs sont des bulles hermétiques remplies d'un gaz, par exemple de l'air (voir figure 1.30a). Des électrodes sur les bords des

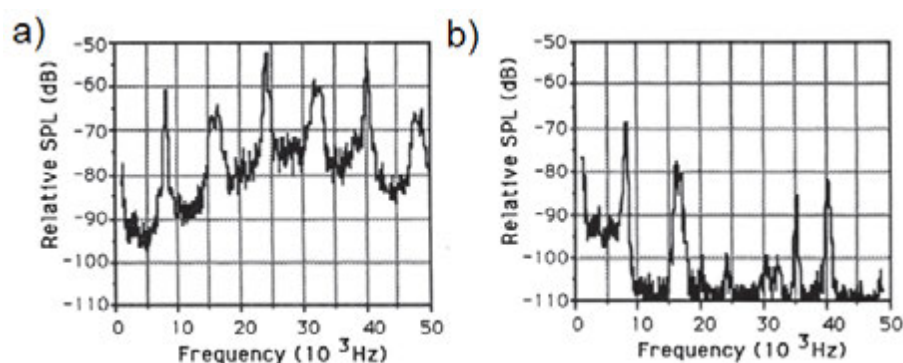


FIGURE 1.29 – a) Reconstruction d'un sinus de 8 kHz à la fréquence d'horloge de 96 kHz. De forts harmoniques sont visibles. b) Utilisation d'un filtre acoustique pour baisser l'amplitude des harmoniques. Images tirées de [57]

bulles permettent de les comprimer par effet électrostatique, générant ainsi des ondes de pressions (voir figure 1.30b). Ce tout premier HPDM possède un pilotage de type uniforme. Les HPDM sont l'objet d'étude de cette thèse et un état de l'art leur est consacré.

## 1.4 Etat de l'art des HPDM

### 1.4.1 Aspects théoriques et simulations du rayonnement des HPDM

Dans plusieurs publications, il est précisé que le contenu fréquentiel du pulse de pression généré par un transducteur de base est proportionnel à la réponse fréquentielle du HPDM [60, 61, 62, 63, 64]. Cette affirmation a été prouvée par des mises en équation, des simulations et des expérimentations. Nous prouverons également ceci en section 2.1.2.

Selon Diamond [65, 7], les temps de réponses des transducteurs qui composent le HPDM doivent être de l'ordre de la dizaine de microsecondes afin de ne pas limiter la fréquence d'horloge. Ce temps de réponse inclut la durée pendant laquelle le pulse de pression utile est généré (lobe principal) ainsi que le temps nécessaire pour que les niveaux de pression des lobes secondaires soient négligeables. Selon Diamond, il faut donc que la fréquence propre des transducteurs et la fréquence d'horloge du HPDM soient proche (par exemple 40 kHz toutes les deux).

Pourtant, dans la littérature, on peut trouver des travaux où des HPDM possèdent des fréquences d'horloge largement supérieures à la fréquence propre des transducteurs. Par exemple, Pedersen [63] simule des reconstructions digitales effectuées par des HPDM « bit-grouped » et uniformes de formes circulaires (diamètre de 15 cm) constitués de 32 haut-parleurs électrodynamiques dont les fréquences propres valent 500 Hz. Cette fréquence propre est choisie afin de pouvoir reconstruire des fréquences assez basses puisque comme il a été dit, le contenu fréquentiel du pulse de pression généré par un transducteur de base est proportionnel à la réponse fréquentielle du HPDM. La fréquence d'horloge du HPDM est par contre de 96 kHz. Finalement, cela n'a pas d'importance car les transducteurs se comportent de façon linéaire par

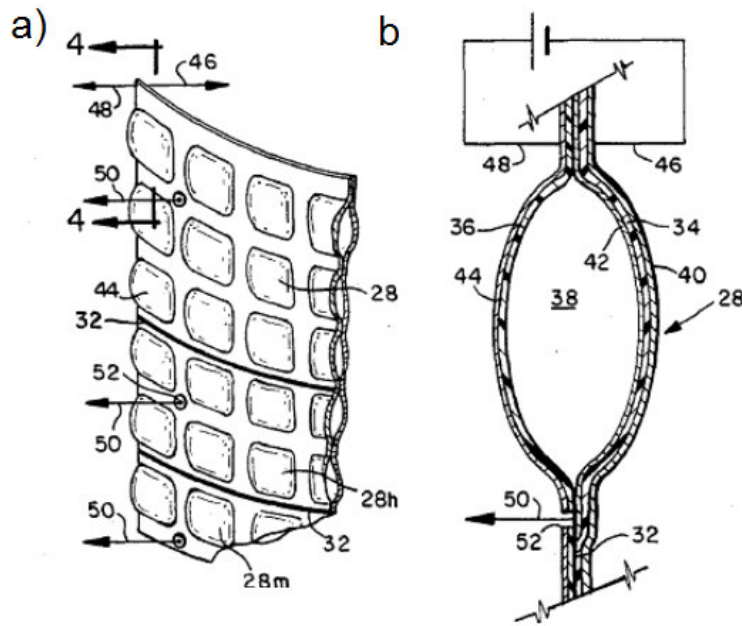


FIGURE 1.30 – a) Premier Haut-Parleur Digital Matriciel (HPDM) utilisant des transducteurs remplis de gaz. b) Principe des transducteurs. Images tirées de [59]

rapport à la tension. Ceci se remarque bien dans les simulations, qui sont soit effectuées dans le domaine temporel en utilisant des réponses impulsionnelles (voir figure 1.31a), soit dans le domaine fréquentiel en utilisant des fonctions de transfert (voir figure 1.31b). En procédant ainsi, un des avantages principaux du HPD à conversion numérique/analogique dans l'air n'est pas mis à profit, à savoir la possibilité d'utiliser les transducteurs de façon non-linéaire. En réalisant des simulations en mode analogique et digital, les résultats montrent d'ailleurs que les niveaux de pressions sont comparables. On démontrera de façon mathématique en section 2.1.2 que ce constat n'est pas étonnant.

Etant donné la grande différence entre la fréquence d'horloge et les fréquences propres des transducteurs, Pedersen peut utiliser un pilotage particulier. Au lieu d'activer un nombre de haut-parleurs proportionnel à l'amplitude du signal à reconstruire à chaque fréquence d'horloge, un nombre de haut-parleur proportionnel à l'écart d'amplitude entre 2 périodes d'horloges successives est utilisé (voir l'exemple de la figure 1.32, dans le cas d'un HPDM « bit-grouped »). On verra en section 1.4.3 que Diamond [65] qualifie cette méthode de pilotage « échelonnée », par opposition à la méthode classique « pulsée ».

Prenons l'exemple de la reconstruction d'un signal sinusoïdal dont la fréquence vaut  $f_s$ . Dans le cas où les transducteurs ne possèdent que 2 états possibles, le MSB est actif dès que la moitié de l'amplitude est atteinte. Le signal de tension envoyé au MSB est donc un signal rectangulaire dont la fréquence est également égal à  $f_s$  (voir figure 1.33a). Si  $f_s$  est supérieure à la fréquence propre des transducteurs électrodynamiques, le comportement de ces derniers est dominé par la masse et leur accélération (et donc les pressions générées) est à peu près proportionnelle à la tension d'entrée (voir figure 1.9). L'accélération d'un haut-parleur électrodynamique appartenant au MSB soumis à un signal rectangulaire de fréquence 5 kHz est tracé figure 1.33b. Des pulses proche d'une forme rectangulaire de fréquence 5 kHz sont effectivement obtenus et permettront de reconstruire efficacement le son désiré. Si  $f_s$  est inférieure à la fréquence propre

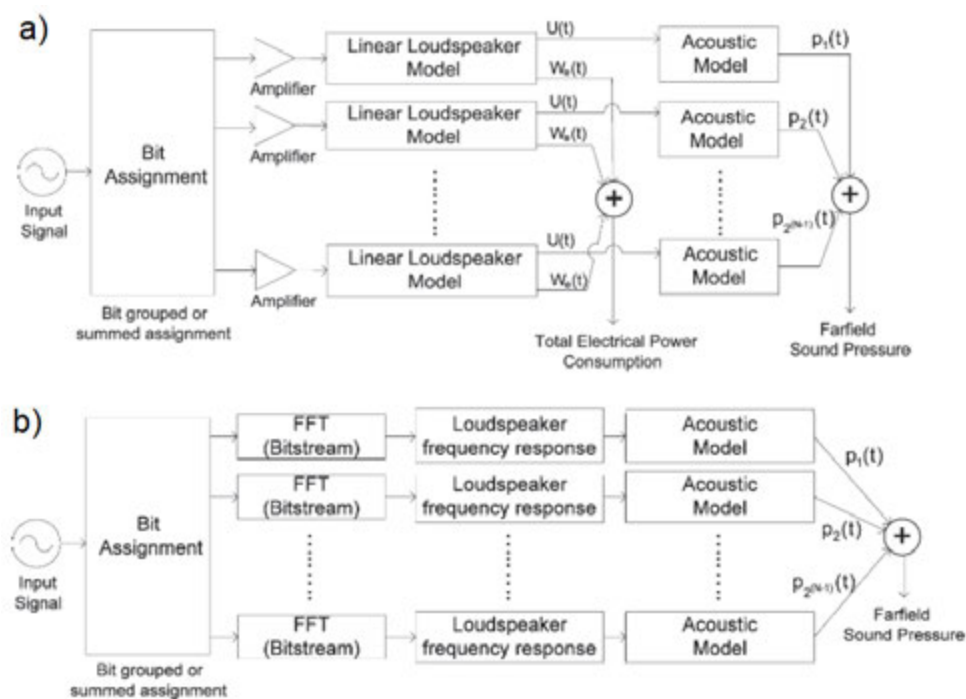


FIGURE 1.31 – Processus de simulation du son reconstruit par un HPDM, a) dans le domaine temporel, b) dans le domaine fréquentiel. Images tirées de [63]

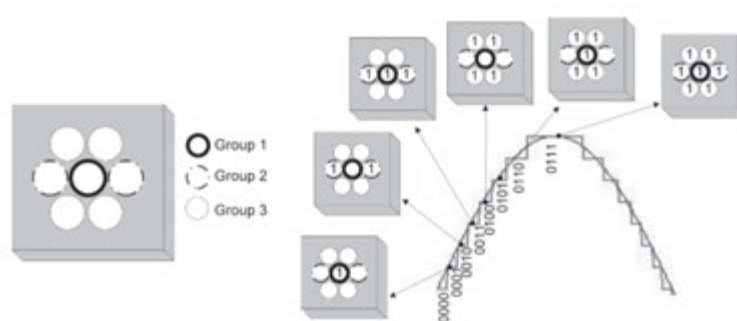


FIGURE 1.32 – Méthode de pilotage PCM basé sur la différence d'amplitude entre 2 période d'horloge appliquée à un HPDM « bit-grouped ». Le MSB (groupe 3) reste actif pendant les 3 dernières périodes d'horloges. Images tirées de [63]

des transducteurs, le comportement de ces derniers est dominé par la raideur et c'est cette fois leur déplacement qui est à peu près proportionnel à la tension d'entrée. La figure 1.33c montre l'accélération d'un haut-parleur soumis à une tension rectangulaire de fréquence 50 Hz. Cette accélération n'est alors plus proportionnelle au signal rectangulaire d'entrée, ce qui empêchera une reconstruction correcte. Cette méthode de pilotage doit donc bien utiliser des transducteurs de fréquence propre la plus basse possible.

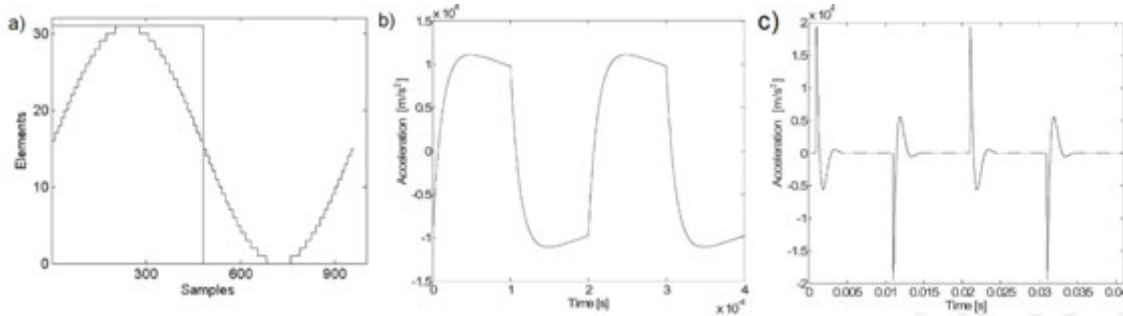


FIGURE 1.33 – a) Signal rectangulaire correspondant à l'activation du MSB. b) Simulation de l'accélération d'un haut-parleur électrodynamique soumis à un signal rectangulaire dont la fréquence vaut 5 kHz. c) Simulation de l'accélération d'un haut-parleur électrodynamique soumis à un signal rectangulaire dont la fréquence vaut 50 Hz. Images tirées de [63]

L'université de Patras, en Grèce, est à l'origine de plusieurs travaux concernant des méthodes de pilotages de HPDM autre que le PCM [66, 43, 67]. En 2003 et 2004, Tatlas [67, 66] réalise des simulations en pilotant à l'aide de signaux PWM ou Sigma-Delta des transducteurs idéaux parfaitement linéaires, possédant des réponses fréquentielles parfaitement plates (c'est à dire des réponses impulsionnelles en forme de Dirac) et rayonnant de façon omnidirectionnelle. En terme de THD et dans l'axe des HPDM, le pilotage PWM donne de moins bon résultats que le pilotage PCM tandis que la modulation Sigma-Delta fournit de meilleurs résultats. En 2007, Kontomichos [43] compare des reconstructions effectuées en PCM et en PWM mais cette fois les simulations sont réalisées à partir de la réponse impulsionnelle mesurée sur un vrai haut-parleur électrodynamique. Le pilotage PWM utilise 30 haut-parleurs qui sont donc actionnés à une fréquence d'horloge 30 fois supérieure à la fréquence utilisée en PCM, afin de reconstruire des pulses de pressions de largeur variables. En utilisant 2 fois plus de haut-parleur en PWM qu'en PCM, des résultats comparables sont obtenus.

Le HPDM, étant constitué de plusieurs transducteurs électroacoustiques disposés au sein d'une matrice, est par nature très sensible aux effets de directivité. En fonction de la disposition de ces transducteurs, il peut exister un point d'écoute idéal où les trains de pulses émis par chaque transducteur arrivent en phase. Ce point d'écoute idéal peut changer de position en introduisant des délais appropriés dans la génération des trains de pulses. Mais pour tous les autres points d'écoute, les ondes de pression créées par les transducteurs parcourent des distances différentes depuis leurs points d'origine. Ces différences de marches provoquent des atténuations d'amplitudes différentes ainsi que des différences de phase entre les trains de pulses. Il est possible de comprendre mathématiquement les conséquences de ces 2 sources d'erreurs [61, 68]. Pour cela, imaginons qu'à un point  $P$  de l'espace situé à une distance  $r$  du HPDM, on souhaite obtenir un signal de pression sinusoïdale  $P_{cible}$  d'amplitude  $A_f$ , de pulsation  $\omega_f$ , de phase initiale  $\Phi_f$ , et dont le nombre d'onde

est noté  $k_f$  (voir équation 1.6).

$$P_{cible}(r, t) = \frac{A_f}{r} \exp(j(\omega_f t - k_f r + \Phi_f)) \quad (1.6)$$

Dans le cas d'un HPDM « binary-weighted » idéal où tous les transducteurs sont situés au même point, le train de pulse généré par le transducteur de n'importe quel groupe  $n$  au point d'écoute peut s'écrire sous la forme d'une série de Fourier (voir équation 1.7). Le premier terme de l'équation représente la composante fondamentale. Le second terme représente la somme de  $H$  harmoniques qui sont pris en compte.

$$P_{unitaire}(n, r, t) = \frac{A_f}{r} \exp(j(\omega_f t - k_f r + \Phi_f)) + \sum_{i=1}^H \frac{A_{i,n}}{r} \exp(j(\omega_i t - k_i r + \Phi_i)) \quad (1.7)$$

La pression totale, visible équation 1.8 est alors la somme des pressions générées par chacun des  $N$  transducteurs. Pour prendre en compte le poids de chaque transducteur, le coefficient  $W_n = 2^{-n}$  est utilisé,  $n = 1$  représentant alors le MSB.

$$\begin{aligned} P_t \text{ (cas idéal)} &= \sum_{n=1}^N W_n P_{unitaire}(n, r, t) \\ &= \sum_{n=1}^N W_n \left[ \frac{A_f}{r} \exp(j(\omega_f t - k_f r + \Phi_f)) + \sum_{i=1}^H \frac{A_{i,n}}{r} \exp(j(\omega_i t - k_i r + \Phi_i)) \right] \\ &= \sum_{n=1}^N W_n \frac{A_f}{r} \exp(j(\omega_f t - k_f r + \Phi_f)) + \sum_{n=1}^N \sum_{i=1}^H W_n \frac{A_{i,n}}{r} \exp(j(\omega_i t - k_i r + \Phi_i)) \end{aligned} \quad (1.8)$$

Le second terme de l'équation 1.8 (celui avec la double sommation) tend vers 0 lorsque  $N$  et  $H$  tendent vers l'infini. Autrement dit, dans le cas d'un HPDM idéal, pour un nombre de transducteurs suffisamment grand et en prenant en compte suffisamment d'harmoniques, ces derniers se compensent mutuellement et il ne reste que la composante fondamentale.

Passons maintenant au cas d'un HPDM réaliste où chaque transducteur est situé à une distance  $r_n$  différente par rapport au point d'écoute. La pression totale, visible équation 1.9, présente désormais un facteur  $1/r_n$  qui traduit les atténuations d'amplitudes différentes et un facteur  $\exp(-jk_i r_n)$  qui traduit les différences de phase. Le second terme concernant les harmoniques ne peut alors plus être égale à 0. Le signal à reconstruire se retrouve alors dégradé, ce qui résulte en une augmentation du THD.

En champs lointain, on peut considérer que les distances  $r_n$  sont égales concernant les diminutions d'amplitudes, ce qui élimine une source d'erreur. Cependant, les  $r_n$  agissant sur les phases, faisant partie d'une fonction exponentielle, ne peuvent pas être considéré identiques. Il devient alors nécessaire de limiter au maximum les différences de phase en réduisant le plus possible la taille du HPDM et la distance entre chacun des transducteurs.

$$P_t \text{ (cas réaliste)} = \sum_{n=1}^N W_n \frac{A_f}{r_n} \exp(j(\omega_f t - k_f r_n + \Phi_f)) + \sum_{n=1}^N \sum_{i=1}^H \frac{A_{i,n}}{r_n} \exp(j(\omega_i t - k_i r_n + \Phi_i)) \quad (1.9)$$

La forte directivité du HPDM s'explique donc par les différences de marches entre les trains de pulses de pressions qui augmentent en fonction de la position de plus en plus hors-axe du point d'écoute. A une fréquence d'horloge de 44.1 kHz (période d'horloge de 23  $\mu$ s environ), il suffit d'une différence de marche



de 8 mm pour perdre toute cohérence entre 2 trains de pulse [40]. Pour un HPA matriciel, les problèmes de phase ne sont pas si dramatiques puisque le pire cas arrive lorsque 2 ondes sinusoïdales sont décalées d'une demi-période spatiale [60]. Pour la fréquence audible la plus haute à 20 kHz, ceci correspond à un décalage de 17 mm. De plus, toujours dans le cas d'un HPA matriciel, la fréquence fondamentale peut être modulée en amplitude en fonction des différences de phase, mais il n'y a pas création d'autres fréquences. Mathématiquement, le second terme de l'équation 1.9 serait absent.

Hawksford [69, 70] a étudié de façon théorique le contrôle de la directivité du son émis par un HPDM, en terme de direction mais aussi d'angle de diffusion, à l'aide de filtres stochastiques et de « noise-shaping ». Il introduit alors le sigle SDLA (pour Smart Digital Loudspeaker Array, qu'on pourrait traduire en français par Haut-Parleur Digital Matriciel Intelligent : HPDMI), pour désigner un HPDM capable de contrôler en temps réel sa directivité. Un exemple d'application est le suivi d'une personne en mouvement dans une pièce.

En 2001, Huang [68] a analysé de façon analytique et par simulations la distorsion et la directivité de plusieurs HPDM de types « bit-grouped » et uniformes en considérant les transducteurs unitaires comme des sources omnidirectionnelles. Le papier commence par étudier séparément les conséquences des différences d'atténuations d'amplitude et de différences de phases sur le son reconstruit par un HPDM « bit-grouped ». Les groupes de transducteurs sont disposés en anneaux concentriques séparés d'une distance  $d$  (voir figure 1.34a). En prenant un point d'écoute à 2 m en face de ce HPDM, en faisant varier la résolution entre 1 et 32 bits et en modifiant la distance entre les transducteurs de 2 à 6,5 cm, des courbes de bruit relatif produit par les différences d'atténuations d'amplitudes sont obtenues (voir figure 1.34b). On remarque que bien que le bruit augmente avec le nombre de transducteurs, cette augmentation se fait de moins en moins rapidement. Autrement dit, la dérivée est décroissante (elle est tracée figure 1.34c). L'effet des différences de phase est ensuite étudié, toujours sur ce HPDM concentrique, possédant alors une fréquence d'horloge de 44.1 kHz et une distance inter-groupes  $d$  de 4 cm. En générant de façon séquentielle un pulse de pression par un transducteur appartenant à chacun des groupes du HPDM, les différences de marches font qu'à la position d'écoute située 2 m plus loin, des décalages sont observables. Le pulse généré par le transducteur situé le plus loin est alors décalé de 5 périodes d'horloges par rapport à celui situé le plus prêt (voir figure 1.34d).

La suite du papier de Huang se concentre sur les simulations de HPDM possédant différentes formes et différentes stratégies de pilotage. Les transducteurs sont placés soit en carré (figure 1.35a), soit en cercles concentriques (figure 1.35b) . Quatre stratégies de pilotage sont testées :

- un pilotage « bit-grouped » où le MSB est situé au centre de la matrice et le LSB à la périphérie (noté A),
- un pilotage « bit-grouped » où le LSB est situé au centre de la matrice et le MSB à la périphérie (noté B),
- un pilotage qui choisit toujours en priorité les transducteurs disponibles les plus proches du centre de la matrice (noté C),
- un pilotage uniforme aléatoire, où les transducteurs à activer à chaque période d'horloge sont choisis au hasard sur la matrice.

Des signaux sinusoïdaux de fréquence 1024 Hz sont reconstruits à une fréquence d'horloge de 65536 Hz avec chacun des HPDM issus de la combinaison des formes et des stratégies de pilotage. La résolution des HPDM varie de 2 à 10 bits. Une distance entre les transducteurs étant fixée, la taille des HPDM varie donc également. Les niveaux de THD minimums obtenus en déplaçant le point d'écoute sur un angle de



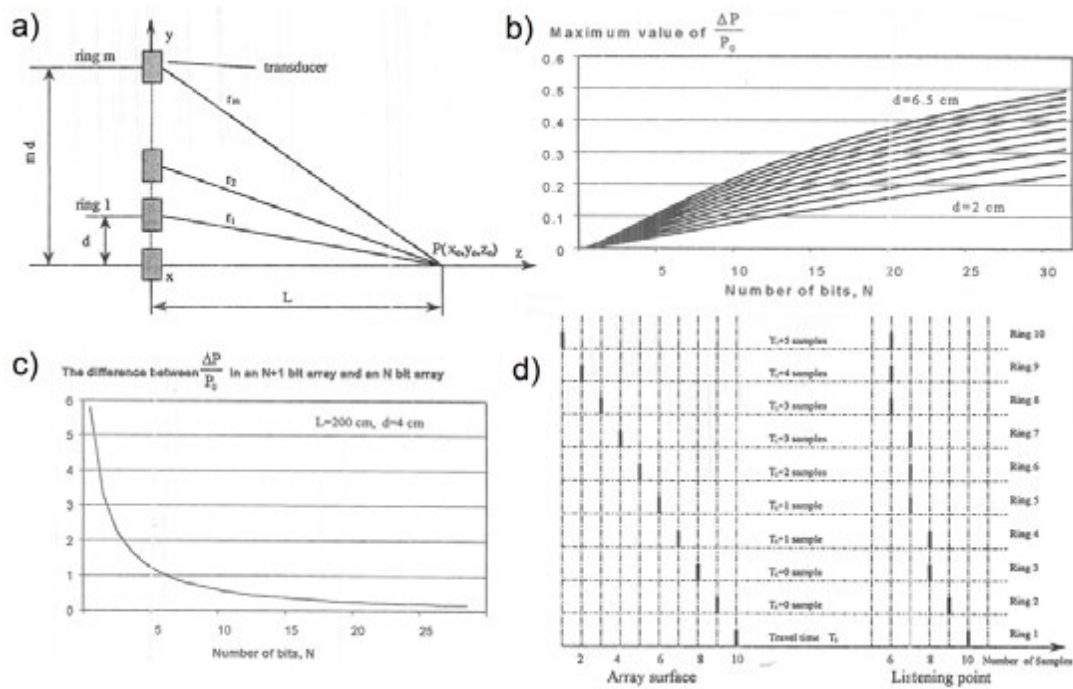


FIGURE 1.34 – a) Géométrie du HPDM « bit-grouped » concentrique étudié. b) Bruit relatif produit par les différences d'atténuations en fonction de la résolution et pour différentes distances inter-groupes. c) Dérivée du bruit relatif pour une distance inter-groupes donnée. d) Décalages de pulses de pression dus aux différences de marche. Images tirées de [68]

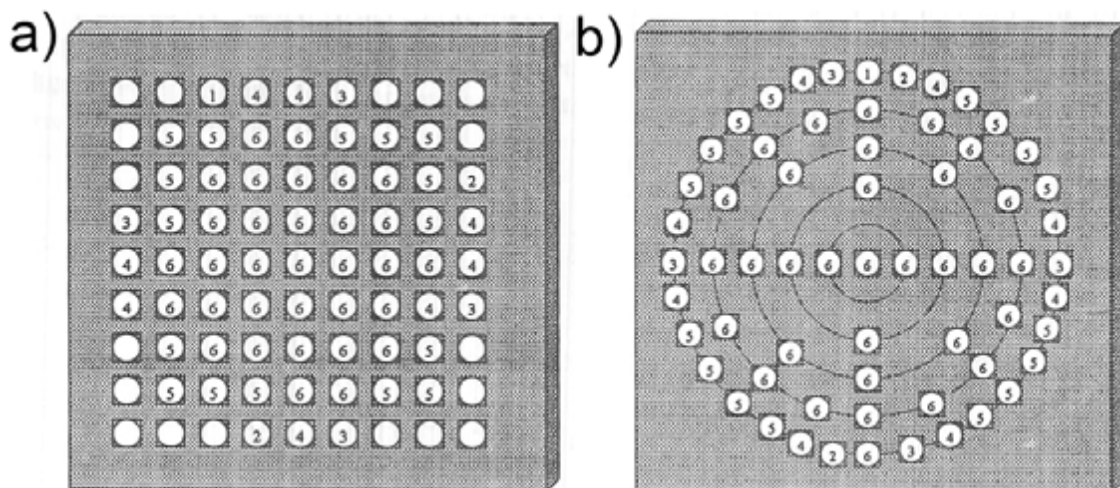


FIGURE 1.35 – a) HPDM formé de transducteur placé en carré. b) HPDM formé de transducteur placé en cercles concentriques. Images tirées de [68]

180° à 2 m des HPDM sont visibles dans le tableau 1.1.

Number of Bits	Circular-Shaped Panel (%)				Square-Shaped Panel (%)			
	Pattern A	Pattern B	Pattern C	Random Driving	Pattern A	Pattern B	Pattern C	Random Driving
2	44.1	39.3	43.9	44.1–45.9	38.1	42.8	38.1	37.2–37.7
3	26.5	26.3	26.5	33.9–41.7	28.1	25.1	26.4	27.1–34.2
4	22.1	28.2	20.3	29.0–38.4	28.1	19.9	18.5	22.4–31.1
5	29.3	31.8	16.9	28.1–36.2	25.8	24.8	14.0	21.8–28.4
6	26.8	25.8	18.8	21.9–29.2	24.9	26.7	10.9	23.3–26.6
7	24.3	25.6	22.1	18.5–23.3	29.3	27.9	14.0	19.3–22.2
8	23.3	26.7	22.6	14.1–18.6	29.5	30.3	22.23	17.0–20.2
9	22.8	25.7	21.9	11.4–14.9	25.6	28.2	34.1	18.4–20.2
10	24.6	25.8	22.8	14.1–15.7	27.9	28.1	32.3	24.2–25.4

Tableau 1.1 – THD minimums obtenus pour les différents HPDM issus des combinaison des formes et des stratégies de pilotage évoquées. Tableau tiré de [68]

Lorsque la résolution est relativement faible, son augmentation conduit à une baisse de THD. Par contre, à partir du moment où la matrice devient de taille trop importante, augmenter la résolution conduit à une augmentation significative des différences de marches pour les transducteurs situés en périphérie. Par conséquent, le THD augmente. La taille physique du HPDM annule donc les avantages d'une augmentation de la résolution. La méthode de pilotage aléatoire donne les THD les plus faibles pour une résolution de 8 bits. Un bruit blanc est par contre toujours présent (même dans l'axe) à cause de la sélection aléatoire des transducteurs qui crée des différences de phase également aléatoires.

Pour finir, Huang s'intéresse à la directivité des différents HPDM en augmentant progressivement le ratio (noté  $k\alpha$ ) de la taille de la matrice par rapport à la longueur d'onde du son à reconstruire. En gardant un nombre de transducteurs constant, augmenter ce ratio revient à augmenter les distances entre les transducteurs. Le résultat dans le cas du HPDM circulaire avec la méthode de pilotage noté A est visible figure 1.36. La directivité du même HPDM, mais piloté de façon analogique est également tracé. Dans ce dernier cas, le diagramme de directivité possède des lobes secondaires, qui s'expliquent par les interférences constructives ou destructives. Pour une reconstruction digitale, et quelque-soit la stratégie de pilotage, seul un lobe principal est visible.

Réduire la taille des HPDM tout en ayant de nombreux transducteurs apparaît donc comme un enjeu crucial pour obtenir une qualité de son satisfaisante. La technologie MEMS apparaît donc comme étant particulièrement adaptée pour réduire les dimensions et avoir de plus une épaisseur très fine. Cependant, la taille de la matrice n'est pas le seul critère important. Les transducteurs doivent posséder des réponses homogènes (dans les cas « bit-grouped » et uniformes) ou des amplitudes correspondant précisément au poids des bits auxquels ils correspondent (dans le cas « binary-weighted ») et il faut que ces réponses soient répétables dans le temps [7]. Une fois de plus, la technologie MEMS peut répondre à ces exigences grâce à la fabrication par lots. De plus, liés à la technologie CMOS, les HPDM peuvent directement intégrer leurs électroniques de pilotage. La suite de l'état de l'art sur les HPDM sera donc divisé en 2 parties. La première évoquera les réalisations macroscopiques et la seconde sera dédiée aux réalisations utilisant ces technologies MEMS prometteuses.

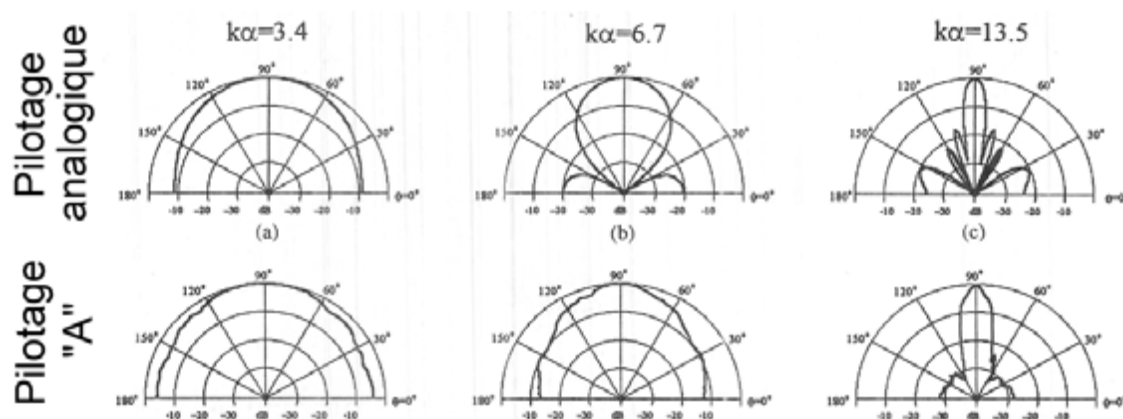


FIGURE 1.36 – Diagrammes de directivité du HPDM de forme circulaire, piloté en analogique puis en utilisant la stratégie de pilotage en digitale notée « A » mage tirée de [68]

#### 1.4.2 HPDM en technologie macroscopique

En 2006, Valousek [71] a présenté un HPDM constitué de 7 haut-parleurs électrodynamiques de 20 cm de diamètre disposés en cercle au sein d'une matrice en fibre de verre (voir figure 1.37a). Les transducteurs possèdent 3 états possibles et le HPDM, de type « binary-weighted » par doublement de force, possède donc une résolution de 8 bits. Un signal sinusoïdal de fréquence 1 kHz a été reconstruit avec une fréquence d'horloge de 44.1 kHz (voir figure 1.37b). Sans surprise, le signal contient de fortes distorsions à cause de la dimensions de la matrice.

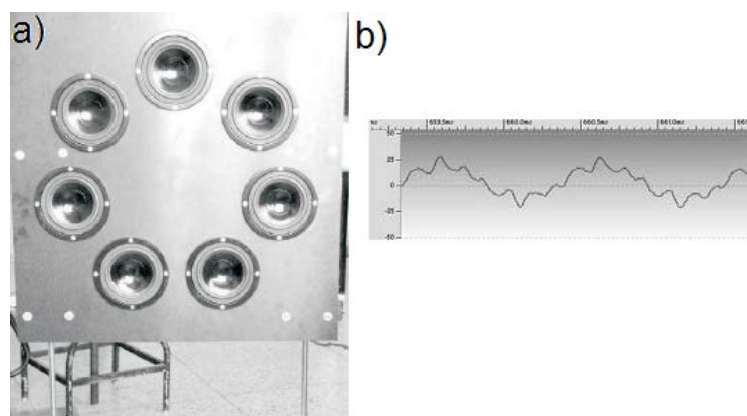


FIGURE 1.37 – a) Photographie du HPDM constitué de haut-parleurs électrodynamiques. b) Reconstruction d'un sinus de fréquence 1 kHz. Image tirée de [60]

En 2007, Husnik [72] a présenté un HPDM reposant sur l'e et optoacoustique. Le but est de se passer de masse vibrante afin de pouvoir reconstruire de larges bandes fréquentielles. Le HPDM, de type « bit-grouped », est constitué de 8 LED disposés en cercle. La figure 1.38a présente un schéma en coupe du HPDM, où des lettres correspondent aux di érentes parties :

- « A » sont les LED,
- « B » est le support des LED,
- « C » est le corps du transducteur,
- « D » est le microphone de mesures,
- « E » sont les cavités remplies de matériau absorbant (des fibres de coton),
- « F » sont les tubes reliant chaque petite cavité « E » à la plus grande cavité « G »,
- « G » est la cavité acoustique où les pulses de pressions sont additionnés.

Bien qu'un prototype ait été fabriqué (voir figure 1.38b), le papier ne donne aucune caractéristique de pilotage ni aucune mesure. Il est toutefois précisé que le HPDM fournissant de faible niveau de pression, son application se limite aux oreillettes.

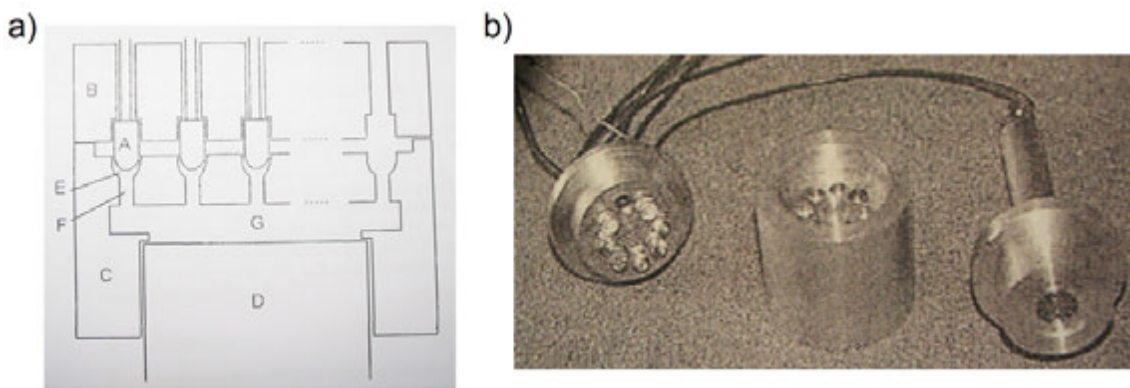


FIGURE 1.38 – a) Principe du HPDM optoacoustique. b) Photographie du prototype. Image tirée de [72]

En 2006 et 2007, la thèse de Mendoza-Lopez et les papiers associés [60, 62, 61] visent à quantifier de façon indépendante l'influence de certains paramètres de HPDM sur son THD, sa réponse fréquentielle et sa directivité. Ces paramètres sont les suivants :

- la réponse fréquentielle des transducteurs,
- la disposition des transducteurs sur la matrice,
- la fréquence d'horloge du HPDM,
- le nombre de transducteurs (nombre de bits),
- les effets de diffraction (effet de baffle).

Trois types de haut-parleurs électromagnétiques ont été principalement utilisés (voir figure 1.39a). Les 2 plus gros (n°2 et 3) font 26 mm de diamètre et possèdent une fréquence propre de 850 Hz. La différence entre les 2 réside dans leurs réponses fréquentielles et leurs fréquences de coupure, qui valent 30 et 70 kHz (voir figure 1.39c et 1.39d). La fréquence de coupure est la fréquence à partir de laquelle la membrane des haut-parleurs se déforme. Le plus petit haut-parleur (n°1) fait 12 mm de diamètre, possède une fréquence propre d'environ 3 kHz et une fréquence de coupure de 42 kHz (voir figure 1.39b).

Afin d'isoler les différents paramètres pouvant influencer la qualité de reconstruction sonore, une méthode semi-expérimentale est utilisée pour obtenir la pression de HPDM virtuels pilotés par des signaux PCM et possédant des résolutions d'amplitudes de 6 bits. Cette méthode consiste à mesurer les réponses en pression d'un seul haut-parleur aux 6 trains de bits, en utilisant toujours la même amplitude de tension. La multiplication des amplitudes puis l'addition des pressions sont ensuite réalisées de façon logicielle. Des



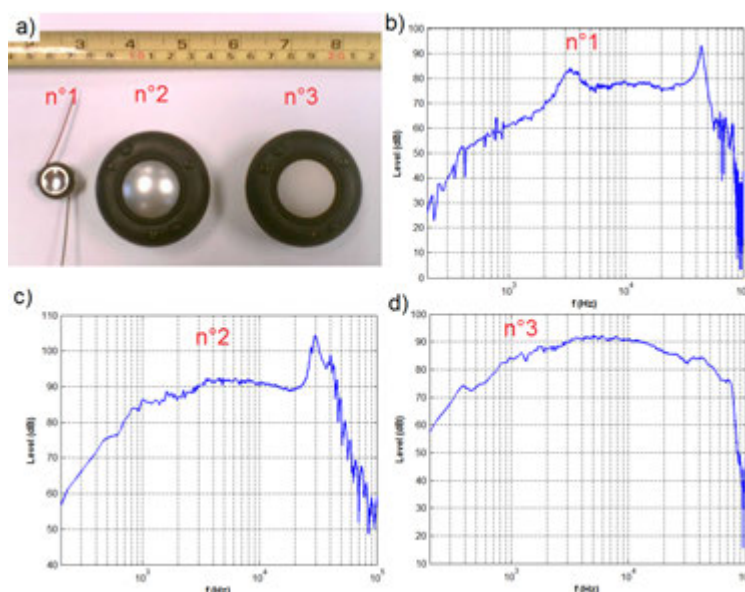


FIGURE 1.39 – a) Photographie des 3 types de transducteurs étudiés. b-d) Réponses fréquentielles associées. Images tirées de [60]

sinus glissants sont généralement reconstruits.

L'effet de la fréquence d'horloge est isolé en comparant les distorsions obtenues à partir des enregistrements d'un haut-parleur générant les pressions correspondant aux différents trains de bits à différentes fréquences : 48, 96 et 192 kHz. Globalement, augmenter la fréquence d'horloge réduit les distorsions. Cependant, en utilisant le type de haut-parleur n°2 qui possède un pic à 30 kHz avant sa fréquence de coupure, les meilleurs résultats sont obtenus en utilisant une fréquence d'horloge de 48 kHz, car la fréquence de Nyquist est alors inférieure à 30 kHz. Cette étude montre donc également l'importance de posséder une transition en douceur vers la fréquence de coupure.

L'effet des différences de marche est isolé en fixant la fréquence d'horloge et en enregistrant les réponses en pression du haut-parleur n°2 aux différents trains de bits à différentes positions. Il est alors possible de simuler des HPD possédant des écarts entre les haut-parleurs de 0, 3, 6 et 9 cm. A une distance de 1.5 m, les THD augmentent en même temps que ces écarts et valent respectivement 13, 36, 75 et 96 % entre 1 et 20 kHz.

L'effet de la non uniformité des réponses fréquentielles a été isolé en enregistrant les réponses en pressions des différents trains de bits de 24 haut-parleurs du type n°2 à une même position. Des statistiques sur les paramètres électromécaniques des haut-parleurs ont alors été effectuées. L'effet d'un changement de ces paramètres électromécaniques sur la reconstruction digitale n'étant pas possible à isoler, les haut-parleurs ont été associés aléatoirement pour former 70 HPDM virtuels. En utilisant une fréquence d'horloge de 96 kHz, les THD obtenus entre 1 et 20 kHz varient de 16 à 111 %. Un autre test a été effectué en enregistrant les réponses d'un haut-parleur en mettant en série des résistances de 0.1 ou 0.4  $\Omega$ . En mettant ces défauts volontaires sur le MSB, des augmentations de THD de 13 et 23 % ont été obtenues entre 1 et 20 kHz. Ceci montre qu'il est important que les haut-parleurs possèdent tous la même sensibilité dans le cas d'un HPD « bit-grouped » ou uniforme ou que les doublements de forces ou de surfaces soient faits de

façon précise dans les cas « binary-weighted ».

Les facteurs limitant les performances d'un HPDM sont alors classés par ordre d'importance. Celui ayant le plus d'impact négatif est l'espace entre les haut-parleurs, qui produit de grandes différences de marches. Viens ensuite les non-uniformités entre les réponses fréquentielles des haut-parleurs. Le facteur le moins important est la fréquence de coupure des haut-parleurs en fonction de la fréquence d'horloge.

Pour obtenir des informations sur la directivité d'un HPDM sans aucune non-uniformités, les réponses aux différents trains de bits d'un unique haut-parleur du type n°2 ont été enregistrés pour différents angles d'écoutes. En reconstruisant de façon logicielle des sons sinusoïdaux, il apparaît alors qu'en se plaçant suffisamment loin, la directivité du HPDM se rapproche de la directivité d'un seul haut-parleur.

La suite de la thèse se poursuit par des expérimentations sur de vrais HPDM construits à partir des 3 types de haut-parleurs présentés, qui contiendront alors toutes les sources de distorsions possibles. Trois HPDM possédant des résolutions d'amplitude de 6 bits ont donc été été assemblés. Les haut-parleurs de 26 mm de diamètres sont disposés soit en ligne de 36 cm de long (voir figure 1.40a), soit en cercle de 12 cm de diamètre (voir figure 1.40b). Pour ces 2 dispositions, on compte 6 éléments. Ces 2 HPDM sont donc de type « binary-weighted » par doublement de tension. Le troisième HPDM est de type « bit-grouped » et est constitué de 63 haut-parleurs de plus petites dimensions (voir figure 1.40c). Pour limiter la distorsion dans l'axe, ils sont disposés en cercles concentriques selon une des configuration étudiée par Huang [68]. Le cercle le plus à l'extérieur, composé de 32 haut-parleurs qui sont activés par le MSB, fait 26 cm de diamètre.

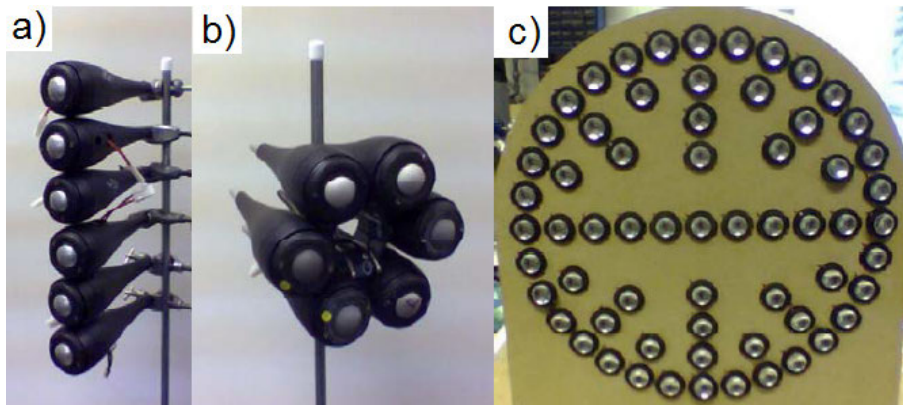


FIGURE 1.40 – a) HPDM « binary-weighted » constitué de transducteur disposé en ligne. b) HPDM « binary-weighted » constitué de transducteur disposé en cercle. c) HPDM « bit-grouped » constitué de transducteur disposé en cercles concentriques. Image tirée de [60]

Les premier tests se focalisent sur les HPDM constitués des plus gros haut-parleurs. Il est tout d'abord remarqué que les réponses fréquentielles des HPDM sont proches des réponses fréquentielles des haut-parleurs individuels qui les composent. Dans l'axe, la disposition en ligne des haut-parleur (voir figure 1.40a) conduit sans surprise à des distorsions plus importantes que la disposition en cercle (voir figure 1.40b) qui, pour cette position d'écoute, possède des différences de marches nulles. A 1 m, en utilisant une fréquence d'horloge de 96 kHz et dans la bande fréquentielle qui va de 1 à 20 kHz, un THD de 26 % est obtenu dans le premier cas, tandis que 14 % est obtenu dans le second cas. Des mesures de directivité montrent ensuite que l'ordre d'activation des haut-parleurs joue un rôle dans le cas du HPDM en ligne.

D'autres tests se focalisent ensuite sur le HPDM « bit-grouped ». Un THD en fonction de la fréquence (voir figure 1.41) est ainsi obtenu en reconstruisant un sinus glissant à l'aide d'une fréquence d'horloge égale à 96 kHz et en plaçant un microphone à 1 ou 5.5 m en face du HPDM. A la résonance (environ 3 kHz) des niveaux de pressions maximales de plus de 100 dB sont obtenus tandis que le THD est à sa valeur minimale, égale à 2 %. Cependant, sur le reste du spectre, de très fortes valeurs peuvent être obtenues. Plusieurs sources sont citées comme étant peut-être à l'origine de ces forts THD, comme par exemple :

- la distance de mesure qui doit être, de façon optimale, au moins 10 fois supérieure à la taille de la matrice mais qui est ici limitée par la taille de la chambre anéchoïque,
- la non-uniformités des haut-parleurs,
- l'imprécision du positionnement du microphone,
- la non-linéarités des haut-parleurs.

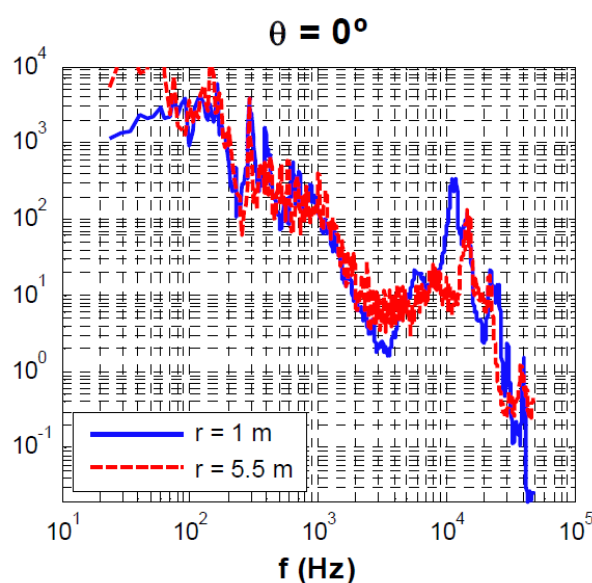


FIGURE 1.41 – THD en fonction de la fréquence, obtenu en reconstruisant un sinus glissant à l'aide du HPDM « bit-grouped ». Image tirée de [60]

Les effets de baffles, qui peuvent provoquer des diffractions, sont mesurés en comparant la réponse fréquentielle d'un haut-parleur de type n°3 sans et avec le baffle de 26 cm de diamètre. Avec ce baffle, des pics et des trous espacés d'une fréquence constante de 1314 Hz sont visibles dans la réponse fréquentielle, ce qui correspond à une longueur d'onde de 26 cm. Le baffle est donc également source d'erreurs. Pour améliorer la qualité du son en diminuant le bruit de quantification, l'ajout de « dither » et l'implémentation d'un « noise shaper » ont enfin été testés mais la fréquence d'horloge du HPDM, limitée à 96 kHz, ne permet pas de renvoyer efficacement le bruit dans les gammes de fréquences inaudibles.

En 2009, Tatlas [73] présente un HPDM composé de 32 transducteurs électrodynamiques de 15 mm de diamètre qui sont disposés selon la figure 1.42 au sein d'une matrice en polymère. La fréquence propre des



haut-parleurs est de 500 Hz.

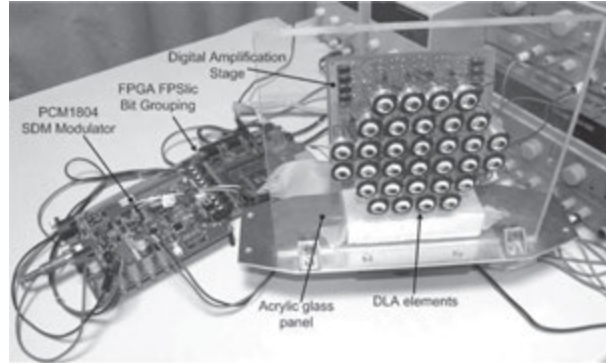


FIGURE 1.42 – Photographie du HPDM constitué de 32 haut-parleurs électrodynamiques. Image tirée de [73]

Chaque haut-parleur est câblé de façon indépendante et la carte de pilotage est capable d'envoyer des signaux en PCM, PWM et Sigma-Delta. Seule cette dernière méthode sera testée expérimentalement. La méthode PCM fera quant à elle l'objet de simulations à partir d'une réponse fréquentielle mesurée sur un seul haut-parleur. La fréquence d'horloge du HPDM est de 48 kHz pour un pilotage en PCM et est 64 fois plus élevée pour un pilotage en Sigma-Delta (soit 3.072 Mhz). Un signal codé sur 1 bit dans le format Sigma-Delta est représenté par une suite de 1 et 0, qui sont ensuite rassemblés en groupes de 32 pour correspondre au nombre de haut-parleurs (voir figure 1.43a). La figure 1.43b montre un exemple de groupe de 32 bits successifs et l'activation des haut-parleurs correspondant.

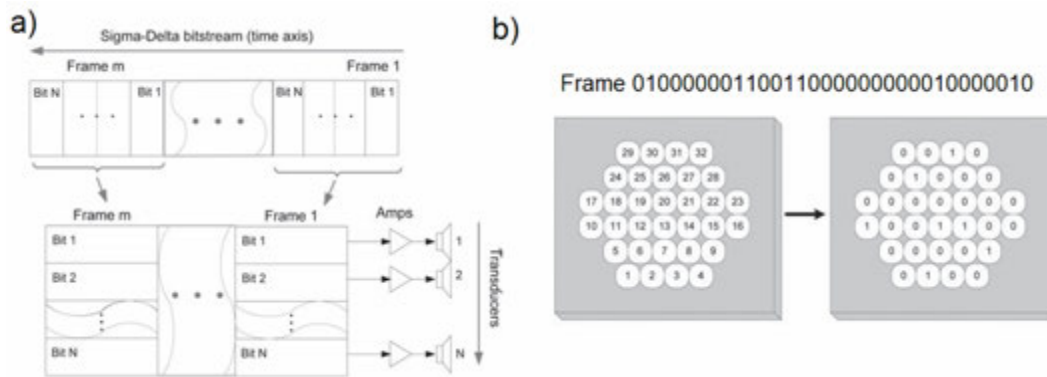


FIGURE 1.43 – a) Principe du découpage du signal Sigma-Delta b) Exemple d'une suite de 32 « 0 » et « 1 » et activation associée. Image tirée de [73]

En plaçant un microphone à 2 m en face de la matrice, des reconstructions sont ensuite effectuées par octave à 0.5, 1, 2, 4, 8 et 16 kHz. Les réponses fréquentielles du HPDM piloté en PCM et Sigma-Delta sont visibles figure 1.44a, où on peut remarquer qu'elles sont très proches. On peut également constater que les réponses globales du HPDM sont proportionnelles à la réponse fréquentielle d'un haut-parleur unitaire, qui est également tracée. Des calculs de THD montre que le pilotage Sigma-Delta produit moins d'harmoniques, surtout hors-axe et pour des fréquences intermédiaires (voir figure 1.44b). Les moins bonnes performances dans l'axe pour le pilotage en Sigma-Delta peuvent s'expliquer par des défauts qui n'existent pas dans la simulation en PCM.

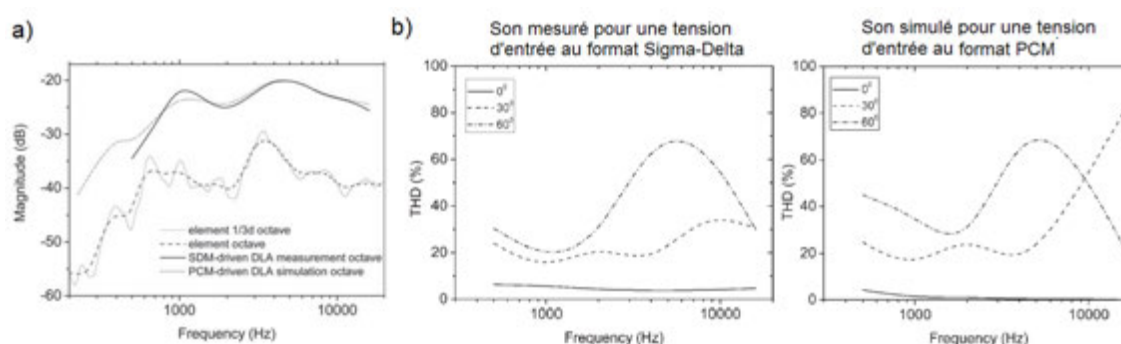


FIGURE 1.44 – a) Réponses fréquentielles du HPDM pilotés en PCM et Sigma-Delta, et réponse unitaire d'un haut-parleur. b) THD mesuré en pilotage Sigma-Delta et simulé en pilotage PCM. Image tirée de [73]

### 1.4.3 HPDM en technologie MEMS

Le HPDM en technologie MEMS est actuellement le sujet d'un nombre très restreint de publications. Les seuls travaux trouvés dans l'état de l'art concernant des HPDM MEMS émanent de l'université américaine de Carnegie-Mellon et d'une start-up dénommée Audiopixel. Cet état de l'art spécifique aux HPDM MEMS sera donc divisé en 2 parties consacrées aux solutions et résultats de ces 2 sources de références.

#### 1.4.3.1 Les publications de Diamond et al.

Les transducteurs électroacoustiques qui forment le HPDM sont parfois appelés « pixel de son », surtout lorsqu'ils sont de tailles réduites, par analogie avec les pixels composant les images numériques. En 2002, une publication de Diamond [7] utilise plutôt le terme « speaklet ». Ce terme sera utilisé tout au long de cette thèse pour désigner le transducteur MEMS d'un HPDM. Cette publication présente pour la première fois un HPDM MEMS associé à la technologie CMOS comportant l'électronique embarquée.

Les speaklets utilisés sont ceux visibles dans la publications de Neumann [29], où ils étaient utilisés de façon analogique (voir section 1.2.3) en utilisant une tension continue de 67 V et une tension alternative de 14.3 V crête à crête. Ils sont désormais activés par des pulses de tension dont l'amplitude peut aller de 45 à 90 V. La figure 1.45 présente les pulses de pressions obtenus en actionnant un speaklet avec des pulses de tension possédant ces amplitudes et une durée de 200  $\mu$ s. Ce speaklet se comporte alors de façon

non-linéaire par rapport à la tension : lorsque la tension double en passant de 45 à 90 V, l'amplitude de la pression fait plus que quadrupler. La durée du premier lobe de pression, utile pour la reconstruction digitale, est de 325  $\mu\text{s}$ . Un HPDM est ensuite fabriqué en formant une matrice carrée de 7 speaklets placé sur un support troué derrière les speaklets afin de laisser un volume arrière assez important (voir figure 1.45b). Neumann a en effet montré l'effet positif de ces volumes arrière sur le niveau de pression généré. Ce HPDM de type « bit-grouped », possède alors une résolution d'amplitude de 3 bits étant donné que les speaklets ne sont utilisés de façon à ne générer que des pulses de pressions positifs. Un premier tests valide de façon expérimentale l'additivité des pressions. Un second test met en évidence des différences entre les pulses de pressions émis par chacun des speaklets lorsque qu'ils sont activés par un même pulse de tension. Diamond explique que cette non-uniformité vient du fait que chaque speaklet a été fabriqué et mis en place sur la matrice de façon individuelle. En mettant le HPDM dans une oreillette, un signal sinusoïdal de fréquence 500 Hz est reconstruit en utilisant une fréquence d'horloge de 10 kHz et des pulses de tensions de 90 V et de 200  $\mu\text{s}$  de large. La pression obtenue, en utilisant 1, 2 puis 3 bits, est visible figure 1.45c. D'après une figure visible dans la publication, un niveau sonore de 76 dB SPL est obtenu. Des distorsions sont également visibles (ce qui est logique étant donné la fréquence d'horloge) mais ne sont pas quantifiées. En divisant la pression par la surface émettrice totale du HPDM, une pression surfacique de 173 dB SPL/m<sup>2</sup> est obtenue dans l'oreille artificielle. Lorsqu'un seul speaklet était activé de façon analogique en utilisant un grand volume arrière, la pression surfacique dans l'oreille artificielle était de 179 dB SPL/m<sup>2</sup> à la même fréquence [29]. Il est étonnant que le HPDM ne soit pas plus efficace qu'un pilotage analogique étant donné que dans le premier cas, les speaklets sont activés de façon non-linéaire. Diamond n'a pas effectué cette comparaison et ne discute pas ses résultats, mais on peut faire l'hypothèse que cela vient du contenu fréquentiel des contributions résiduelles des pulses de pression. La fin de la publication mentionne la fabrication d'autres prototypes de HPDM, qui doivent générer des sons de meilleurs qualité.

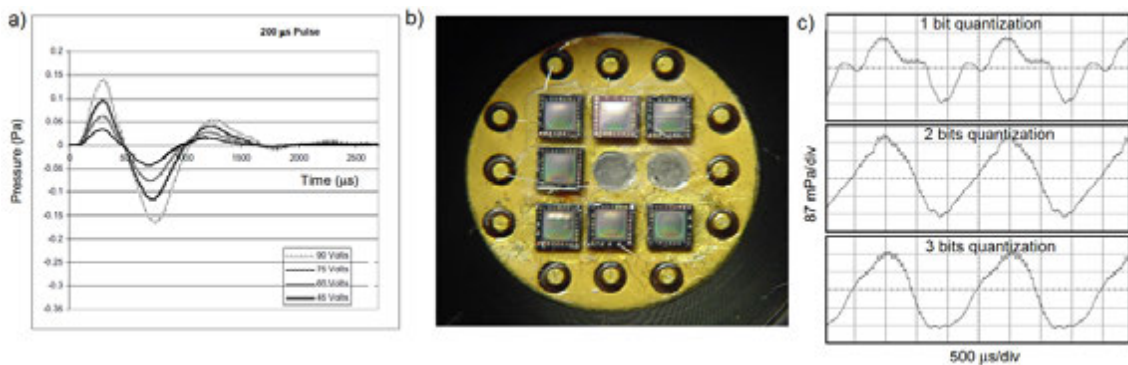


FIGURE 1.45 – a) Pulses de pressions en fonction du temps, obtenus pour différents niveaux de tension. b) Photographie du HPDM MEMS constitué de speaklets montés de façon individuelle. c) Reconstruction digitale d'un signal sinusoïdal. Images tirées de [7]

Le master de Diamond [65] peut être vu comme la suite direct de ce papier, puisqu'il reprend son contenu mais y rajoute l'étude de ceux évoqués dans les perspectives. Le HPDM le plus étudié comporte alors 255 speaklets. Pour éviter d'avoir trop de pistes électriques, il est de type « bit-grouped » et possède une résolution de 8 bits. Il est fabriqué toujours selon le procédé technologique évoqué par Neumann [29], mais cette fois contrairement à la publication précédemment étudié, toute la matrice est fabriquée en une fois pour plus d'uniformité dans les réponses des speaklets. Cette uniformité fait d'ailleurs l'objet d'un

test en activant les groupes de speaklets individuellement, en divisant les pressions mesurées par la surface d'émission de chaque groupe et en traçant les 8 courbes obtenues sur un même graphique. Ces courbes se superposent alors presque parfaitement, puisqu'un coefficient d'inter-corrélation moyen de 0.95 est obtenu, ce qui signifie que l'uniformité des speaklets est réussie. Ces speaklets, de forme carrée, font  $216 \mu\text{m}$  de côté et le HPDM fait une taille totale de  $5.2 \times 5.2 \text{ mm}^2$  (voir figure 1.46a). Pour reconstruire des sons, 2 méthodes sont utilisées. La première consiste à envoyer des pulses de tensions sur les groupes de speaklets à chaque période d'horloge où ils doivent être activés, même successives. Entre chaque période d'horloge, la tension passe par zéro et les speaklets repassent donc par leurs états de repos. Les pulses de tensions sont générés à partir de la conjonction logique d'un signal d'horloge générant des pulses de largeur  $70 \mu\text{s}$  à une fréquence de 8 kHz (soit un rapport cyclique de 40%) avec la valeur du bit d'un certain groupe de speaklets. Diamond appelle cette méthode la « méthode pulsée ». La seconde méthode ne fait pas revenir les speaklets à leurs états de repos si le groupe auquel ils appartiennent doit être activé pendant des périodes d'horloge successive. Le signal de tension est donc directement proportionnel à la valeur du bit. Diamond appelle cette méthode la « méthode échelonnée ». Les 2 méthodes de pilotage sont visibles figure 1.46b.

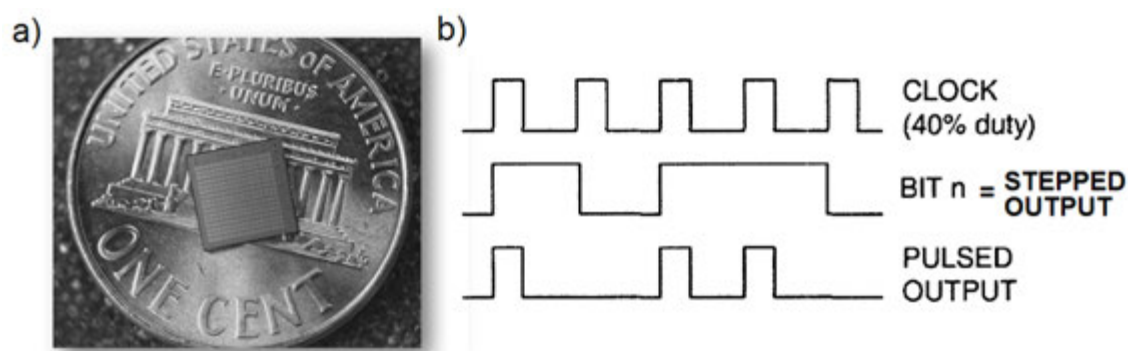


FIGURE 1.46 – a) Photographie du 2ème prototype de HPDM, constitué de speaklets fabriqués lors des mêmes étapes technologiques. b) Principe des 2 méthodes de pilotage utilisées. Images tirées de [65]

En utilisant une tension d'amplitude 40 V, un signal sinusoïdal dont la fréquence vaut 400 Hz est ensuite reconstruit en utilisant les 2 méthodes : pulsée et échelonnée. Les pressions obtenues en utilisant une oreille artificielle, sont visibles figure 1.47, où les pressions générées par chaque groupe de speaklets sont additionnée successivement, en commençant par le MSB. La méthode échelonnée semble tout de même être un peu étonnante. Prenons par exemple la pression générée par le MSB. Le groupe contrôlé par ce bit doit générer à lui tout seul la moitié de toute la pression totale. Ceci se remarque bien sur la méthode pulsée. Par contre pour la méthode échelonnée, des pulses de pressions positifs ou négatifs et d'amplitudes importantes sont obtenus seulement aux moments des transitions. On a vu en section 1.4.1 (figure 1.33c) que ce problème se produit lorsque la fréquence propres des transducteurs est supérieure à la fréquence des signaux rectangulaire d'entrée, ce qui est ici le cas.

Les pressions obtenues, surtout dans le cas de la méthode pulsée, possèdent de nombreuses fréquences parasites, à cause de la fréquence d'horloge peu élevée. Diamond propose alors de filtrer (de façon logiciel en post-traitement) les signaux obtenus avec des filtres passe-bas dont les fréquences de coupure décroissent (voir figure 1.48). Au fur et à mesure, les fréquences parasites disparaissent et la forme de l'onde désirée apparait. La méthode échelonnée produit alors une pression 4 fois plus grande que la méthode pulsée. Les valeurs de THD calculées par Diamond sont directement inscrites sur la figure. Si on se concentre sur la

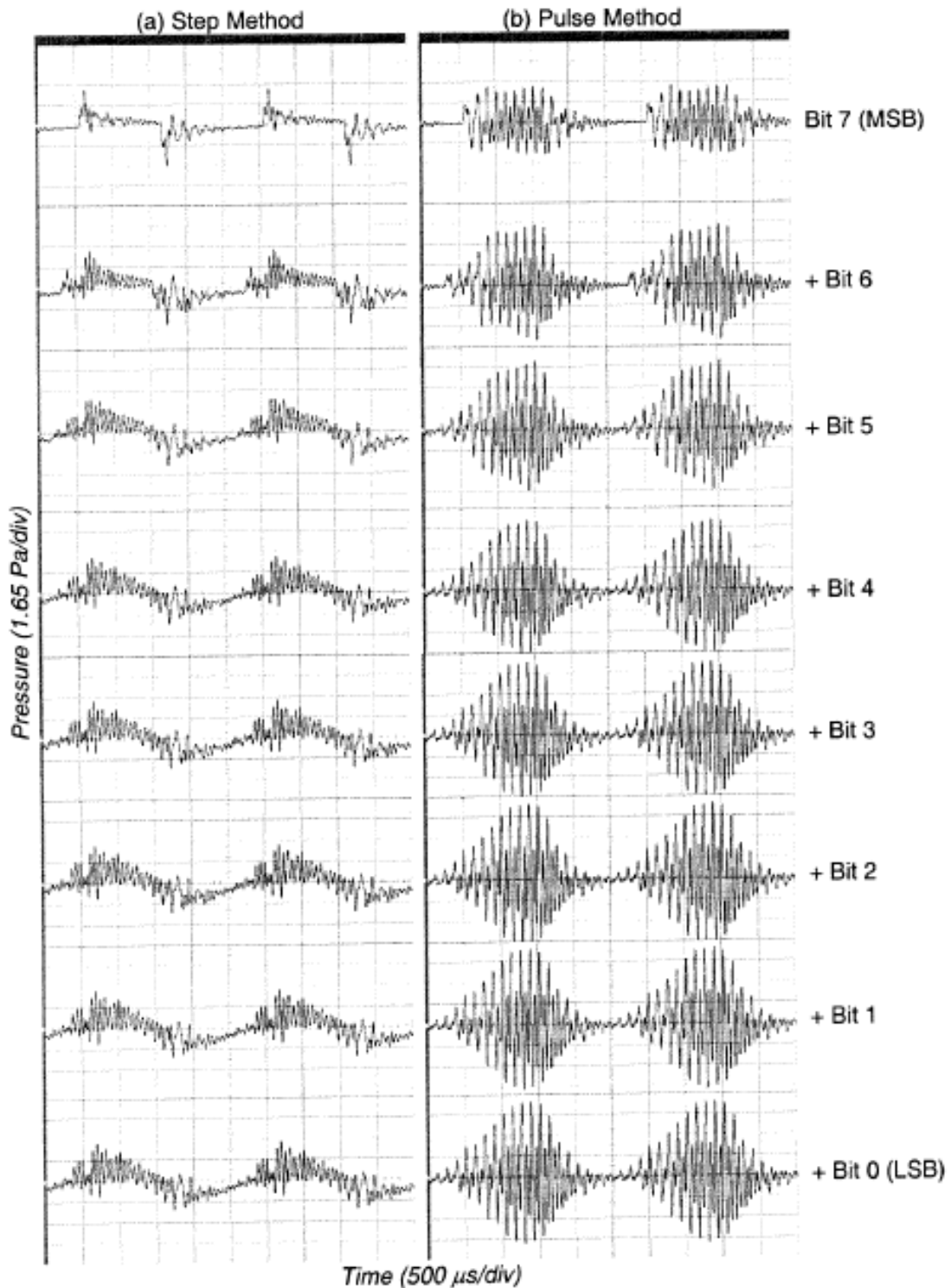


FIGURE 1.47 – Reconstruction digitale d’un signal sinusoïdal, a) par l’utilisation de la méthode pulsée, b) par utilisation de la méthode échelonnée. Images tirées de [65]



méthode pulsée, qui nous apparaît comme étant la plus « légitime », une valeur de 98 % est obtenue sans filtre. Cette valeur baisse petit à petit jusqu'à faire un bond lorsque le filtre dont la fréquence de coupure de 4 kHz est appliqué, ce qui est logique puisque ceci représente la moitié de la fréquence d'horloge et que les effets de repliement spectral disparaissent. Avec une fréquence de coupure de 2 kHz, un THD minimal de 0.14 % est obtenu. Les 2 méthodes de pilotage produisent des niveaux sonores compris entre 78 et 95 dB SPL dans l'oreille artificielle, sur une bande de fréquence allant de 50 à 4000 Hz.

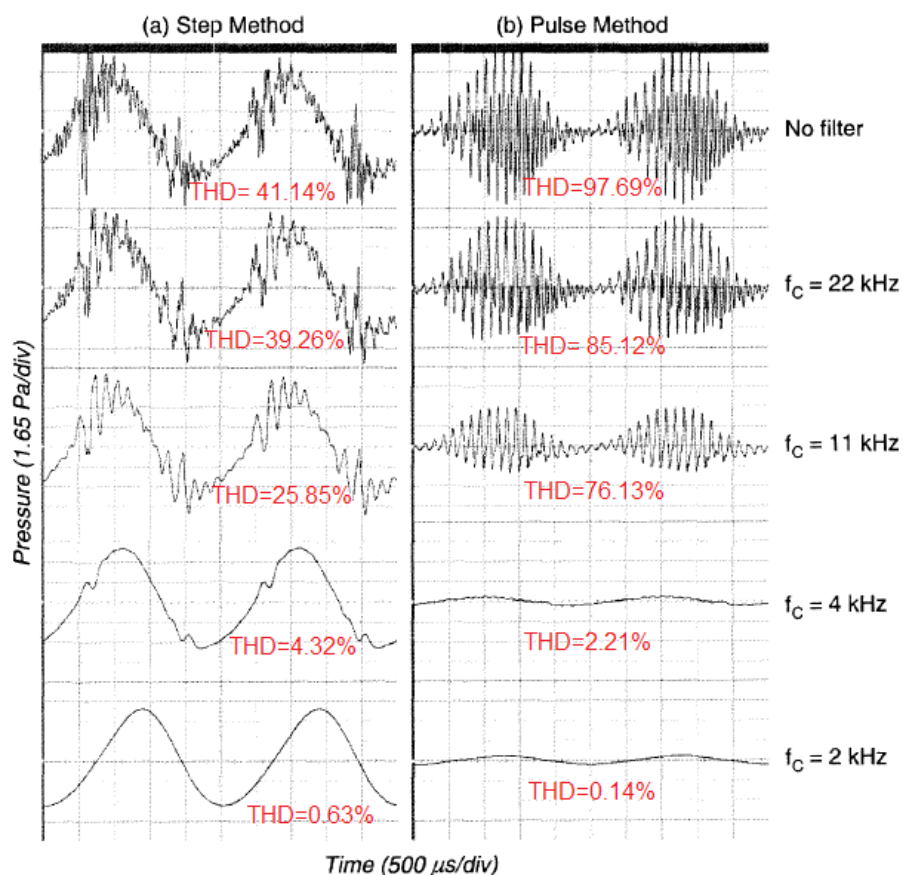


FIGURE 1.48 – Filtrage du signal reconstruit, a) obtenu par la méthode pulsée, b) obtenu par la méthode échelonnée. Images tirées de [65]

### 1.4.3.2 La technologie d'AudioPixels

Audiopixels est une start-up fondée en 2006 qui semble être actuellement la plus avancée dans le domaine des HPDM en technologie MEMS. Cette société ne publie pas ses résultats dans les journaux, mais des informations peuvent être néanmoins réunies en étudiant leurs brevets (déposés ou en cours de dépôt). On peut alors deviner les problèmes rencontrés et les solutions apportées. L'étude de ces brevets sera de plus

complétée par des informations disponibles sur leur site internet ou obtenues lors de présentations orales. La philosophie de la société est de proposer un HPDM de « base ». En fonction de l'application désirée, un certains nombre de ces HPDM sont alors associés.

Un premier brevet déposé en 2007 [74] décrit le fonctionnement d'éléments mobiles de faibles surfaces mais possédant des courses de déplacement importantes (de l'ordre de  $60\ \mu\text{m}$  [75]) afin de générer de fortes pressions. Les éléments mobiles sont constitués d'un aimant permanent et sont disposés au sein d'une matrice en matériau isolant. Une bobine électrique entourant toute la matrice ou se faufilant entre tous les transducteurs permet de générer une force électromagnétique alternative qui déplace les éléments mobiles de bas en haut et de haut en bas. Pour empêcher certains éléments sélectionnés de se mouvoir, une force électrostatique qui prédomine sur la force électromagnétique permet de les verrouiller en position haute ou basse. En plus de l'aimant, les dispositifs sont donc constitués de 2 électrodes (inférieure et supérieure) qui permettent de verrouiller les éléments mobiles lorsqu'une différence de potentiel est appliquée entre une des électrodes et le bâti. La figure 1.49 permet de mieux saisir ce principe de fonctionnement.

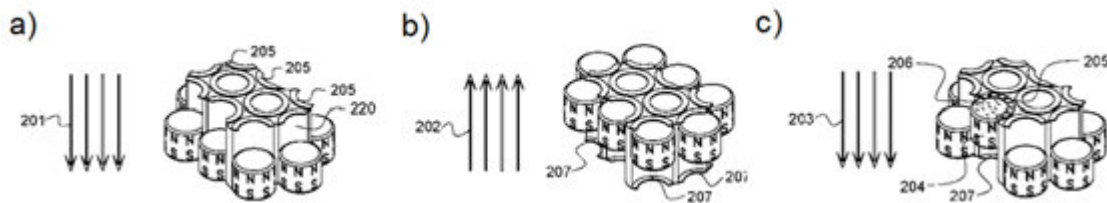


FIGURE 1.49 – Éléments mobiles se déplaçant sous l'influence d'une force électromagnétique alternative et utilisation de verrous électrostatiques (Images tirées de [74]). a) La force électromagnétique est dirigée vers le bas et amène tous les éléments mobiles en positions basses. b) La force électromagnétique est dirigée vers le haut et amène tous les éléments mobiles en positions hautes. c) La force électromagnétique est de nouveau dirigée vers le bas mais un élément mobile, bloqué par son verrou électrostatique, ne se déplace pas en position basse.

La force électromagnétique est alternative et sa fréquence (la fréquence d'horloge du système) vaut le double de la fréquence d'échantillonnage. De cette façon, une période de quantification regroupe un laps de temps où le champ magnétique est orienté dans un sens, puis dans l'autre. Cela permet de retarder le verrouillage ou le déverrouillage d'un speaklet pour attendre que le champ soit dans le bon sens. Concrètement, chaque speaklet est constitué d'une membrane plane attachée à ses bords par des « serpents » flexibles fabriqués dans un matériau dont l'élasticité est adaptée (voir figure 1.50a). La figure 1.50b présente une photographie d'une réalisation technologique. Le diamètre de la membrane est alors de  $300\ \mu\text{m}$ , sa fréquence de résonance est égale à  $36\ \text{kHz}$  et la fréquence d'horloge utilisée pour l'actionner vaut le double, soit  $72\ \text{kHz}$  [75].

Un brevet plus récent [76] décrit des speaklets de seconde génération qui ne fonctionnent que sur le principe électrostatique. Ces nouveaux speaklets possèdent donc des débattements diminués. Selon la présentation orale du Mans en 2011 [75], cela vient du fait d'une pression obtenue avec les premiers prototypes 10 fois supérieure (+20 dB) aux espérances. Ceci a permis de baisser la spécification sur le déplacement maximal de l'élément mobile. Un schéma de ce nouveau transducteur est visible figure 1.51, où un zoom sur un coin du dispositif permet de voir que le débattement est de  $10\ \mu\text{m}$ . D'autres améliorations ont pu être apportées à ces speaklets de seconde génération. En rajoutant un obstacle entre la partie mobile et les électrodes, une couche d'air est obtenue entre ces éléments lorsqu'une position extrême est atteinte



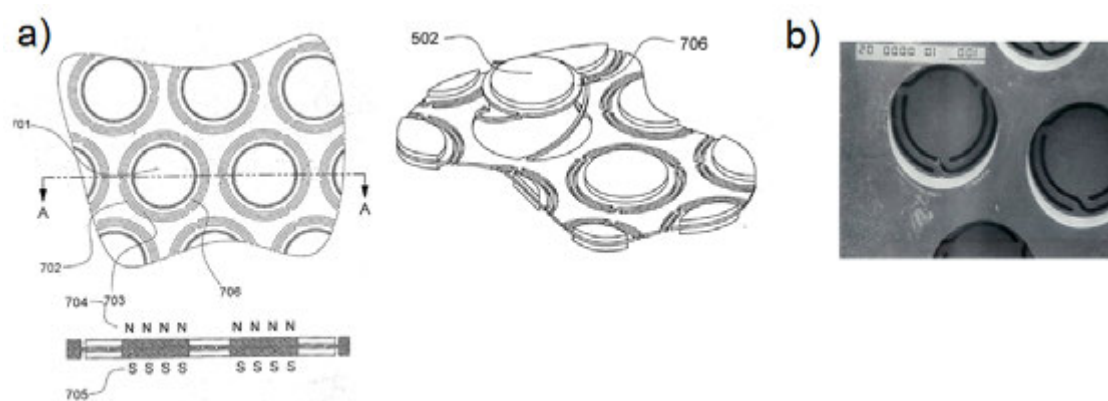


FIGURE 1.50 – a) Schéma montrant les éléments mobiles constitués d'une membrane plane (possédant un aimant anis que 2 électrodes) et de « serpents ». b) Photographie de ces éléments mobiles après fabrication. Images tirées de [74] et [75]

[77]. Ceci permet de laisser un speaklet en position haute ou basse en le mettant tout simplement en circuit ouvert (les charges ne peuvent pas se neutraliser) et d'éviter le phénomène de collage qu'il peut y avoir lorsque 2 plaques planes sont mises en contact. Dans ce dernier cas, même en enlevant les charges électrostatiques, la partie mobile ne reviendrait pas à sa position d'équilibre. La possibilité de recouvrir les speaklets d'un film en polymère complètement étanche à l'air mais transparent aux ondes sonores est également évoquée [78]. Ceci permet de les protéger de la poussière. Etant donné la dimension des speaklets, la présence de poussière entre les électrodes doit en effet être défavorable à leur bon fonctionnement.

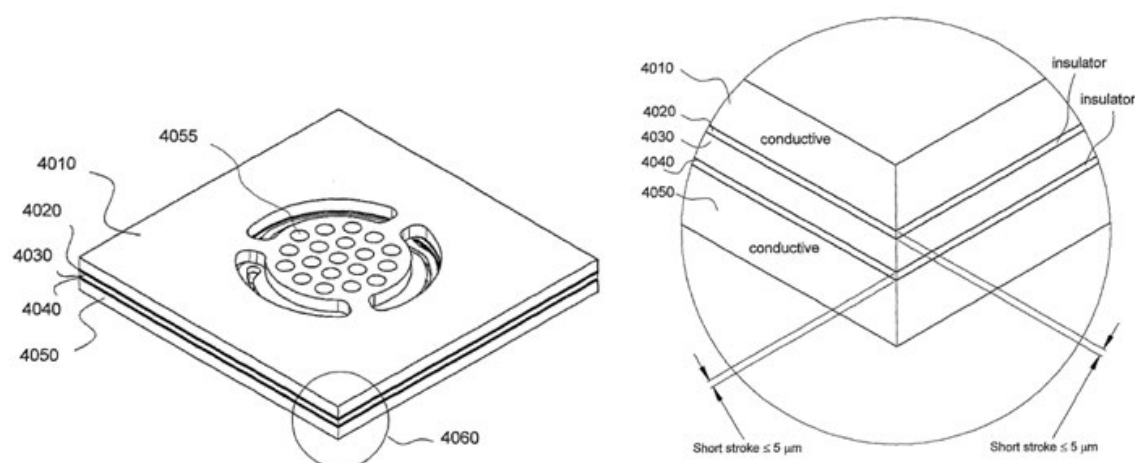


FIGURE 1.51 – Illustration des speaklets de seconde génération d'Audiopixels. Image tirée de [76]

L'utilisation de speaklets possédant 2 états stables possibles est à l'origine d'un autre problème. En effet, à fréquence d'horloge fixe et à pression maximale, une réponse fréquentielle de +6dB/octave est obtenue [79]. Ce phénomène est expliqué sur la figure 1.52 avec un HPDM théorique possédant 1024 speaklets.

Les barres des histogrammes représentent le nombre de membranes en position haute à chaque période d'horloge tandis que les courbes représentent la pression générée. Cette dernière est proportionnelle à la variation du nombre de membranes en position haute, c'est à dire à la différence entre 2 barres consécutives des histogrammes. Dans le cas de signaux sinusoïdaux, et si on souhaite obtenir une pression maximale, les 1024 membranes doivent changer de position pendant une demi-période. Plus cette demi-période est courte, plus la variation du nombre de membranes en position haute est importante, et plus la pression générée est forte. La fréquence du signal à reconstruire est donc proportionnelle à la pression maximale qu'il est possible de générer, ce qui explique la pente de +6dB/octave.

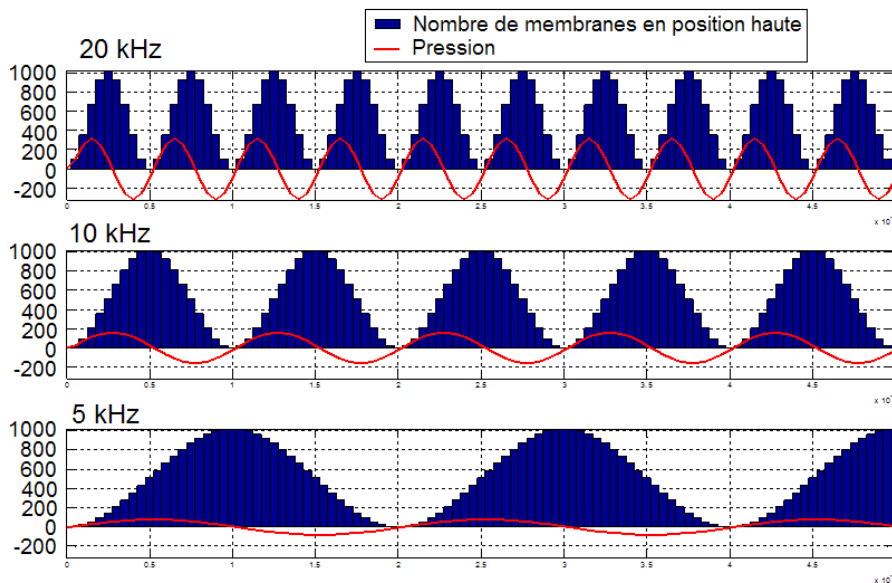


FIGURE 1.52 – Explication de la pente de +6dB/octave à pression maximale pour les HPDM de Audiopixels possédant 2 états de repos. Image tirée de [75]

Pour régler ce problème, des filtres de compensation possédant des pentes de -6 dB/octave sont utilisés au niveau du signal numérique de commande pour revenir à une réponse plate. Ceci conduit malheureusement à une baisse du niveau sonore. Il est alors proposé de choisir la fréquence de coupure des filtres en fonction de l'application visée.

Afin de diminuer le nombre de pistes d'accès, AudioPixels propose une méthode de câblage particulière [77]. La figure 1.53a, où les speaklets ne possèdent qu'une seule électrode pour plus de clarté, présente ce câblage. Chaque ligne est connectée à l'électrode inférieure et chaque colonne est connectée à la partie mobile. Si une matrice contient  $16 \times 16$  speaklets (soit 256 speaklets), seulement 32 pistes sont alors nécessaires. Sur cet exemple, une tension est envoyée sur un ensemble de speaklets de la troisième ligne. Dans un deuxième temps (figure 1.53b), la troisième colonne ainsi que la troisième ligne sont court-circuitées. Dans ce cas, les charges électrostatiques du speaklet correspondant sont libres de se neutraliser et la membrane revient à sa position d'équilibre. Au contraire, les charges des électrodes des autres speaklets étant toujours présentes grâce à l'introduction d'un obstacle, les membranes restent en position basse même en l'absence de tension d'entrée. Un câblage judicieusement choisi permet de diminuer encore plus le nombre de câbles nécessaires en mettant en commun certaines colonnes ou certaines lignes avec la matrice adjacente

(figure 1.53c). Ces matrices ne sont pas forcément activées de la même manière (c'est à dire en parallèle) et l'association de plusieurs matrices peut alors conduire à un HPDM de plus grande résolution d'amplitude.

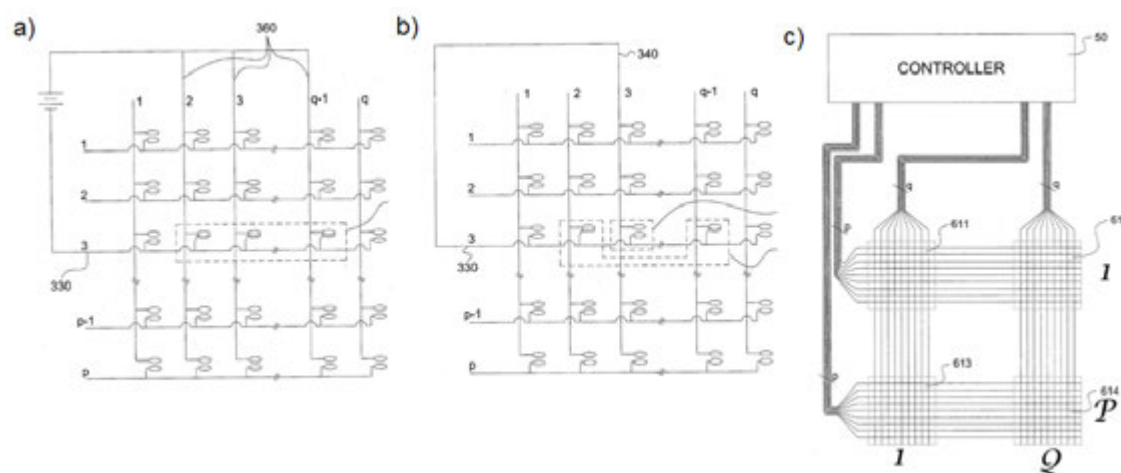


FIGURE 1.53 – a) Méthode de câblage d'un HPD et activation de certains speaklets. b) Remise à l'état initial d'un speaklet. c) Contrôle de plusieurs speaklets de différentes matrices par un câblage adapté. Images tirées de [77]

Cette méthode de câblage comporte cependant certains inconvénients. S'il est possible d'actionner des groupes de speaklets qui sont soit sur les mêmes lignes, soit sur les mêmes colonnes, soit des combinaisons de lignes et de colonnes, il n'est malheureusement pas possible d'actionner seulement 2 speaklets qui ne font partis ni de la même ligne, ni de la même colonne. Ce dernier cas entrainera forcément l'activation non souhaitée de 2 autres speaklets. C'est ce qu'AudioPixels définit comme les erreurs d'adressage [75]. L'autre inconvénient est qu'une différence de potentiel appliquée aux bornes d'un speaklet provoque également d'autres différences de potentiel aux bornes des autres speaklets de la matrice. Lorsque l'on souhaite utiliser un speaklet en particulier, il y a un risque d'en activer de nombreux autres. Pour remédier à ce dernier problème, AudioPixels utilise à son avantage le comportement hystérétique des speaklets électrostatiques, visible figure 1.54a. Lorsque la tension augmente, la membrane se déplace très peu jusqu'à 65 V environ. A partir de cette tension, elle vient se coller brutalement contre l'électrode. Cette tension est appelée « tension de collapse » et correspond à la tension à partir de laquelle la force électrostatique devient plus grande que la force de rappel de l'élément mobile. Une fois que la membrane est en position basse, il est nécessaire de diminuer la tension jusqu'à 12 V pour que la membrane revienne à son état de repos. En choisissant une tension  $V_d$  située au milieu de la figure d'hystérésis et dont le double dépasse la tension de collapse, le problème peut être résolu. En effet, imaginons que tous les speaklets d'une matrice reçoivent une différence de potentiel égale à  $2V_d$  pour les mettre en position basse ( potentiel  $V_d$  sur les lignes et de même sur les colonnes). Pour en remettre un seul à sa position d'équilibre, il suffit de le mettre à la masse. Les autres speaklets présents sur la ligne et la colonne commune recevant toujours une différence de potentiel égal à  $V_d$ , ils ne bougeront pas (voir figure 1.54b).

### Synthèse des brevets, configuration la plus récente et résultats associés

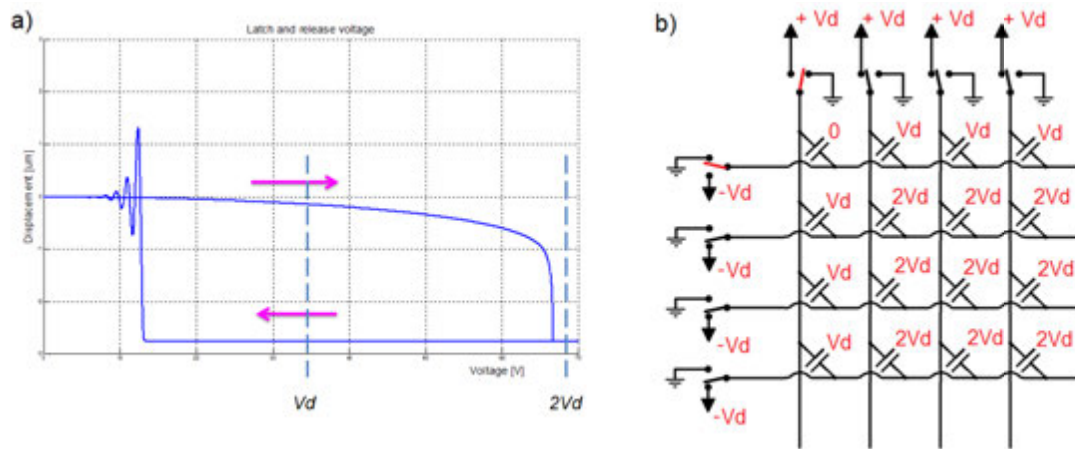


FIGURE 1.54 – a) Déplacement de la membrane d'un speaklet mono-actionneur en fonction de la tension, faisant apparaître une hystérésis. b) Mis à profit du comportement hystérétique des speaklets pour ne pas activer tous les speaklets d'une même ligne ou colonne avec la méthode de câblage de la figure 1.53. Images tirées de [75]

La société Audiopixels ne donne que très peu de résultats issus de ses prototypes. L'étude des brevets permet de constater que la société s'est initialement concentrée sur la conception de speaklets possédant 2 états stables et de grandes courses de déplacement afin de générer de fortes pressions pour une petite surface émettrice. C'est pourquoi l'actionnement électromagnétique à tout d'abord été choisi, complété par des verrous électrostatiques. Une pression plus grande que les espérances aurait ensuite fait diminuer l'importance d'un grand déplacement et l'actionnement électrostatique a finalement été privilégié. La forme du pulse de pression émis par un speaklet ne fait l'objet d'aucune communication, mais on peut penser qu'il possède une forte amplitude, certainement due au comportement intrinsèquement non-linéaire de l'actionnement électrostatique.

Si les choix technologiques d'Audiopixels sont effectivement ceux qui sont visibles dans leurs brevets, alors les avantages sont les suivants :

- un comportement non linéaire des speaklets qui conduirait à de fortes pressions,
- une méthode de câblage qui permet de réduire le nombre de pistes d'accès et donc d'augmenter la densité de speaklets,
- une association de matrices de bases, qui peut permettre l'augmentation de la résolution d'amplitude et/ou du volume,
- une mise à profit du comportement hystérétique des speaklets,
- la possibilité de laisser un speaklet en position basse ou haute sans tension appliquée.

Il existe en contrepartie des inconvénients qui sont :

- un actionnement électrostatique sensible à la présence de poussière, ainsi qu'une complexification technologique pour s'en prémunir,
- une pente de +6 dB/octave qui provient de la présence de 2 états stables des speaklets. Des filtres

compensateur peuvent régler ce problème mais au détriment du volume sonore,

- une fréquence d'horloge du système 2 fois supérieure à la fréquence d'échantillonnage afin de pouvoir déplacer un élément mobile dans le sens souhaité. Dans le cas d'un pilotage « bit-grouped », il existe alors un décalage d'une demi-période d'horloge entre les speaklets générant des pulses opposés.
- une faible rendement électrique dans le cas d'un HPDM « bit-grouped » à cause du comportement bistable des speaklets. En effet, il peut être nécessaire de déplacer plusieurs speaklets (ou même tous) pour produire un pulse de pression d'amplitude égal à 1 pas de quantification.
- des erreurs d'adressage dues à la méthode de câblage particulière,
- des différences de marches importantes si de nombreuses matrices de bases sont associées.

Lors de la présentation orale du Mans, [75], la configuration d'un prototype de HPDM datant de 2009 a été communiquée. Les speaklets électrostatiques possédaient à cette date une membrane circulaire de 150  $\mu\text{m}$  de diamètre, un débattement maximal de 6  $\mu\text{m}$  et une fréquence de résonance de 100 kHz. La fréquence d'horloge valait donc 200 kHz, ce qui permettaient de faire du « noise-shaping », et le pilotage était de type « bit-grouped ». Un spectre ainsi qu'une vidéo montrant une reconstruction digitale utilisant cette configuration ont été présentés. L'amplitude du spectre était exprimé en dB FS, ce qui ne permettait pas de connaître le niveau de pression en dB SPL puisque le nombre de pas de quantification ainsi que la distance d'écoute n'étaient pas donnés. Un bon rapport signal sur bruit à tout de même pu être constaté. La vidéo montrait quant à elle un HPDM constitué de 4 matrices de base. Il a été précisé qu'une faible proportion de speaklets était alors fonctionnelle, ce qui montre que des problèmes de fiabilité ont été rencontrés. Cependant le son reconstruit semblait d'assez bonne qualité.

#### 1.4.4 Tableau de synthèse

Le tableau 1.2 récapitule les caractéristiques principales des HPDM de l'état de l'art ainsi que les résultats obtenus. Pour un gain de place, des sigles ont été utilisés :

- ED : ElectroDynamique,
- OA : OptoAcoustique,
- ES : ElectroStatique,
- BW : Binary Weighted,
- BG : Bit Grouped.

Réf.	Transducteur élémentaire/speaklet				HPDM				Résultats
	Act.	Taille	Nbre	F. propre	Pilotage	Forme	Rés.	F. hor.	
[71]	ED	Ø 20 cm	7	X	PCM BW	Cercle	8 bits	44.1 kHz	Reconstruction d'un sinus 1 kHz : THD élevé
[72]	OA		8		PCM BG	Cercle	3 bits		
[60, 62, 61]	ED	Ø 26 mm	6	850 Hz	PCM BW	Ligne	6 bits	96 kHz	Entre 1 et 20 kHz et à 1.5 m : ≈ 100 dB SPL et 26% THD
	ED	Ø 26 mm	6	850 Hz	PCM BW	Cercle	6 bits	96 kHz	Entre 1 et 20 kHz et à 1.5 m : ≈ 100 dB SPL et 14% THD
	ED	Ø 12 mm	6	3 kHz	PCM BG	Concentrique	6 bits	96 kHz	A la résonance : 100 dB SPL à 1.5 m et 2% THD
[73]	ED	Ø 15 mm	32	500 Hz	Sigma-Delta	Octogone	5 bits	3.072 MHz	Entre 0.5 et 16 kHz : 5 à 8% THD
[7, 65]	ES	1.4×1.4 mm <sup>2</sup>	7	≈ 1 kHz	PCM BG	Carrée	3 bits	10 kHz	Reconstruction d'un sinus 500 Hz : 76 dB SPL dans une oreille artificielle
	ES	216×216 µm <sup>2</sup>	255	≈ 2.5 kHz	PCM BG	Carré	8 bits	8 kHz	De 78 à 95 dB SPL dans une oreille artificielle entre 50 et 4000 Hz. THD = 98% sans filtre, THD=2% avec filtre passe-bas à 4 kHz
[75]	ES	Ø 150 µm		100 kHz	PCM BG			200 kHz	Bon rapport signal sur bruit

Tableau 1.2 – Tableau récapitulatif de l'état de l'art des HPDM

## 1.5 Intérêt de la thèse et de notre approche du HPDM

### 1.5.1 Spécifications

Dans la section sur les HPA MEMS (section 1.2.3), on a pu voir que l'actionnement électrodynamique ne permet pas d'intégrer l'aimant permanent lors du procédé de fabrication MEMS, qui peut de plus se révéler être complexe. Ce type d'actionnement sera donc écarté. Dans la section sur les HPDM MEMS (section 1.4.3), on a pu voir que les prototypes existant reposent tous sur l'actionnement électrostatique. Afin de se différencier de l'état de l'art, l'actionnement piézoélectrique sera donc utilisé. Cette méthode d'actionnement possède de plus l'avantage de posséder une plus faible tension d'actionnement et une insensibilité à la poussière. L'empilement technologique sera choisi comme étant relativement simple pour s'assurer du bon fonctionnement de nos speaklets, qui posséderont alors un comportement mécanique linéaire en dynamique.

Ces speaklets devront également posséder 3 états possibles pour ne pas gaspiller inutilement de la puissance électrique. De plus, pour ne pas avoir de pente de +6 dB/octave liée à la méthode d'actionnement, une position de repos unique sera utilisée. Les HPDM seront majoritairement de type uniforme et pilotés par un signal PCM. Combinés à une carte de pilotage électronique reconfigurable qui pourra recevoir un fichier de pilotage généré par un logiciel externe (Matlab par exemple), ceci permettra d'avoir potentiellement accès à une multitude de stratégies de pilotage. La fréquence d'horloge la plus utilisée sera 44.1 kHz, pour ne pas avoir besoin de filtrer les trains de pulses ou l'onde acoustique reconstruite. Cette fréquence ne permettra cependant pas d'utiliser efficacement la technique de « noise-shaping », qui ne sera donc pas mise en place.

### 1.5.2 But de la thèse

Le but de la thèse est de modéliser, dimensionner et tester un HPDM MEMS composé de speaklets possédant les spécifications évoqués précédemment. Trois grands chapitres seront donc consacré à chacun de ces aspects d'un point de vue mécanique, acoustique et électrique. En effet, le comportement vibratoire des speaklets est intimement lié aux performances acoustique du HPDM et sa compréhension est importante pour effectuer des optimisations potentielles. L'application visée de nos HPDM étant idéalement les appareils nomades tels que les téléphones mobiles, une faible consommation électrique est nécessaire.

Les résultats devront alors permettre d'évaluer les performances de notre approche du HPDM MEMS et de mieux comprendre ses atouts et ses inconvénients afin de proposer de futures pistes d'améliorations.



## Chapitre 2

# Modélisation multiphysique du HPDM

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>De l'analogique au numérique</b>	<b>8</b>
1.1.1	La « révolution numérique »	8
1.1.2	Numérisation de l'information et traitements du signal usuels	8
1.1.3	Représentation et codage d'un signal numérique	10
1.1.4	Avantages et inconvénients du numérique par rapport à l'analogique	14
1.1.5	Le cas de l'audio numérique	14
<b>1.2</b>	<b>Le haut-parleur analogique (HPA)</b>	<b>16</b>
1.2.1	Principe et variantes d'actionnement	16
1.2.2	HPA utilisés actuellement en téléphonie	19
1.2.3	HPA MEMS	19
<b>1.3</b>	<b>Le haut-parleur digital (HPD)</b>	<b>25</b>
1.3.1	Principe du HPD et avantages/inconvénients par rapport au HPA	25
1.3.2	Indicateurs de qualité du son reconstruit	28
1.3.3	Sous-catégories de représentations PCM	29
1.3.4	HPD avec conversion numérique/analogique mécanique	29
1.3.5	HDP avec conversion numérique/analogique acoustique	32
<b>1.4</b>	<b>Etat de l'art des HPDM</b>	<b>35</b>
1.4.1	Aspects théoriques et simulations du rayonnement des HPDM	35
1.4.2	HPDM en technologie macroscopique	43
1.4.3	HPDM en technologie MEMS	49
1.4.4	Tableau de synthèse	59
<b>1.5</b>	<b>Intérêt de la thèse et de notre approche du HPDM</b>	<b>61</b>
1.5.1	Spécifications	61
1.5.2	But de la thèse	61

---

## 2.1 Rayonnement acoustique d'un HPDM

### 2.1.1 Modèle de rayonnement d'un speaklet

#### 2.1.1.1 Modèle de Rayleigh

Soit un objet vibrant plan, considéré comme infiniment ba é et rayonnant en champs libre (condition de Sommerfeld). Soit  $p$  un point courant de la surface vibrante  $S$  et  $m$  le point d'écoute. La pression au point  $m$  est donnée par l'équation 2.1 :

$$P(m, f) = \frac{\rho_0}{2\pi} \int_{p \in S} \gamma(p, f) \frac{\exp(-j.k.r(p, m))}{r(p, m)} dS, \quad (2.1)$$

avec  $\gamma(p, f)$  l'accélération du point  $p$ ,  $\rho_0$  la masse volumique de l'air,  $r(p, m)$  la distance entre le point  $p$  et le point  $m$  et  $k$  le nombre d'onde. Il est parfois plus pratique de travailler avec les vitesses. L'équation 2.2 est alors obtenue.

$$P(m, f) = \frac{j.\omega.\rho_0}{2\pi} \int_{p \in S} V(p, f) \frac{\exp(-j.k.r(p, m))}{r(p, m)} dS \quad (2.2)$$

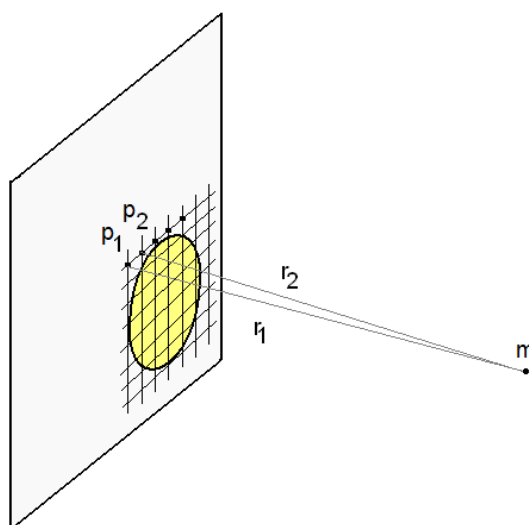


FIGURE 2.1 – Dicitérisation de l'intégrale de Rayleigh

A partir de la connaissance de vitesses en di érents points de la surface de l'objet, la formule de Rayleigh discrétisée permet de connaître la pression en un point  $m$  donné en considérant la surface comme un ensemble de monopôles (voir figure 2.1) :

$$P(m, f) = S_e.j.f.\rho_0 \sum_{i=1}^N V(p_i, f) \frac{\exp(-j.k.r_i)}{r_i}, \quad (2.3)$$

avec  $N$  le nombre de points du maillage,  $V(p_i, f)$  la vitesse normale du  $i^{\text{ème}}$  point,  $S_e$  l'élément de surface associé à un point et  $r_i$  la distance entre le point  $i$  et le point  $m$ .

### 2.1.1.2 Modèle de la source monopolaire

Si les dimensions de l'objet vibrant sont petites par rapport à la longueur d'onde du son émit (rayon inférieur à environ  $\lambda/8$ ), le rayonnement en champ lointain peut être considéré comme omnidirectionnel [80]. Avec une fréquence maximum de 20 kHz, cette hypothèse conduit à un rayon maximal de 2 mm environ selon le critère choisi. L'équation 2.3 devient :

$$P(M, f) = \frac{j \cdot \rho_0 \cdot S \cdot f}{r_0} V(f) \cdot \exp(-j \cdot k \cdot r_0) \quad (2.4)$$

avec  $r_0$  la distance entre le point d'écoute  $M$  et le centre de l'objet vibrant,  $S$  la surface de l'objet et  $V(f)$  sa vitesse moyenne.

### 2.1.1.3 Prise en compte du comportement vibratoire de l'objet

Par rapport aux formules obtenues à partir de l'intégrale de Rayleigh, l'équation 2.4 a l'avantage de ne nécessiter que la vitesse moyenne de l'objet vibrant afin de calculer la pression rayonnée. Dans la partie expérimentale de cette thèse, des mesures de vitesses seront souvent effectuées au centre des speaklets. Ces speaklets sont composés d'une membrane circulaire encastrée à sa périphérie (voir section 3.2) qui possède une distribution de vitesses non-uniforme lorsqu'elle est activée. Pour calculer une pression rayonnée à partir de la vitesse au centre d'un speaklet, il est donc nécessaire d'introduire un coefficient correcteur sur les débits acoustiques qui traduit la déformée du speaklet.

La répartition des vitesses sur la surface  $S$  d'un speaklet de rayon  $R$  peut s'approcher par une formule simple à base de cosinus qui respecte les conditions aux limites d'encastrement (voir équation 2.5).

$$V(\rho) = \frac{V_0}{2} \left[ 1 + \cos\left(\frac{\pi \cdot \rho}{R}\right) \right], \quad (2.5)$$

où  $V_0$  est la vitesse au centre du speaklet. Le débit acoustique est donné par l'équation 2.6.

$$Q = \iint_S \vec{V} \cdot \vec{n} \, dS. \quad (2.6)$$

En combinant les équations 2.5 et 2.6 et en utilisant l'intégration par partie, le débit théorique d'un speaklet est obtenu équation 2.7.

$$Q_{speaklet} = \pi R^2 V_0 \left( \frac{1}{2} - \frac{2}{\pi^2} \right). \quad (2.7)$$

A partir de ce résultat il est possible de définir un coefficient adimensionnel théorique  $\alpha$ , défini comme le rapport entre le débit théorique et le débit d'un piston, et qui vaut environ 0.3 selon l'équation 2.8.

$$\alpha_{théo} = \frac{Q_{théo_{speaklet}}}{Q_{théo_{piston}}} = \frac{\pi R^2 V_0 \left( \frac{1}{2} - \frac{2}{\pi^2} \right)}{\pi R^2 V_0} = \frac{1}{2} - \frac{2}{\pi^2} \approx 0.3 \quad (2.8)$$

Finalement, la pression rayonnée par un speaklet dont la vitesse en son centre est connue s'obtient dans le domaine fréquentiel en appliquant l'équation 2.9.

$$P(M, f) = \frac{j \cdot \alpha \cdot \rho_0 \cdot S \cdot f}{r_0} V_0(f) \cdot \exp(-j \cdot k \cdot r_0) \quad (2.9)$$

Cette équation 2.9 se réécrit dans le domaine temporel sous la forme de l'équation 2.10, avec  $v_0$  la vitesse temporelle du centre du speaklet et  $C$  la célérité du son dans l'air, qui intervient dans le terme de retard lié à la propagation de l'onde jusqu'au point d'écoute.

$$P(M, t) = \frac{j \cdot \alpha \cdot \rho_0 \cdot S \cdot f}{r_0} v_0(t - \frac{r_0}{C}) \quad (2.10)$$

L'équation 2.11, en faisant intervenir l'accélération  $a_0$  du centre du speaklet plutôt que la vitesse, permet de constater que la pression générée est directement proportionnel à l'accélération.

$$P(M, t) = \frac{j \cdot \alpha \cdot \rho_0 \cdot S}{2\pi r_0} a_0(t - \frac{r_0}{C}) \quad (2.11)$$

Ces équations 2.9, 2.10 et 2.11 possèdent par contre l'inconvénient de n'être applicable seulement tant que la vibration au centre de la membrane est représentative du mouvement de la membrane entière, c'est à dire tant que le deuxième mode de déformation (le 10, voir tableau 2.4) n'est pas apparu.

### 2.1.2 Rayonnement du HPDM idéal

Soit un HPDM constitué de  $N_0$  speaklets tous identiques, positionnés au même point, et dont le pulse  $s(t)$  est répétable dans le temps. On cherche à reconstruire un signal  $g(t) \in [-1; 1]$  avec une fréquence de reconstruction  $f_r$  (période  $T_r$ ). En faisant l'hypothèse que chaque speaklet peut émettre un pulse positif ou négatif, la pression générée par le HPDM peut s'écrire sous la forme de l'équation 2.12.

$$P(t) = \sum_{i=0}^{E(t/T_r)} \text{round}(N_0 \cdot g(i \cdot T_r)) s(t - i \cdot T_r) \quad (2.12)$$

$E$  désigne la partie entière et  $\text{round}$  l'arrondi. Cette équation se reformule en faisant apparaître le produit de convolution :

$$P(t) = (\text{round}(N_0 \cdot g(t)) \cdot \text{III}_{T_r}) * s(t), \quad (2.13)$$

où  $\text{III}_{T_r}$  désigne un peigne de Dirac espacé de  $T_r$ . En considérant un grand nombre de speaklets et en passant dans le domaine fréquentiel, l'équation 2.14 est obtenue.

$$P(f) = N_0 \cdot f_r (G(f) * \text{III}_{f_r}) \cdot S(f) \quad (2.14)$$

On constate que la pression générée par le HPDM dépend directement des caractéristiques du pulse de pression émis par les speaklets. Le spectre de la pression reconstruite est en effet proportionnel au contenu spectral  $S(f)$  d'un pulse.

De plus si  $f_r > 40$  kHz et si  $g(t)$  n'a pas d'énergie au delà de 20 kHz,  $G(f) * \text{III}_{f_r} \approx G(f)$  pour l'oreille humaine. Dans ce cas, en revenant dans le domaine temporel, la pression s'exprime selon l'équation 2.15.

$$P(t) = N_0 \cdot f_r \cdot g(t) * s(t) \quad (2.15)$$

Finalement, pour  $f_r > 40$  kHz, la pression d'un HPDM idéal se calcule en faisant la convolution entre le pulse de pression d'un speaklet et le signal que l'on cherche à reconstruire. Ce résultat est important car cette équation 2.15 fait penser à la pression générée par un HPA. En effet, la pression générée par le HPA s'obtient en convoluant sa réponse impulsionnelle  $h(t)$  avec le signal de commande et dans le cas où on fait jouer les  $N_0$  speaklets en parallèle, s'exprime selon l'équation 2.16.

$$P_{HPA}(t) = N_0 \cdot g(t) * h(t) \quad (2.16)$$

La différence entre le HPD et le HPA se situe donc entre  $h(t)$  et  $s(t)$ . Le pulse de pression  $s(t)$  peut être d'amplitude assez importante. Si le speaklet est par exemple prévu pour interrompre sa course sur une butée, il est alors possible d'obtenir de fortes accélérations (ou de fortes décélérations) qui sont directement proportionnelles à la pression générée (voir équation 2.11). Ceci constitue l'avantage le plus important du HPD par rapport au HPA. Plus généralement, les speaklets n'utilisent pas de butée et leur comportement est assez linéaire en fonction de la tension. Il est donc possible de calculer le pulse de pression  $s(t)$  en fonction de la réponse impulsionnelle  $h(t)$  et du pulse de tension  $u(t)$  (voir équation 2.17).

$$s(t) = h(t) * u(t) \quad (2.17)$$

En combinant les équations 2.15 et 2.17 puis en comparant l'équation obtenue avec l'équation 2.16, l'équation 2.18 est obtenue.

$$\begin{aligned} P(t) &= N_0 \cdot f_r \cdot g(t) * h(t) * u(t) \\ &= f_r \cdot P_{HPA}(t) * u(t) \end{aligned} \quad (2.18)$$

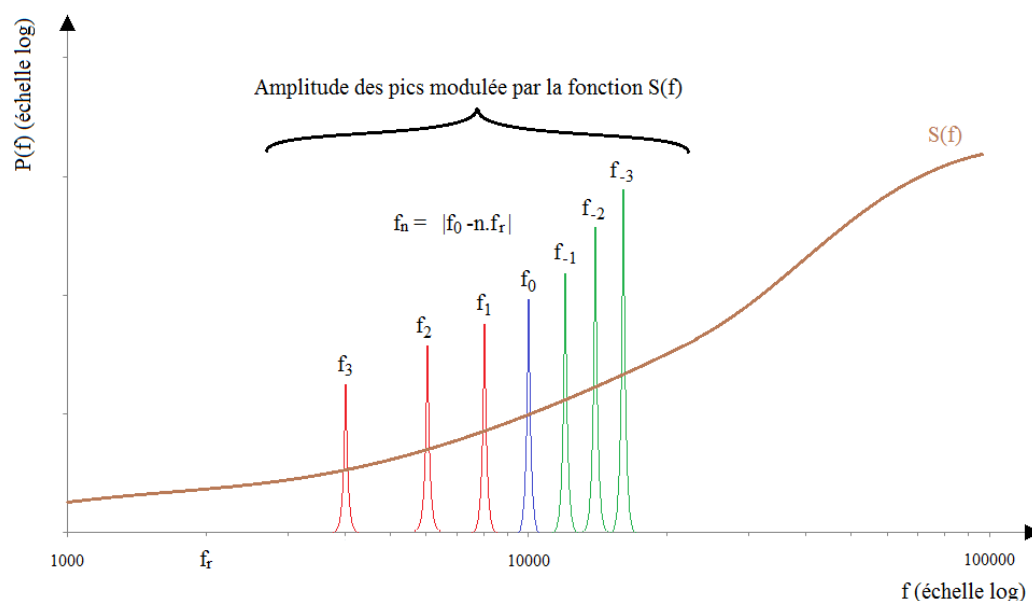
En utilisant les speaklets d'un HPDM dans leur domaine linéaire, l'équation 2.18 montre que la pression d'un HPDM idéal est proportionnelle à la pression que générerait les speaklets pilotés de façon analogique, convoluée avec le pulse de tension  $u(t)$ . Les distorsions du son reconstruit de façon digital, c'est à dire les différences entre le signal visé et le signal obtenu, seront donc augmentées par rapport à un pilotage en analogique. Un transducteur analogique provoque forcément de la distorsion (même faiblement) car un transducteur parfaitement linéaire n'existe pas (voir section 2.1.4.2). Le pulse de tension en forme de Dirac n'existant pas, la convolution par  $u(t)$  rajoute donc de la distorsion. De plus, pour effectuer une comparaison pertinente, les limitations imposées sur l'amplitude du signal  $g(t)$  se répercutent sur le signal de tension  $u(t)$  dont l'amplitude maximale vaut alors 1. En considérant que ce signal  $u(t)$  soit un pulse de tension rectangulaire de largeur  $T_r$ , on a alors  $u(t) \approx \delta(t)T_r$ , avec  $\delta(t)$  la fonction de Dirac, élément neutre de la convolution dont l'aire vaut 1. En injectant cette forme de pulse de tension dans l'équation 2.18, on obtient alors  $P(t) = P_{HPA}(t)$

En utilisant une matrice de speaklets de façon linéaire, il n'y a donc pas d'intérêt à reconstruire le son en digital du point de vue de la qualité et du niveau d'amplitude acoustique. Il peut par contre exister un intérêt en terme de directivité et de consommation électrique.

Revenons à l'équation 2.15 et passons au cas où  $f_r < 40$  kHz. Le peigne de Dirac provoque alors l'apparition de pics indésirables dans le spectre audible qui déforment le signal attendu. Ainsi si  $g(t)$  est un signal sinusoïdal de fréquence  $f_0$ , les pics apparaissent pour les fréquences  $f_n$  données par l'équation 2.19.

$$f_n = |f_0 - n \cdot f_r|; n \in \mathbb{Z} \quad (2.19)$$

Cette équation 2.19 traduit le phénomène de repliement spectral lorsque le théorème de Shannon n'est pas respecté. L'apparition de ces pics parasites est illustrée figure 2.2. L'effet de modulation de la réponse fréquentielle  $S(f)$  d'un speaklet sur le spectre de la pression générée par le HPDM est également représentée.

FIGURE 2.2 – Illustration des pics parasites et de l'effet de la réponse fréquentielle  $S(f)$  du speaklet

### 2.1.3 Réflexion sur le pulse de pression généré par un speaklet

#### 2.1.3.1 Le pulse de pression rectangulaire : un idéal inatteignable

Le pulse de pression théorique parfait généré par chaque speaklet d'un HPD est le Dirac, dont le spectre parfaitement plat permettrait de reconstruire efficacement n'importe quelle fréquence. Cependant il est bien connu qu'un tel signal est impossible à réaliser en pratique et le signal qui s'en rapproche le plus est le signal rectangulaire de courte durée.

Considérons un signal rectangulaire  $x(t)$  d'amplitude 1 et de largeur  $T$  dont la représentation graphique est visible figure 2.3a.

La transformée de Fourier  $X(f)$  d'un tel signal est visible équation 2.20 où  $\text{sinc}$  désigne le sinus cardinal tel que  $\text{sinc}(\alpha) = \sin(\pi\alpha)/(\pi\alpha)$ .

$$TF(x(t)) = X(f) = T \exp(-j\pi fT) \text{sinc}(fT) \quad (2.20)$$

Le module de  $X(f)$  est tracé figure 2.3b et vaut zéro lorsque  $f = k/T$ ,  $k$  étant un entier relatif non nul. L'amplitude du premier lobe (à fréquence nulle) vaut  $T$  et l'amplitude maximale du second lobe n'est déjà plus que de  $0.22.T$  environ.

Si la fréquence d'horloge est fixée et vaut par exemple  $44.1 \text{ kHz}$ <sup>1</sup>, il peut être intéressant que le pulse de pression rectangulaire possède une largeur égale à la période d'horloge (soit environ  $22.7 \mu\text{s}$ ) afin de maximiser l'énergie. Si des « trous » de pression existent, le signal reconstruit voit en effet son amplitude diminuée. D'après l'équation 2.20, pour  $T \approx 22.7 \mu\text{s}$ , l'amplitude de la transformée de Fourier à  $20 \text{ kHz}$  vaut 70% de l'amplitude obtenue à  $20 \text{ Hz}$ , ce qui représente une perte de seulement 3 dB environ entre le début et

1. L'équation 2.15 a montré que la fréquence d'horloge minimale qu'il faut utiliser pour renvoyer les pics parasites dans les domaines ultra-sonore vaut  $40 \text{ kHz}$

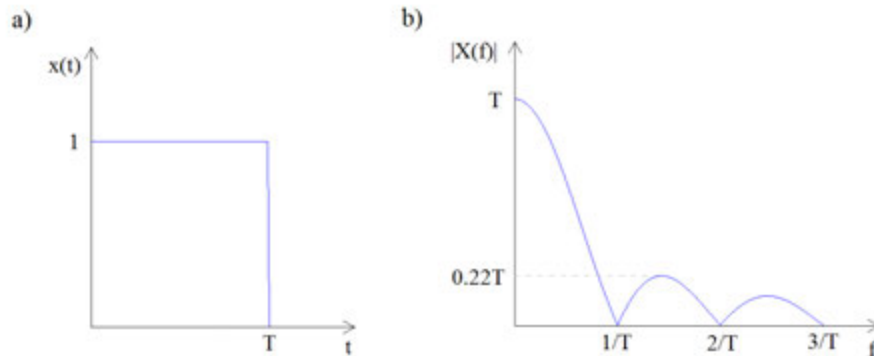


FIGURE 2.3 – a) Représentation temporelle d'un pulse rectangulaire  $x(t)$  d'amplitude 1 et de largeur  $T$  b) Module de la transformée de Fourier  $X(f)$  du signal  $x(t)$

la fin du spectre audible. D'après l'équation 2.14, la pression reconstruite étant proportionnelle au contenu fréquentiel du pulse de pression de base, le pulse rectangulaire permet théoriquement de reconstruire efficacement toutes les fréquences audibles. Mais quelle est la signification physique d'un tel pulse de pression ?

Supposons un pulse rectangulaire de largeur  $T$  obtenu à partir d'une onde plane qui se déplace selon  $\vec{x}$ . Ce pulse est transposable dans le domaine spatial et un second pulse rectangulaire de largeur  $C.T$  est obtenu, avec  $C$  la vitesse du son dans l'air (voir figure 2.4).

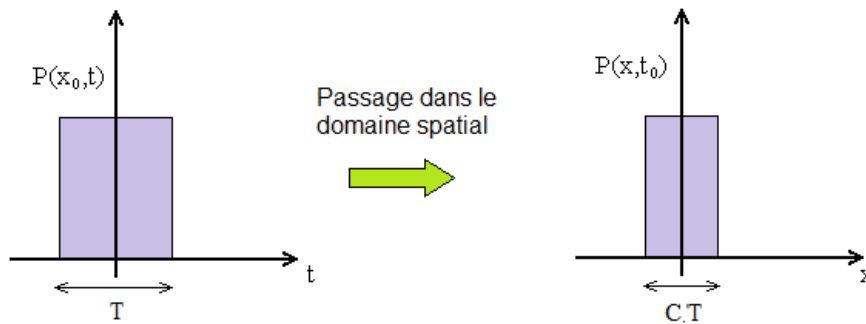


FIGURE 2.4 – Passage du domaine temporel au domaine spatial d'un pulse de pression rectangulaire

Cette représentation de la pression dans le domaine spatial permet d'utiliser l'équation d'Euler qui relie le gradient de pression d'un fluide au repos aux accélérations des particules qui le composent. Dans le cas où la pression ne dépend que du temps et de la variable spatiale  $x$ , cette relation est définie par l'équation 2.21 avec  $\rho_0$  la masse volumique de l'air,  $U$  la vitesse particulière et  $\gamma$  l'accélération particulière.

$$\frac{\partial P(x, t)}{\partial x} = -\rho_0 \frac{\partial U(x, t)}{\partial t} = -\rho_0 \gamma(x, t) \quad (2.21)$$

L'accélération particulière dans le domaine spatial est donc obtenue en dérivant  $P$  par rapport à  $x$ .



Pour obtenir la forme de l'accélération dans le domaine temporel, il suffit de retourner le précédent résultat autour de l'axe des ordonnées (voir figure 2.5).

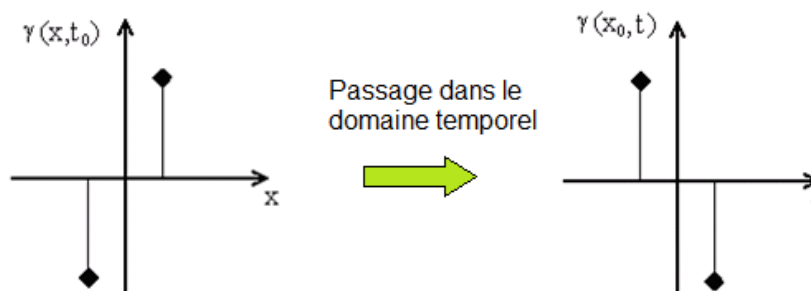


FIGURE 2.5 – Passage du domaine spatial au domaine temporel de l'accélération particulière d'un pulse de pression rectangulaire

En prenant deux fois la primitive de l'accélération particulière dans le domaine temporel, l'évolution du déplacement des particules de l'air dans le temps est obtenue (voir figure 2.6).

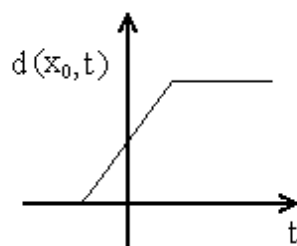


FIGURE 2.6 – Déplacement particulier généré par un pulse de pression rectangulaire

Le pulse de pression rectangulaire correspond donc à un fluide qui se déplace mais qui ne revient pas à sa position initiale. Ceci conduit à une augmentation de volume de la source, ce qui est physiquement impossible.

En réalité, l'élément mobile générateur de pression part d'une position de repos pour s'arrêter à une position de repos qui peut être la même ou non. Il y a donc autant d'accélération que de décélération. Par conséquent la somme de l'aire sous la courbe représentant la pression générée est nulle. La figure 2.7 présente un exemple de forme de pulse de pression réaliste, où l'aire des parties supérieure et inférieure de la courbe (hachurées différemment) sont égales.

Dans la reconstruction digitale, seul le lobe principal d'amplitude maximale est utile et une manière d'optimiser le pulse est de donner à ce lobe principal une forme intéressante par rapport aux lobes secondaires qu'on appellera les « contributions résiduelles ».

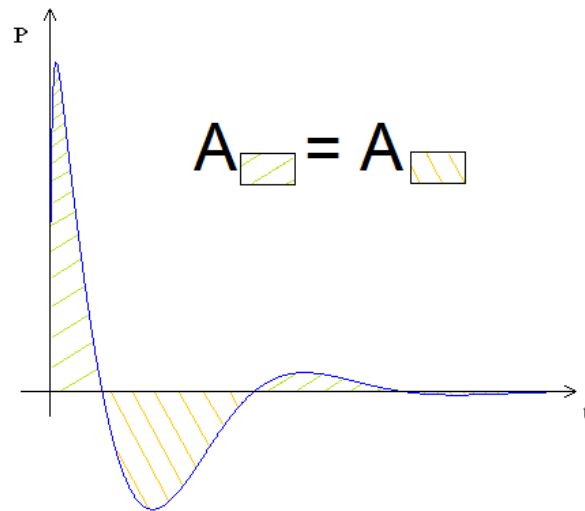


FIGURE 2.7 – Exemple de pulse de pression réaliste : les aires des parties supérieure et inférieure de la courbe sont égales.

### 2.1.3.2 Exemple de pulse de pression optimisé

Pour optimiser le pulse de pression de base qui sert à la reconstruction digitale, il faut faire en sorte que les contributions résiduelles contiennent le minimum de contenu fréquentiel audible et que la partie utile du signal en comporte au contraire un maximum sur toute la gamme audible.

Dans cette section, la pression d'un speaklet est obtenue à partir de son déplacement théorique par dérivation successive et en appliquant le modèle de la source monopolaire. Il a été choisi de prendre une forme de déplacement qui correspond à un speaklet qui revient à sa position de départ, mais il est tout à fait possible d'imaginer le déplacement optimisé d'un speaklet qui possède 2 positions de repos distinctes. Si la forme du pulse de déplacement est divisée en 3 parties qui sont la montée de l'élément mobile, puis une phase transitoire qui conduit à une vitesse nulle et enfin une phase de descente (voir figure 2.8), alors il est nécessaire qu'une seule de ces parties induise un pulse de pression efficient à l'inverse des deux autres.

Ici, il a été choisi d'étudier le cas où c'est la partie transitoire qui crée la partie utile du pulse de pression. La figure 2.9a présente le déplacement théorique utilisé. Il a été choisi de façon arbitraire que le déplacement maximum soit de  $2 \mu\text{m}$ . La forme de la montée est celle de la fonction carrée  $y = x^2$  et dure  $0.05 \text{ s}$ . La descente est de la forme  $y = A/(1 + \exp(Bx))$  et dure également  $0.05 \text{ s}$ . Comme le montre l'agrandissement présent sur la figure 2.9a, la transition ne provoque pas de discontinuité (en pointillé rouge) qui conduirait après une double dérivation à un Dirac. A la place, la transition a été obtenue à partir d'une courbe de régression polynomiale qui dure  $22 \mu\text{s}$ . Une telle transition relativement brutale pourrait par exemple être obtenue en utilisant une butée sur laquelle l'élément mobile viendrait s'arrêter. Le signal totale dure environ  $0.1 \text{ s}$ .

La figure 2.9b présente la vitesse de l'élément mobile, approximée par différence finie avec Matlab à partir du déplacement. L'accélération peut être obtenue de la même façon à partir de la vitesse puis la pression, visible figure 2.9c, est calculée à  $10 \text{ cm}$  en utilisant le modèle de rayonnement monopolaire et en gardant un coefficient correcteur sur les débits de  $0.3$ . Sur cette dernière figure, un agrandissement est

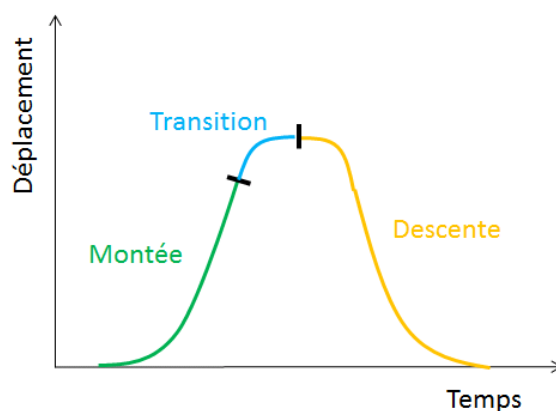


FIGURE 2.8 – Forme générale choisie pour le déplacement d'un speaklet et convention pour la division en 3 parties.

réalisé sur le pic de pression constaté pendant la durée de la transition ainsi que sur la partie qui la suit. Cette pression est négative car elle résulte d'une décélération. Son amplitude relativement faible de  $7 \mu\text{Pa}$  ne sera pas audible. Ceci est dû à la faible course de  $2 \mu\text{m}$  qui empêche l'élément mobile d'atteindre une vitesse suffisamment élevée.

La figure 2.10 met en parallèle le pulse de pression obtenu avec un spectrogramme sur lequel est représenté la Densité Spectrale de Puissance (DSP) en fonction du temps (en abscisse) et de la fréquence (en ordonnée). La densité spectrale de puissance, exprimée ici en dB, décrit comment la puissance d'un signal temporel est distribuée à travers les différentes fréquences. Pour la calculer, la transformée de Fourier à court terme a été utilisée en divisant le signal en 12284 sections d'une durée d'environ  $128 \mu\text{s}$  avec un taux de recouvrement d'une section sur l'autre de 94% environ. Chacune de ces sections a été pondérée par une fenêtre de Hamming. La fréquence varie de 0 jusqu'à 20 kHz avec un pas de 250 Hz.

Le spectrogramme permet de confirmer que l'énergie du pulse pour les fréquences audibles est bel et bien très majoritairement contenu au moment de la transition qui crée le pulse de pression (un agrandissement est effectué sur cette zone). On a donc bien un pulse de pression optimisé pour la reconstruction digitale.

Malheureusement l'obtention d'un tel pulse pose d'autres problèmes. Premièrement, si la montée de l'élément mobile se fait lentement et progressivement, il est nécessaire de disposer d'une course suffisamment grande pour obtenir une vitesse assez élevée avant la transition, où une décélération brutale se produit. Deuxièmement, si la montée et la descente de l'élément mobile se font de façon lente, le speaklet mettra du temps avant d'être de nouveau utilisable. Dans le cas exposé ici, un speaklet mettrait environ 0.1 s avant d'être réutilisable.

Néanmoins, il doit être possible d'optimiser encore plus le pulse de pression en faisant des compromis, par exemple en émettant plus de fréquences pendant les contributions résiduelles mais en utilisant un pulse plus court, mais ceci ne sera pas investigué dans cette thèse. Une solution envisageable serait également d'utiliser plus de speaklets que nécessaire pour permettre à ceux en mouvement de revenir à leur position initiale.

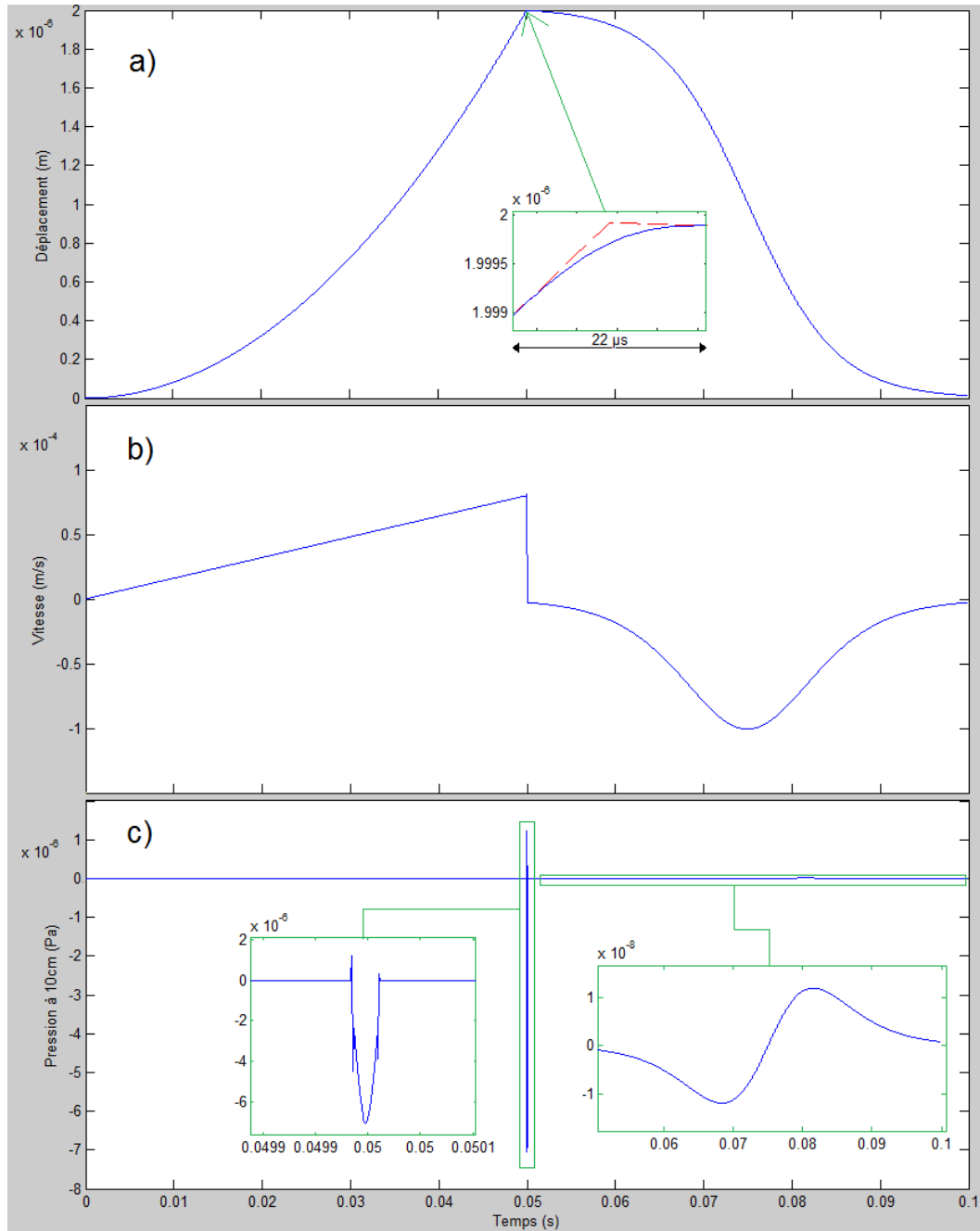


FIGURE 2.9 – a) Exemple de déplacement théorique d'un élément mobile conduisant à un pulse de pression optimisé b) Vitesse obtenue par différence finie c) Pression obtenue par différences finies et en utilisant le modèle de rayonnement monopolaire

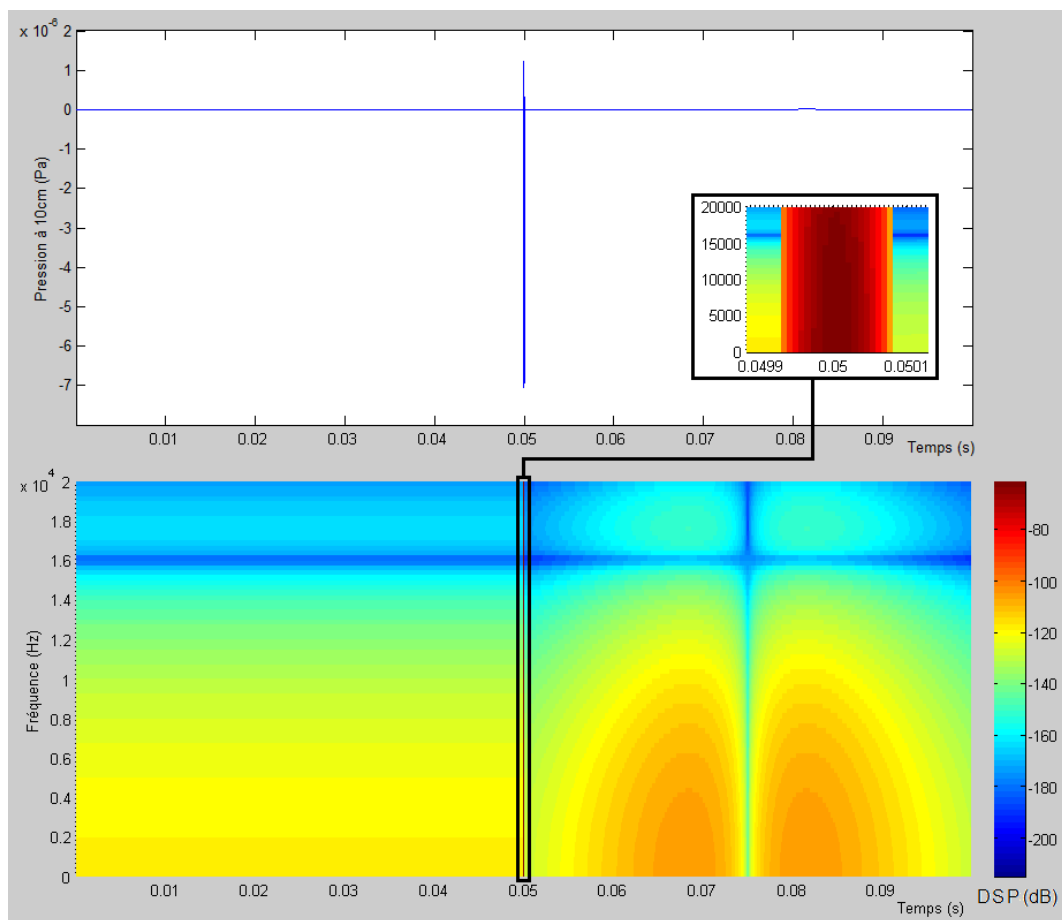


FIGURE 2.10 – Pulse de pression optimisé mis en parallèle avec son spectrogramme

## 2.1.4 Défauts susceptibles d'apparaître

### 2.1.4.1 Effet de la périodisation

Que ce soit en analogique ou en digital, la reproduction de signaux hautement périodiques conduit lors de l'étape de quantification à une périodisation supplémentaire du signal numérique qui est mathématiquement prévisible en fonction de différents paramètres. Cette périodisation produit des artéfacts dans le spectre du son obtenu, ce qui dégrade la qualité d'écoute.

En analogique, le calcul de la plage de fréquence  $\delta f$  entre chaque artéfact s'obtient facilement à partir de la fréquence  $f_s$  (période  $T_s$ ) du signal et de la fréquence d'échantillonnage  $f_e$  (période  $T_e$ ) du CNA. Soit  $n_e/n_s$  la forme irréductible de la fraction  $f_e/f_s$ .  $n_e$  et  $n_s$  représente alors respectivement le nombre de périodes  $T_e$  et  $T_s$  nécessaires pour se retrouver dans la même configuration d'échantillonnage. L'espace entre chaque artéfact est alors donné par l'équation 2.22.

$$\delta f = \frac{f_s}{n_s} = \frac{f_e}{n_e} \quad (2.22)$$

Dans le cas d'un signal comportant 2 fréquences  $f_{s1}$  et  $f_{s2}$ , la méthode est la même mais il faut tout d'abord trouver la période du signal mixé afin d'utiliser un signal de fréquence équivalente  $f_{eq}$ .

En digital, le calcul de  $\delta f$  est très proche du cas analogique : il faut savoir au bout de combien de temps le signal à reconstruire de fréquence  $f_s$  (ou  $f_{eq}$  pour un signal composé de deux ou plusieurs fréquences) et la fréquence d'horloge  $f_r$  du HPDM retombe à l'état initial. Pour cela, il suffit de calculer  $n_r/n_s$ , la fraction irréductible du rapport  $f_r/f_s$ ,  $n_r$  et  $n_s$  représentant respectivement le nombre de période d'horloge et le nombre de période du signal nécessaire pour se retrouver dans un tel cas (voir équation 2.23).

$$\delta f = \frac{f_s}{n_s} = \frac{f_r}{n_r} \quad (2.23)$$

Cependant, d'autres phénomènes périodiques plus compliqués à calculer peuvent apparaître. En fonction de la méthode de pilotage, il peut en effet apparaître une sorte de périodisation qu'on pourrait qualifier de géométrique et qui correspond à l'instant où non seulement le signal à reconstruire et le signal d'horloge se retrouvent en phase, mais également où exactement le même speaklet est activé. Si par exemple ce speaklet est défectueux et produit un pulse de pression différent de celui des autres speaklets, le fait de l'activer de façon périodique entraînera une signature dans le spectre de la pression reconstruite. On ne rentrera pas en détail dans le calcul de ce nouvel effet périodique mais il faut savoir que son calcul dépend du nombre de speaklets de la matrice, du nombre maximal de speaklets qu'on peut activer à la même période d'horloge (ce qui dépend de la méthode de pilotage), et de l'ordre d'activation des speaklets. Une façon simple d'éviter ce défaut peut consister à activer les speaklets dans un ordre aléatoire.

Pour palier à ces effets de périodisation, il existe une technique connue sous le nom de « dithering » (voir section 1.1.2). C'est une opération effectuée avant l'étape de quantification qui consiste à rajouter un bruit aléatoire au signal afin de supprimer le côté prédictible de la quantification. L'amplitude du dither doit être égale à un pas de quantification. A la place des pics présents dans le spectre du son obtenu apparaît alors un bruit de fond étalé en fréquence qui est moins gênant à l'oreille. Il est possible d'utiliser plusieurs densités de probabilités pour le bruit aléatoire.

### 2.1.4.2 Distorsions et intermodulations

Les systèmes parfaitement linéaires n'existent pas en pratique. Les non-linéarités créent alors des distorsions dans le signal de sortie regroupées en 2 catégories :

- Les harmoniques, dont les fréquences sont des multiples des fréquences fondamentales du signal d'entrée ;
- Les intermodulations, qui n'existent que dans le cas d'un signal d'entrée qui comporte plusieurs composantes sinusoïdales et qui sont des combinaisons de ces fréquences.

Ces 2 points se reformulent de façon plus mathématique. Soit un signal d'entrée  $U_e$  de fréquence  $f_0$ . Les fréquences des harmoniques sont données par l'équation 2.24.

$$f_{\text{harmoniques}} = n.f_0 \quad ; \quad n \in \mathbb{N}^+ \quad (2.24)$$

L'harmonique égale à  $n$  fois le fondamental, avec  $n$  entier naturel positif, est appelé harmonique de rang  $n$ , ou plus simplement harmonique  $n$ . L'harmonique de rang 1 est donc le fondamental.

Soit un signal d'entrée  $U'_e$  possédant 2 fréquences  $f_1$  et  $f_2$ . Les fréquences des intermodulations sont données par l'équation 2.25.

$$f_{\text{intermodulations}} = p.f_1 + k.f_2 \quad ; \quad p \text{ et } k \in \mathbb{Z}^* \quad (2.25)$$

Le rang des intermodulations est donné par la somme des valeurs absolues des entiers relatifs non nul associés aux fréquences fondamentales, c'est à dire par  $|p| + |k|$ .

Le signal de sortie  $U_s$  d'un système non-linéaire peut en fait être représenté par une série de Taylor dont la variable est le signal d'entrée  $U_e$  (voir équation 2.26).

$$U_s = a_0 + a_1.U_e + a_2.U_e^2 + a_3.U_e^3 + \dots \quad (2.26)$$

Les  $a_i$  sont les coefficients de la fonction de transfert du système non linéaire et dépendent de la fréquence. Pour simplifier l'équation 2.26, on suppose que  $a_0 = 0$  et la série est stoppée à l'ordre 3 (voir équation 2.27).

$$U_s \approx a_1.U_e + a_2.U_e^2 + a_3.U_e^3 \quad (2.27)$$

Soit un signal d'entrée sinusoïdal  $U_e$  de fréquence  $f_0$  dont l'équation est 2.28.

$$U_e = A. \cos(2\pi f_0 t) \quad (2.28)$$

En injectant cette équation 2.28 dans l'équation 2.27, l'équation 2.29 est obtenue.

$$U_s = \frac{a_2.A^2}{2} + \left( a_1.A + \frac{3.a_3.A^3}{4} \right) \cos(2\pi f_0 t) + \frac{a_2.A^2}{2} \cos(4\pi f_0 t) + \frac{a_3.A^3}{4} \cos(6\pi f_0 t) \quad (2.29)$$

Les amplitudes du signal continu, du fondamental et des harmoniques 2 et 3 sont alors exprimées en fonction de l'amplitude du signal d'entrée et des coefficients  $a_1$ ,  $a_2$  et  $a_3$ . Si le même développement est effectué à partir d'un signal composé de 2 fréquences  $f_1$  et  $f_2$ , les intermodulations apparaissent en plus des harmoniques. Le principe de fonctionnement des speaklets que nous nous proposons d'étudier impose l'ajout d'un offset pour rester dans une gamme de tension positive (voir partie 2.2). Le tableau 2.1 montre donc les amplitudes des fondamentaux, des harmoniques et des intermodulations jusqu'au rang 3 pour différents signaux d'entrée. Dans le cas d'un signal bifréquentiel où  $A = B$ , on remarque que les harmoniques et les intermodulations de rangs identiques possèdent la même amplitude en supposant qu'ils se trouvent à la même fréquence. Il est connu que le coefficient  $a_1$  est plus grand que  $a_2$ , qui est lui-même plus grand que  $a_3$ , c'est pourquoi une colonne contenant les amplitudes approchées a été ajoutée.



Signal d'entrée		1 seule fréquence			2 fréquences		
		Amplitude	Amplitude approchée	Amplitude	Amplitude approchée	Amplitude	Amplitude approchée
Fréquence	Rang	$U_e = A \cos(2\pi f_0 t)$	$U_e = A \cos(2\pi f_0 t) + C$	$U_e = A \cos(2\pi f_1 t) + B \cos(2\pi f_2 t)$	$U_e = A \cos(2\pi f_1 t) + B \cos(2\pi f_2 t) + C$		
DC	0	$(a_2 A^2)/2$	$a_1 C + a_2(A^2/2 + C^2) + a_3(C^3 + 3A^2 C/2)$	$(a_2 A^2)/2 + (a_2 B^2)/2$	$a_1 C + a_2(A^2/2 + B^2/2 + C^2) + a_3 C^3$		$a_1 C$
$f_0$	1	$a_1 A + (3a_2 A^3)/4$	$a_1 A + a_2(2AC) + a_3(3A^3/4 + 3AC^2)$	$a_1 A$			
$2f_0$	2	$(a_2 A^2)/2$	$a_2(A^2/2) + a_3(3A^2 C/2)$	$a_2(A^2/2)$			
$3f_0$	3	$(a_3 A^3)/4$	$a_3(A^3/4)$				
$f_1$	1			$a_1 A + a_3(3A^3/4 + 3AB^2/2)$	$a_1 A$	$a_1 A + a_2 2AC + a_3(3A^3/4 + 3AB^2/2 + 3AC^2)$	$a_1 A$
$f_2$	1			$a_1 B + a_3(3B^3/4 + 3AB^2/2)$	$a_1 B$	$a_1 B + a_2 2BC + a_3(3B^3/4 + 3AB^2/2 + 3BC^2)$	$a_1 B$
$2f_1$	2			$(a_2 A^2)/2$		$(a_2 A^2)/2 + 3a_2 A^2 C/2$	$(a_2 A^2)/2$
$2f_2$	2			$(a_2 B^2)/2$		$(a_2 B^2)/2 + 3a_2 B^2 C/2$	$(a_2 B^2)/2$
$3f_1$	3			$(a_3 A^3)/4$		$(a_3 A^3)/4$	
$3f_2$	3			$(a_3 B^3)/4$		$(a_3 B^3)/4$	
$f_1 + f_2$	2			$a_2 AB$		$a_2 AB + 3a_3 ABC$	$a_2 AB$
$ f_1 - f_2 $	2			$a_2 AB$		$a_2 AB + 3a_3 ABC$	$a_2 AB$
$2f_1 + f_2$	3			$(3a_2 A^2 B)/4$		$(3a_2 A^2 B)/4$	
$ 2f_1 - f_2 $	3			$(3a_2 A^2 B)/4$		$(3a_2 A^2 B)/4$	
$2f_2 + f_1$	3			$(3a_2 B^2 A)/4$		$(3a_2 B^2 A)/4$	
$ 2f_2 - f_1 $	3			$(3a_2 B^2 A)/4$		$(3a_2 B^2 A)/4$	

Tableau 2.1 – Amplitude des harmoniques et des intermodulations jusqu'au rang 3 pour différents signaux d'entrée.

## 2.2 Principe de fonctionnement du prototype de HPD étudié

Les prototypes de HPD MEMS étudiés sont composés de speaklets dont le fonctionnement repose sur l'effet piézoélectrique et sur l'effet bilame. Dans cette section, les équations générales de la piézoélectricité ainsi que les propriétés plus spécifiques concernant le matériau piézoélectrique utilisé sont tout d'abord introduites afin de justifier le principe mécanique des speaklets qui est présenté par la suite.

### 2.2.1 Matériau et équations piézoélectriques

L'actionnement piézoélectrique a été privilégié par rapport à l'actionnement électrostatique car ce dernier nécessite l'utilisation de tensions plus importantes pour produire des déplacements équivalents. L'utilisation de l'effet électrostatique présente de plus des risques de collage de l'élément mobile et la présence d'éléments extérieurs (poussière) entre les électrodes peut altérer le fonctionnement des speaklets. Il existe cependant des solutions pouvant régler ces problèmes mais cela se fait au coût d'une complexification de la réalisation technologique. L'actionnement piézoélectrique apparaît donc comme étant plus fiable que l'actionnement électrostatique.

L'effet piézoélectrique a largement été décrit et expliqué dans de nombreux ouvrages. Ce qui va suivre sur le sujet est un résumé suffisant dans le cadre de cette thèse. Pour plus de détails, on peut par exemple consulter le chapitre introductif de la thèse de Matthieu Cueff [81] ou le premier chapitre du livre d'Emmanuel Defay [82] dont ce résumé s'inspire.

La piézoélectricité est une propriété physique propre à certaines familles de cristaux qui possèdent une structure non centrosymétrique. Lorsqu'une telle structure est déformée sous l'influence d'une contrainte mécanique, les barycentres des ions positifs et négatifs se dissocient et un dipôle élémentaire se forme au sein de la maille élémentaire. C'est l'effet piézoélectrique direct, utilisé dans le cas de capteurs. Pour les actionneurs, c'est l'effet inverse appelé indirect qui est utilisé et permet d'obtenir une déformation à partir d'un champ électrique.

Les équations décrivant ces deux effets s'obtiennent à partir d'une approche thermodynamique à laquelle est ajouté un formalisme mécanique. Ce système d'équations peut s'écrire de façons différentes en fonction des variables indépendantes qui sont utilisées et il existe des transformations matricielles pour passer d'une forme à l'autre. Dans cette thèse, la formulation « déformation - charge » sera utilisée pour les modélisations par éléments finis et se traduit par le système d'équations 2.30. Le système d'équations utilisant un autre jeu de variables indépendantes qui correspond à la formulation « contrainte - charge » est visible équation 2.31. Les variables de ce second système d'équations seront utilisées dans un modèle analytique. Les deux formulations sont bien entendu équivalentes.

$$\begin{cases} S_{ij} &= s_{ijkl}^E T_{kl} + d_{kij} E_k \\ D_i &= d_{ijk} T_{jk} + \epsilon_{ij}^T E_j \end{cases} \quad (2.30)$$

$$\begin{cases} T_{ij} &= c_{ijkl}^E S_{kl} - e_{kij} E_k \\ D_i &= e_{ikl} S_{kl} + \epsilon_{ij}^S E_j \end{cases} \quad (2.31)$$

La signification des tenseurs est visible dans le tableau 2.2.

Les exposants  $E$ ,  $T$  et  $S$  signifient quant à eux respectivement que les variables en question sont obtenues à champ, contrainte ou déformation constantes (souvent égales à zéro). Pour exprimer les tenseurs sous forme matricielle, les standards de piézoélectricité recommandent l'utilisation de la notation réduite définie par le tableau 2.3 et qui conduit aux systèmes d'équations 2.32 et 2.33. En appliquant des règles de symétrie, ces matrices sont très souvent considérablement simplifiées.

Symbole	Ordre du tenseur	Définitions et unités
S	2	Déformations relatives
s	4	Compliances ( $\text{m}^2/\text{N}$ )
T	2	Contraintes appliquées ( $\text{N}/\text{m}^2$ )
d	3	Coefficients piézoélectriques ( $\text{C}/\text{N}$ )
E	1	Champ électrique ( $\text{V}/\text{m}$ )
D	1	Induction électrique ( $\text{C}/\text{m}^2$ )
$\epsilon$	2	Permittivité électrique ( $\text{F}/\text{m}$ )
c	4	Coefficients de rigidité ( $\text{N}/\text{m}^2$ )
e	3	Coefficients piézoélectriques ( $\text{C}/\text{m}^2$ )

Tableau 2.2 – Signification et ordre des tenseurs des systèmes d'équations 2.30 et 2.31.

Couple ij ou kl	p ou q (Notation réduite)
11	1
22	2
33	3
23 ou 32	4
13 ou 31	5
12 ou 21	6

Tableau 2.3 – Règle de réduction des indices

$$\begin{cases} S_p &= s_{pq}^E T_q + d_{kp} E_k \\ D_i &= d_{iq} T_q + \epsilon_{ik}^T E_k \end{cases} \quad (2.32)$$

$$\begin{cases} T_p &= c_{pq}^E S_q - e_{kp} E_k \\ D_i &= e_{iq} S_q + \epsilon_{ij}^S E_k \end{cases} \quad (2.33)$$

Parmi les matériaux piézoélectriques existants, le Titano-Zirconate de Plomb ou PZT en abrégé, a été choisi car c'est celui qui présente les coefficients piézoélectriques  $e_{kp}$  et  $d_{kp}$  les plus élevés et qui produira donc les plus grands déplacements à champ électrique égal. Ce matériau, déposé en couches minces, présente également l'avantage d'être potentiellement bien intégrable dans les procédés industriels. Sa formule chimique est  $Pb(Zr_x, Ti_{1-x})O_3$  et plusieurs compositions sont possibles en faisant varier le ratio  $Zr/Ti$  et la température. Dans cette thèse,  $x$  vaut environ 0.52. Avec un tel ratio et à température ambiante, le PZT possède une phase morphotropique. Cette phase est un mélange de phase rhomboédrique, quadratique (tétragonal en anglais) et monoclinique. D'après certains auteurs, c'est justement à cause de la présence de la phase monoclinique que le PZT est intéressant dans cette région. La représentation de cette structure est visible figure 2.11 dans sa forme cubique. La cristallisation du PZT utilisé dans cette thèse se fait selon l'orientation (100).

En plus d'être piézoélectrique, le PZT fait partie de la sous-classe des cristaux possédant des propriétés pyroélectriques, ce qui se traduit par une polarisation spontanée dans une direction cristallographique donnée au sein de chaque maille élémentaire dont l'amplitude change avec la température. Parmi les cristaux pyroélectriques, il est possible de distinguer une autre sous-classe dont le PZT fait également

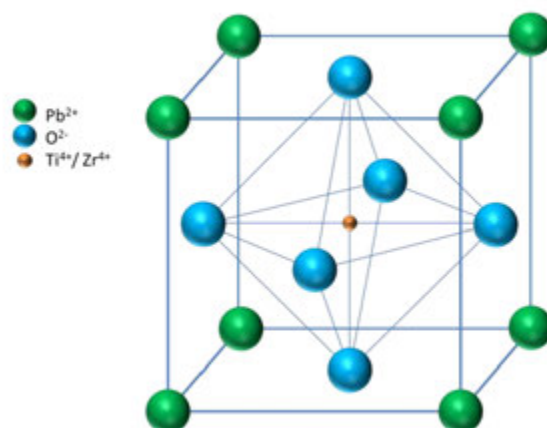


FIGURE 2.11 – Structure perovskite du PZT dans sa forme cubique. Image tirée de [81]

partie : les ferroélectriques. Sous l'effet d'un champ électrique externe suffisamment fort, il est alors possible d'inverser la polarisation rémanente. Du point de vue de la structure cristalline, cela se traduit par une inversion entre le barycentre des charges positives et négatives et donc à un changement de polarité. La valeur du champ électrique à partir duquel se produit cette inversion est appelé champ coercitif et vaut entre 2 et 3 V/ $\mu\text{m}$  dans le cas du PZT utilisé dans cette thèse. Concrètement, cela signifie que si un champ électrique supérieur au champ électrique coercitif est appliqué (ce qui sera très souvent le cas dans cette thèse) et quelle que soit sa polarité, un matériau ferroélectrique ne peut que s'étendre dans le sens du champ externe et donc se rétracter dans la direction orthogonale. La figure 2.12 présente la polarisation typique des matériaux ferroélectriques en fonction du champ électrique appliqué. Un cycle d'hystérésis apparaît et deux états de polarisation à champ électrique nul, appelées polarisations rémanentes, sont possibles.

Bien que des dipôles se créent de façon spontanée dans chaque maille élémentaire du PZT, leur orientation est aléatoire ce qui conduit à un dipôle macroscopique nul et donc à une absence d'effet piézoélectrique. Ceci est vrai que le matériau soit polycristallin ou monocristallin. Pour orienter tous ces dipôles dans la même direction, il est donc nécessaire d'appliquer un champ électrique au moins supérieur au champ coercitif qui conduira à une polarisation rémanente. Ce phénomène est illustré figure 2.13. C'est pourquoi avant toute mesure effectuée sur nos dispositifs, la tension d'utilisation maximale est tout d'abord appliquée de façon à être sûr de repolariser le matériau. En effet, une dépolarisation peut apparaître dans le temps.

### 2.2.2 Principe mécanique et utilisation de PZT en couche mince

Les speaklets fabriqués puis caractérisés au cours de cette thèse sont composés d'une membrane circulaire encastrée à sa périphérie, qui joue le rôle d'élément mobile, sur laquelle est déposée la couche active piézoélectrique en PZT. En réalité, le terme « membrane » est un abus de langage puisque le comportement mécanique de cet élément mobile est beaucoup plus proche de celui d'une plaque circulaire<sup>2</sup> (voir section 2.3.2). Lorsque le PZT se contracte dans le plan du substrat (c'est à dire radialement et tangentiellement)

2. On entend par là qu'une membrane, contrairement à une plaque, n'est pas rigide et a besoin d'être mise en tension sur son bord. (ex : peau de tambour)

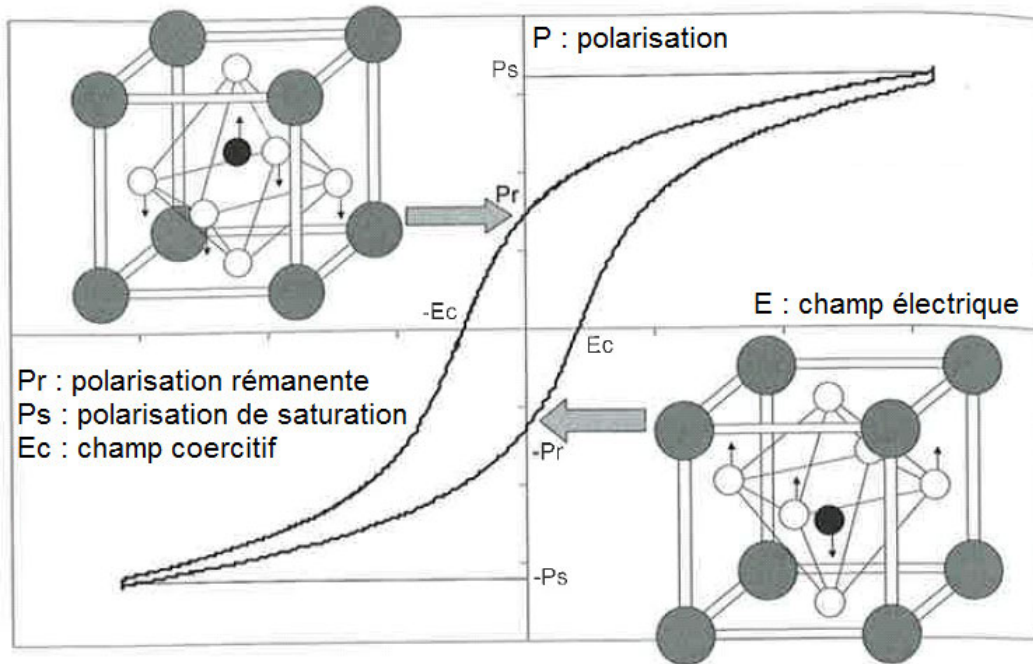


FIGURE 2.12 – Polarisation d'un matériau ferroélectrique en fonction du champ électrique appliqué. La figure montre également les 2 états possibles de polarisation rémanente de la structure perovskite. Image tirée de [82]

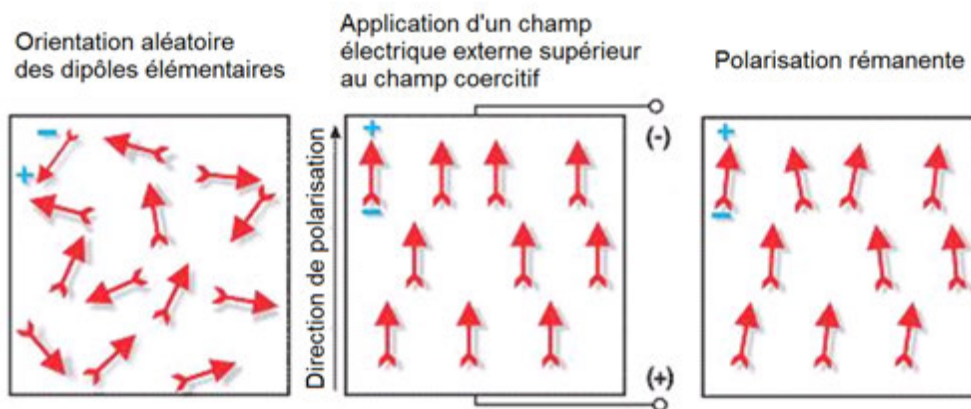


FIGURE 2.13 – Obtention d'un dipôle macroscopique non nul en utilisant un champ électrique de polarisation

sous l'effet d'un champ électrique externe, la membrane fléchit par effet bilame.

Il a été choisi de fabriquer des HPDM composés de speaklets possédant 3 états possibles à chaque période d'horloge : l'absence de pulse, la génération d'un pulse de pression positif et la génération d'un pulse de pression négatif. Etant donné la nature ferroélectrique du PZT, il est donc nécessaire de posséder 2 actionneurs piézoélectriques par membrane pour obtenir des moments induits sur la ligne neutre de sens opposés (voir section 2.3.1). Le premier actionneur en forme de disque permet d'obtenir une déflexion vers le bas et l'actionneur externe en forme d'anneau permet d'obtenir une déflexion vers le haut. L'effet bilame associé aux 2 types d'actionneurs est illustré figure 2.14. Ces actionneurs seront alimentés par des pulses de tension théoriquement rectangulaires dont la largeur est égale à la période d'horloge afin de maximiser l'énergie mécanique lorsqu'un speaklet est sollicité. Le temps de montée et de descente du pulse rectangulaire sera en réalité limité par l'électronique de pilotage.

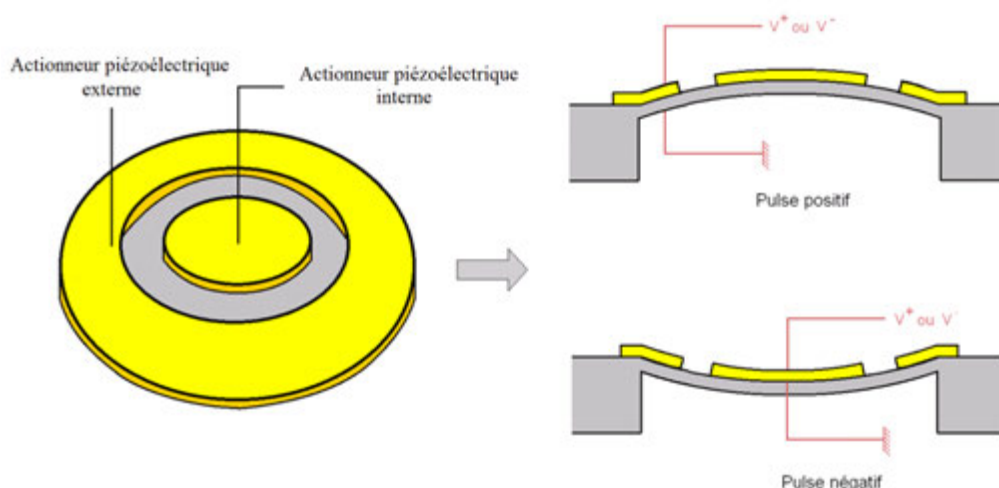


FIGURE 2.14 – Principe de fonctionnement des HP MEMS

Dans le cas d'une membrane qui fonctionne en flexion, l'excitation électrique se fait suivant l'axe normal au substrat qui selon les normes est noté 3. Les coefficients piézoélectriques les plus importants à connaître sont alors le  $d_{31}$  ou le  $e_{31}$  qui sont respectivement proportionnels à la déformation et à la contrainte dans le plan lorsqu'un champ électrique est appliqué selon la normale à ce plan. De plus, dans le cas où l'épaisseur de couche active de PZT est faible par rapport à l'épaisseur de la membrane, cette dernière bloque mécaniquement les déformations radiales mais n'impose aucune contrainte selon la direction 3 (ce qui signifie que  $S_1 = S_2 = 0$  et que  $T_3=0$ ). Il est alors nécessaire d'introduire les coefficients piézoélectrique effectifs  $d_{31,f}$  et  $e_{31,f}$  qui traduisent la prise en compte de ce phénomène. Dans le modèle analytique qui décrit la déflexion de la membrane en fonction de la tension, le coefficient  $e_{31,f}$  sera utilisé. En injectant les paramètres connus comme étant égaux à zéro dans les systèmes d'équations 2.32 ou 2.33, ce coefficient  $e_{31,f}$  est exprimé en fonction des coefficients piézoélectriques  $d$  ou  $e$  et des paramètres mécaniques  $s$  ou  $c$  (voir équation 2.34).

$$e_{31,f} = \frac{d_{31}}{s_{11}^E + s_{12}^E} = e_{31} - \frac{c_{13}^E}{c_{33}^E} e_{33} \quad (2.34)$$

## 2.3 Comportement mécanique d'une plaque circulaire multicouche activée par effet bilame

### 2.3.1 Comportement statique

Le but est d'obtenir une relation analytique relativement simple qui approche le déplacement du centre de la membrane des speaklets MEMS en fonction de la tension appliquée. Ce calcul fait intervenir le coefficient piézoélectrique effectif transverse  $e_{31,f}$ .

La méthode de modélisation suit celle de Bakke [83] mais quelques modifications sont apportées pour mieux s'approcher du fonctionnement de nos dispositifs. Elle est basée sur le calcul de moments induits par les actionneurs sur la ligne neutre du multicouche. Faisons l'hypothèse d'un empilement technologique simple composé d'un substrat dont les propriétés mécaniques n'entrent pas en jeu dans les calculs et de 3 couches distinctes qui sont la membrane, une couche quelconque et la couche piézoélectrique qui fait office d'actionneur (voir figure 2.15).

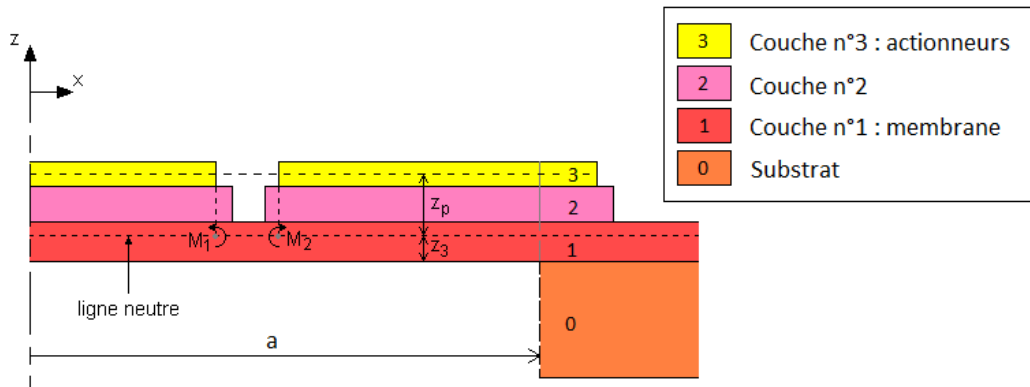


FIGURE 2.15 – Illustration de l'empilement et des définitions utiles pour l'élaboration du modèle analytique

Étudions en premier le cas de l'actionneur interne qui se contracte latéralement lorsqu'un champ électrique est appliqué, ce qui provoque l'apparition d'un moment linéique et uniforme  $M_1$  au sein du multicouche. Dans un plan en coupe, son point d'application se situe sur le point d'intersection entre la ligne neutre et la droite verticale qui passe par le rayon de l'actionneur (voir figure 2.15). Sa valeur (en N) est donnée par l'équation 2.35.

$$M_1 = -\sigma \cdot t_p \cdot z_p = -e_{31,f} \frac{V_p}{t_p} \cdot z_p \cdot t_p = -e_{31,f} \cdot V_p \cdot z_p \quad (2.35)$$

$z_p$  est la distance entre la ligne neutre et la mi-épaisseur de l'actionneur (couche 3),  $t_p$  l'épaisseur de l'actionneur,  $V_p$  la tension appliquée, et  $\sigma$  la contrainte exercée par l'actionneur. Ce moment provoque une déflexion verticale de la membrane vers le bas. Compte tenu de la forte épaisseur du substrat en silicium, la membrane peut être considérée comme encadrée à ses bords. La déflexion au centre de la membrane  $z_c$  est alors obtenue à partir du cas 13 du tableau 11.2 du Roark [84] et son expression est visible équation 2.36.



## 2.3. COMPORTEMENT MÉCANIQUE D'UNE PLAQUE CIRCULAIRE MULTICOUCHE ACTIVÉE PAR EFFET BI

$$z_c = \frac{M_1 \cdot r_0^2}{2 \cdot D} \cdot \ln \frac{a}{r_0} \quad (2.36)$$

$r_0$  est la distance selon l'axe  $\vec{x}$  du point d'application du moment  $M_1$  par rapport à l'axe de révolution,  $a$  le rayon de la membrane et  $D$  le module de rigidité en flexion de la structure multicouche. Dans le papier de Bakke, l'épaisseur du système multicouche étudié peut être assimilée à l'épaisseur de la couche de silicium seule. La ligne neutre est alors simplement le milieu de cette couche et le module de rigidité en flexion  $D$  est également calculé simplement à partir des caractéristiques mécaniques du silicium. Dans notre cas, l'épaisseur du système ne peut pas être approximée à celle de la membrane seule. Les calculs pour obtenir la position de la ligne neutre et la valeur du module  $D$  se compliquent alors considérablement. Pour simplifier, une hypothèse importante est faite en considérant que l'essentiel de la raideur du système est porté par la couche n°1. Le système est alors composé uniquement de couches continues (dans cet exemple les couches 2 et 3 deviennent continues).

A partir des caractéristiques mécaniques tels le module de Young et le coefficient de Poisson des couches 1 à 3, la formule qui permet d'obtenir la position de la ligne neutre est donnée dans le papier de Hsueh [85] et s'exprime selon l'équation 2.37.

$$z_3 = \frac{\sum_{i=1}^3 E_i^* \cdot t_i (h_{i-1} + \frac{t_i}{2})}{\sum_{i=1}^3 E_i^* \cdot t_i} \quad (2.37)$$

$z_3$  est la position de la ligne neutre dans le tricouche par rapport à la face externe de la membrane (voir figure 2.15). Le « 3 » se rapporte au nombre de couches prises en compte dans le calcul.  $t_i$  est l'épaisseur de la couche  $i$  et  $E_i^*$  est défini équation 2.38.

$$E_i^* = \frac{E_i}{1 - \nu_i^2} \quad (2.38)$$

$h_i$  représente l'épaisseur cumulée jusqu'à la couche  $i$  et est définie équation 2.39.

$$\begin{cases} h_i = \sum_{j=1}^i t_j \\ h_0 = 0 \end{cases} \quad (2.39)$$

Le module de rigidité en flexion du tricouche uniforme se calcule alors en appliquant l'équation 2.40.

$$D = \sum_{i=1}^3 E_i^* \cdot t_i \left[ h_{i-1}^2 + h_{i-1} \cdot t_i + \frac{t_i^2}{3} - (h_{i-1} + \frac{t_i}{2}) z_3 \right] \quad (2.40)$$

En combinant ces différentes équations, il est alors possible de calculer la déflexion du centre de la membrane à partir de la tension appliquée sur l'actionneur.

Pour calculer la déflexion engendrée par l'actionneur externe, la méthodologie suivie et les hypothèses effectuées sont exactement les mêmes que pour l'actionneur interne. La différence est que le moment  $M_2$  qui est créé est dans le sens opposé à  $M_1$ , ce qui provoque une déflexion de la membrane vers le haut.

### 2.3.2 Comportement dynamique

#### 2.3.2.1 Modes propres d'une plaque circulaire

L'élément mobile de nos speaklets est appelé « membrane » par abus de langage alors qu'en réalité leur comportement mécanique est celui d'une plaque circulaire encadrée. Les fréquences des différents modes

pour une plaque circulaire encastrée et plate sont données dans le tableau 11-1, cas n°3, du livre de Blevins [86]. Un mode propre est repéré par un couple de chiffre  $ij$ ,  $i$  étant le nombre de diamètres nodaux et  $j$  le nombre de cercles nodaux sans compter celui provoqué par les conditions aux limites (l'encastrement). Les fréquences d'apparition  $f_{ij}$  de chaque mode sont décrites par l'équation 2.41 avec  $a$  le rayon de la plaque,  $E$  le module de Young,  $h$  l'épaisseur,  $\gamma$  la masse surfacique et  $\nu$  le coefficient de Poisson. Cette équation fait également intervenir un coefficient  $\lambda_{ij}^2$ , dont les valeurs pour chaque mode sont données par ordre d'apparition dans le tableau 2.4. Les déformées de chaque mode sont également données à titre d'informations mais le rayon des cercles nodaux est mis au hasard.

$$f_{ij} = \frac{\lambda_{ij}^2}{2\pi a^2} \left( \frac{Eh^3}{12\gamma(1-\nu^2)} \right)^{0.5} \quad (2.41)$$

### 2.3.2.2 Réponse à une excitation harmonique

Jusqu'à l'apparition du mode 10, le comportement fréquentiel des speaklets peut être approché par un simple modèle linéaire à 1 degré de liberté composé d'une masse  $M$ , d'un ressort de raideur  $k$  et d'un amortisseur dont le coefficient d'amortissement vaut  $\lambda$ , excité par une force extérieure de module  $F$  et de pulsation  $\omega$ . En régime harmonique et d'après le principe fondamental de la dynamique un tel système est régi par l'équation 2.42 qui définit le module du déplacement  $X$  en fonction des paramètres précédents.

$$|X| = \frac{F}{\sqrt{(k - \omega^2 M)^2 + (\omega \lambda)^2}} \quad (2.42)$$

En basse fréquence, avant la résonance, on a  $X \approx F/k$ , ce qui signifie que le comportement dynamique de la plaque est dominé par la raideur. En haute fréquence, après la résonance, on a  $X \approx F/(\omega^2 M)$  ce qui signifie que le comportement dynamique de la plaque est dominé par la masse. Pour obtenir les amplitudes de la vitesse et de l'accélération à partir de celle du déplacement, il suffit de multiplier l'équation 2.42 respectivement par  $\omega$  et  $\omega^2$ . Par conséquent, en basse fréquence, l'amplitude du déplacement reste constant, l'amplitude de la vitesse augmente de +6 dB/octave et celle de l'accélération augmente de +12 dB/octave. En haute fréquence, tant que modèle à un degré de liberté peut s'appliquer, c'est à dire avant l'apparition du mode 10 l'amplitude du déplacement diminue de -12 dB/octave, l'amplitude de la vitesse diminue de -6 dB/octave et celle de l'accélération reste constante. La pression étant proportionnelle à l'accélération (voir équation 2.11), elle suit ses variations.

### 2.3.2.3 Réponse à un échelon de force

Si le speaklet est toujours assimilé à un système à 1 degré de liberté et que la force appliquée n'est plus harmonique, le principe fondamentale de la dynamique conduit à l'équation différentielle 2.43 qui ne peut plus être résolu aussi facilement que dans la section 2.3.2.2.

$$M\ddot{x}(t) + \lambda\dot{x}(t) + kx(t) = f(t) \quad (2.43)$$

En posant  $\lambda/M = 2\epsilon\omega_0$ , avec  $\epsilon$  le taux d'amortissement et  $\omega_0$  la fréquence propre du système tel que  $\omega_0 = \sqrt{k/M}$ , cette équation peut se réécrire sous la forme 2.44.

$$\ddot{x}(t) + 2\epsilon\omega_0\dot{x}(t) + \omega_0^2 x(t) = \frac{f(t)}{M} \quad (2.44)$$

### 2.3. COMPORTEMENT MÉCANIQUE D'UNE PLAQUE CIRCULAIRE MULTICOUCHE ACTIVÉE PAR EFFET BI
















i	j	$\lambda_{ij}$	Déformée	i	j	$\lambda_{ij}$	Déformée
0	0	10.22		3	1	111	
1	0	21.26		1	2	120.1	
2	0	34.88		2	2	153.8	
0	1	39.77		0	3	158.2	
3	0	51.04		3	2	190.3	
1	1	60.82		1	3	199.1	
4	1	69.67		2	3	242.7	
2	1	84.58		3	3	289.2	
0	2	89.10					

Tableau 2.4 – Coefficient  $\lambda_{ij}$  associé à chaque mode propre  $ij$  et illustration de la déformée modale.

Si la force appliquée est un échelon de force d'amplitude  $F_0$  tel que  $f_{éch}(t) = F_0 u(t)$ ,  $u(t)$  étant la fonction de Heaviside, il devient commode d'utiliser les transformations de Laplace pour résoudre cette équation différentielle 2.44. La lettre  $s$  est choisie comme variable de Laplace. La dérivation se traduit

dans le domaine de Laplace par une simple multiplication par  $s$  si le déplacement initial  $x(0)$  et la vitesse initiale  $\dot{x}(0)$  du système sont nulles, ce qu'on admettra ici. Cette propriété est appelée équation 2.46.

$$\begin{aligned}\mathcal{L}(x(t)) &= X(s) \\ \mathcal{L}(\dot{x}(t)) &= sX(s) - x(0) \\ \mathcal{L}(\ddot{x}(t)) &= s^2X(s) - sx(0) - \dot{x}(0)\end{aligned}\tag{2.45}$$

En sachant de plus que  $\mathcal{L}(u(t)) = 1/s$ , l'équation 2.46 exprimant le déplacement dans le domaine de Laplace est obtenue.

$$X(s) = \frac{F_0}{sM} \frac{1}{s^2 + 2\epsilon\omega_0s + \omega_0^2}\tag{2.46}$$

Pour revenir dans le domaine temporel, il existe des transformations usuelles qui s'utilisent à partir d'une certaine écriture dans le domaine de Laplace. Trois transformées usuelles sont visibles tableau 2.5.

Domaine de Laplace $X(s) = \mathcal{L}(x(t))$	Domaine temporel $x(t) = \mathcal{L}^{-1}(X(s))$
$\frac{1}{s}$	$u(t)$
$\frac{\omega}{(s+\alpha)^2 + \omega^2}$	$\exp(-\alpha t) \sin(\omega t)u(t)$
$\frac{s+\alpha}{(s+\alpha)^2 + \omega^2}$	$\exp(-\alpha t) \cos(\omega t)u(t)$

Tableau 2.5 – Rappel de trois transformées usuelles.

Afin de faire apparaître des expressions identifiables et d'appliquer les transformées usuelles, la décomposition en éléments simples est utilisée et consiste à réécrire l'équation 2.46 sous la forme de l'équation 2.47, où  $A, B$  et  $C$  sont des inconnues à déterminer.

$$X(s) = \frac{A}{Ms} + \frac{Bs + C}{s^2 + 2\epsilon\omega_0s + \omega_0^2}\tag{2.47}$$

Par identification des équations 2.46 et 2.47, un système de 3 équations comportant les 3 inconnus  $A, B$  et  $C$  peut être obtenu et conduit à  $A = F_0/\omega_0^2$ ,  $B = -F_0/(\omega_0^2M)$  et  $C = (-2\epsilon F_0)/(M\omega_0)$ . L'expression du déplacement dans le domaine de Laplace sous forme d'éléments simples est alors visible équation 2.48.

$$X(s) = \frac{F_0}{M\omega_0^2} \left( \frac{1}{s} - \frac{s + 2\epsilon\omega_0}{s^2 + 2\epsilon\omega_0s + \omega_0^2} \right)\tag{2.48}$$

Cette équation 2.48 ne permet toujours pas de faire apparaître des expressions du tableau 2.5. On pose alors  $\Omega^2 = \omega_0^2(1 - \epsilon^2)$ , ce qui conduit à  $s^2 + 2\epsilon\omega_0s + \omega_0^2 = (s + \epsilon\omega_0)^2 + \Omega^2$ . En modifiant encore légèrement l'expression de  $X(s)$  (voir équation 2.49), les expressions du tableau 2.5 apparaissent clairement.

$$\begin{aligned}X(s) &= \frac{F_0}{M\omega_0^2} \left( \frac{1}{s} - \frac{s + 2\epsilon\omega_0}{(s + \epsilon\omega_0)^2 + \Omega^2} \right) \\ &= \frac{F_0}{M\omega_0^2} \left( \frac{1}{s} - \frac{s + \epsilon\omega_0}{(s + \epsilon\omega_0)^2 + \Omega^2} - \frac{\epsilon\omega_0}{(s + \epsilon\omega_0)^2 + \Omega^2} \right) \\ &= \frac{F_0}{M\omega_0^2} \left( \frac{1}{s} - \frac{s + \epsilon\omega_0}{(s + \epsilon\omega_0)^2 + \Omega^2} - \frac{\epsilon\omega_0}{\Omega} \frac{\Omega}{(s + \epsilon\omega_0)^2 + \Omega^2} \right)\end{aligned}\tag{2.49}$$

### 2.3. COMPORTEMENT MÉCANIQUE D'UNE PLAQUE CIRCULAIRE MULTICOUCHE ACTIVÉE PAR EFFET BI

Il est donc désormais possible de repasser dans le domaine temporel et l'expression de la réponse en déplacement  $x_{éch}(t)$  à une force échelon d'amplitude  $F_0$  est visible équation 2.50.

$$x_{éch}(t) = \frac{F_0 u(t)}{M\omega_0^2} \left( 1 - \exp(-\epsilon\omega_0 t) \cos(\Omega t) - \frac{\epsilon}{\sqrt{1-\epsilon^2}} \exp(-\epsilon\omega_0 t) \sin(\Omega t) \right) \quad (2.50)$$

En dérivant cette équation 2.50 une ou deux fois successivement, la vitesse  $v_{éch}(t)$  et l'accélération  $acc_{éch}(t)$  sont obtenues et s'expriment respectivement selon les équations 2.51 et 2.52, qui sont données pour  $t > 0$ . Pour  $t \leq 0$ , les vitesses et accélérations sont supposées nulles.

$$v_{éch}(t) = \frac{F_0}{M\omega_0^2} \left[ 1 + \exp(-\epsilon\omega_0 t) \sin(\Omega t) \frac{\omega_0}{\sqrt{1-\epsilon^2}} \right] \quad (2.51)$$

$$acc_{éch}(t) = \frac{F_0}{M\omega_0^2} \left[ 1 + \exp(-\epsilon\omega_0 t) \frac{\omega_0}{\sqrt{1-\epsilon^2}} (-\epsilon\omega_0 \sin(\Omega t) + \Omega \cos(\Omega t)) \right] \quad (2.52)$$

#### 2.3.2.4 Réponse à un pulse rectangulaire de force

La réponse en accélération  $acc_{rect}(t)$  du système soumis à un pulse de force rectangulaire  $f_{rect}(t)$  de largeur  $\Delta$  et d'amplitude  $F_0$  est maintenant investiguée. Pour la calculer, il est possible de considérer que cette force est la somme de 2 forces en forme d'échelon. La première force est un échelon d'amplitude  $F_0$  et correspond donc à  $f_{éch}(t)$ . Le second échelon est également d'amplitude  $F_0$  mais est inversé et décalé d'une durée égale à  $\Delta$ . Ce principe est illustré figure 2.16.

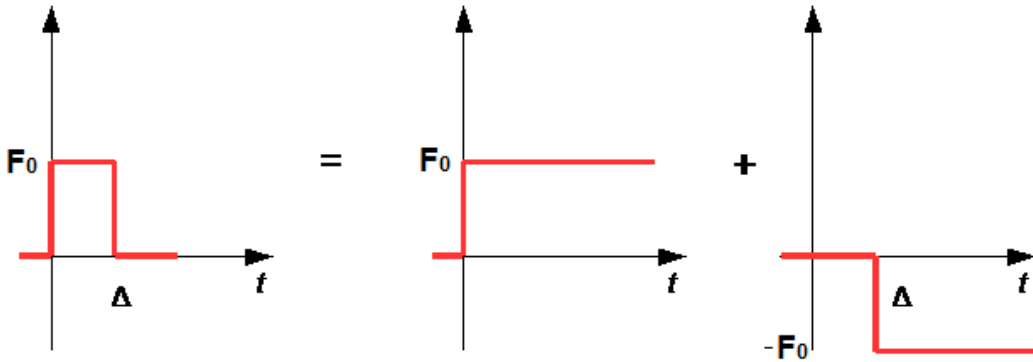


FIGURE 2.16 – Obtention d'un pulse rectangulaire de force par l'utilisation de 2 échelons.

De façon mathématique, cela revient à dire que  $f_{rect}(t) = F_0 u(t) - F_0 u(t - \Delta)$ . Le premier terme de cette force a déjà été traité section 2.3.2.3 et conduit à l'accélération  $acc_{éch}(t)$ . Le second terme conduit tout simplement à une inversion et à un décalage temporel de  $acc_{éch}(t)$ . Au final, le déplacement  $acc_{rect}(t)$  est simplement donné par l'équation 2.53.

$$acc_{rect}(t) = acc_{éch}(t) - acc_{éch}(t - \Delta) \quad (2.53)$$

## 2.4 Pression acoustique en fonction du rayon des speaklets étudiés

Le modèle à un degré de liberté de la section 2.3.2 permet d'obtenir le module du déplacement théorique au centre d'un speaklet qui est soumis à un effort harmonique (voir équation 2.42). Les modules de la vitesse et de l'accélération peuvent également être obtenus en multipliant cette équation 2.42 respectivement par la pulsation et le carré de la pulsation.

Le modèle de rayonnement monopolaire auquel est ajouté le coefficient correcteur sur les débits acoustiques (voir équation 2.9) permet de calculer une pression générée à une certaine distance à partir du comportement vibratoire du centre d'un speaklet.

En combinant les équations 2.42 et 2.9, la pression au point  $m$  est obtenue en fonction des paramètres mécaniques du modèle à un degré de liberté (voir équation 2.54).

$$|P(m, \omega)| = \frac{\alpha \rho_0 S \omega^2 F}{2\pi r \sqrt{(k - \omega^2 M)^2 + (k\lambda)^2}} \quad (2.54)$$

Les inconnues de cette équation sont la force  $F$  s'exerçant au centre du speaklet, la raideur  $k$  et la masse  $M$ . Le coefficient d'amortissement  $\lambda$  sera quant à lui ajusté.

L'équation 2.36 donne la déflexion du centre d'une plaque circulaire encastree à sa périphérie en réponse à un moment linéique statique exercé sur la ligne neutre de l'empilement technologique. Cette équation, tirée du Roark [84], est celle qui décrit le mieux le fonctionnement de speaklets, qui repose sur l'effet bilame. Le moment linéique est alors proportionnel au coefficient piézoélectrique  $e_{31,f}$  et à la tension d'actionnement (voir équation 2.35).

Pour obtenir la force équivalente au centre du speaklet, cette équation 2.36 est comparée avec le cas 17 du tableau 11.2 du Roark, qui décrit la déflexion d'une plaque circulaire encastree à sa périphérie soumise à une force en son centre. Par identification, la force équivalente  $F$  est donnée par l'équation 2.55. Cette force équivalente dépend du moment linéique, du rayon  $a$  du speaklet et de la taille des actionneurs (par l'intermédiaire du rayon  $r_0$  du cercle sur lequel le moment linéique s'applique).

$$F = \frac{8\pi e_{31,f} V_p z_p r_0^2 \ln(a/r_0)}{a^2} \quad (2.55)$$

La raideur  $k$  peut ensuite être approchée par la raideur statique, définie comme le rapport entre la force équivalente  $F$  et la déflexion statique au centre de la membrane. Son expression est visible équation 2.56.

$$k = \frac{16\pi D}{a^2} \quad (2.56)$$

L'équation 2.41 permet de calculer la fréquence d'apparition du mode 00 d'une plaque encastree à sa périphérie, en prenant  $\lambda_{ij}^2 = 10.22$  (voir tableau 2.4). En identifiant cette équation avec la formule  $f = \sqrt{k}/(2\pi\sqrt{M})$ , la masse  $M$  peut être isolée. Son expression est visible équation 2.57. Cette masse  $M$  correspond alors à la masse effective (ou masse modale) du mode 00.

$$M = \frac{192\pi D a^2 \gamma (1 - \nu^2)}{(10.22)^2 E h^3} \quad (2.57)$$

En combinant les équations 2.54, 2.55, 2.56 et 2.57, le module de la pression peut être obtenu dans le domaine fréquentiel en fonction de paramètres connus et s'exprime selon l'équation 2.58. Pour la signifi-

cation des paramètres qui rentrent en jeu, se référer aux sections précédentes. Cette équation sera utilisée pour calculer la pression que peut émettre un speaklet en fonction de son rayon.

$$|P(m, \omega)| = \frac{4\pi\alpha\rho_0\omega^2 e_{31,f} V_p z_p r_0^2 \ln(a/r_0)}{r \sqrt{\left(\frac{16\pi D}{a^2} - \frac{192\omega^2 \pi D a^2 \gamma(1-\nu^2)}{(10.22)^2 E h^3}\right) + (\omega\lambda)^2}} \quad (2.58)$$

La méthodologie employée pour aboutir à ce résultat, qui consiste à combiner une équation de déplacement statique (pour obtenir la raideur) et une équation dynamique donnant la fréquence propre du mode 00 (pour obtenir la masse effective) a été utilisé par Wygant [87] pour modéliser le comportement mécanique d'un CMUT circulaire. En utilisant les paramètres obtenus dans un modèle à un degré de liberté, de bonnes concordances ont été obtenues par rapport à un modèle éléments finis.

## 2.5 Modélisation électrique d'un speaklet piézoélectrique

### 2.5.1 Schéma électrique des speaklets utilisés

Du point de vue électrique, on considère qu'un speaklet est composé :

- de 2 pads de contact, un pour l'électrode inférieure et un pour l'électrode supérieure dont les résistances électriques sont notées respectivement  $R_{pad\ inf}$  et  $R_{pad\ sup}$ ,
- de pistes d'accès aux 2 types d'électrodes dont les résistances et inductances électriques sont notées  $R_{piste\ inf}$ ,  $L_{piste\ inf}$ ,  $R_{pad\ inf}$  et  $R_{pad\ sup}$ ,
- d'une capacité électrique notée  $C_{pp}$  qui se forme entre les couples de pistes et de pads soumis à des potentiels électriques différents,
- de l'actionneur piézoélectrique dont la modélisation électrique est celle d'un condensateur réel d'impédance  $Z_{PZT}$ . La capacité notée  $C_{PZT}$  est alors mise en série avec une résistance due aux électrodes et aux propriétés du diélectrique notée  $R_{PZT}$  et mise en parallèle avec une résistance de fuite notée  $R_f$  qui représente les défauts d'isolement entre les électrodes.
- de 2 capacités notées  $C_{Pt/membrane}$  et  $C_{Membrane/substrat}$  qui se forment entre des couches conductrices (électrode en platine) ou très faiblement conductrices (membrane en polysilicium et substrat en silicium) qui sont séparées par un isolant (silice). Les couches qui ne sont pas des électrodes sont alors soumises à un potentiel flottant de valeur inconnue. Pour plus de détail, voir l'empilement technologique en section 3.2.

La figure 2.17 illustre le schéma électrique contenant les éléments décrits ci-dessus. Ce schéma est représentatif du comportement électrique de notre speaklet.

En négligeant les inductances (ce qui est plus que raisonnable pour les fréquences mises en jeu) ainsi que les 3 capacités  $C_{Pt/membrane}$ ,  $C_{Membrane/substrat}$  et  $C_{pp}$ , l'impédance totale du speaklet  $Z_{speaklet}$  s'exprime selon l'équation 2.59, avec  $\omega$  la pulsation.

$$Z_{speaklet} = R_{tot} + Z_{PZT} \quad (2.59)$$

Avec  $R_{tot} = R_{pad\ inf} + R_{pad\ sup} + R_{pad\ inf} + R_{pad\ sup}$  et  $Z_{PZT}$  défini par l'équation 2.60.

$$Z_{PZT} = \frac{R_f + R_f R_{PZT} C_{PZT}^2 \omega^2 (R_{PZT} + R_f)}{1 + C_{PZT}^2 \omega^2 (R_{PZT} + R_f)^2} - j \frac{R_f^2 C_{PZT} \omega}{1 + C_{PZT}^2 \omega^2 (R_{PZT} + R_f)^2} \quad (2.60)$$



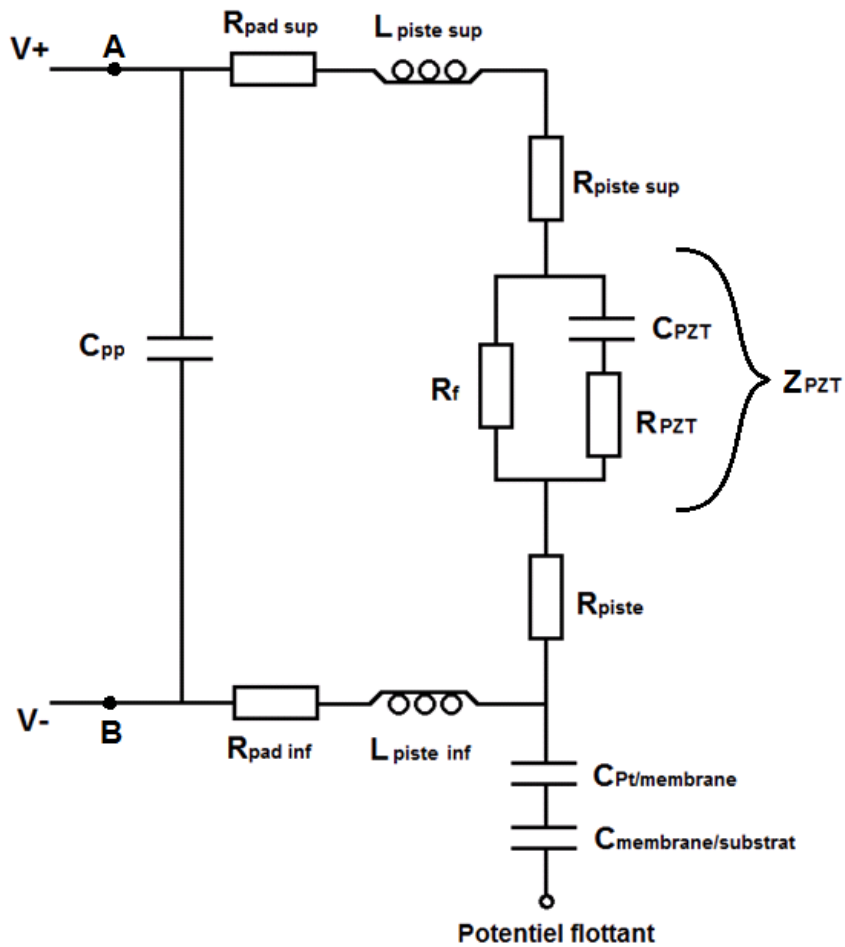


FIGURE 2.17 – Schéma électrique représentant un speaklet

Il est possible d'estimer la valeur de certains des paramètres électriques à partir de la nature des matériaux et des dimensions mises en jeu. Pour calculer les résistances d'accès des pads et des pistes, la formule 2.61 peut être utilisée, avec  $\rho$  la résistivité du matériau,  $L$  la longueur du pad ou du fil et  $S$  la surface de la section.

$$R = \rho \frac{L}{S} \quad (2.61)$$

Pour calculer les capacités, la formule de capacité plane 2.62 peut être utilisée à partir de  $\epsilon_0$  la permittivité du vide,  $\epsilon_r$  la permittivité relative du PZT,  $A$  l'aire d'une électrode et  $d$  la distance entre les électrodes.

$$C = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{A}{d} \quad (2.62)$$

Les 2 inconnues restantes sont alors les résistances série et parallèle du PZT  $R_f$  et  $R_{PZT}$ . En réalisant une mesure d'impédance il est alors théoriquement possible de les calculer en identifiant les parties réelles et imaginaires. Un système de 2 équations à 2 inconnues peut en effet être obtenu. Ceci va être démontré en section 2.5.2. Si le schéma électrique n'est pas simplifié et que toutes les capacités ainsi que les inductances sont prises en compte, les équations obtenues sont trop complexes à manipuler et la meilleure manière de faire et d'utiliser un logiciel de simulation électrique tel que ADS (Advanced Design System, de la société Agilent Technologies) et d'ajuster les inconnues pour retrouver l'impédance mesurée. La capacité  $C_{PZT}$  n'est de plus pas vraiment connue car la permittivité du PZT change avec la fréquence.

### 2.5.2 Schéma électrique équivalent et application à l'impédancemètre

D'après le manuel [88] qui décrit les techniques de mesures de l'impédancemètre qui a été utilisé dans le cadre de cette thèse, n'importe quel circuit électrique, quelque soit sa complexité, peut être ramené à un circuit RC s'il est de type capacitif ou à un circuit RL si il est de type inductif. Le circuit simplifié peut alors être choisi comme étant en série ou en parallèle selon la valeur de l'impédance du dispositif à tester (Voir figure 2.18).

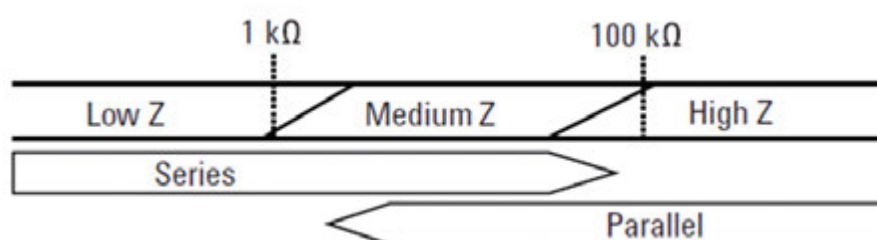


FIGURE 2.18 – Choix d'un système électrique équivalent série ou parallèle en fonction de l'impédance du dispositif à tester. Figure tirée de [88]

Une fois que le choix du circuit équivalent est fait sur l'impédancemètre, il faut ensuite choisir un couple de paramètres à exporter qui permettent de remonter à l'impédance en appliquant les formules adaptées. Nos speaklets ont un comportement capacitif, le modèle équivalent RC sera donc celui utilisé. Il sera de plus pris en parallèle mais ce choix n'a en fait que peu d'importance, car il existe des formules simples

pour passer de la résistance et capacité en parallèle à la résistance et capacité en série ou inversement car l'impédance totale reste identique. Les paramètres exportés seront la capacité en parallèle noté  $C_p$  et le facteur de perte noté  $D$ .

Dans le plan complexe, la représentation de l'impédance d'un dispositif de type capacitif est un vecteur orienté vers le bas. L'angle que fait ce vecteur avec l'axe des ordonnées (la partie imaginaire) est appelé l'angle de perte et est noté  $\delta$ . La tangente de cet angle vaut le facteur de perte qui est donc égal au ratio de la partie réelle de l'impédance sur la partie imaginaire.

L'impédance  $Z_p$  du circuit électrique équivalent constitué d'une résistance  $R_p$  et d'une capacité  $C_p$  branchées en parallèle est donnée équation 2.63.

$$Z_p = \frac{R_p}{1 + (R_p C_p \omega)^2} - j \frac{R_p^2 C_p \omega}{1 + (R_p C_p \omega)^2} \quad (2.63)$$

Pour un tel circuit, le facteur de perte est donné par l'équation 2.64. C'est cette formule qui permet de calculer la valeur de la résistance parallèle  $R_p$  à partir des paramètres d'exportations  $C_p$  et  $D$ , et donc de calculer  $Z_p$ .

$$D = \tan(\delta) = \left| \frac{\Re(Z_p)}{\Im(Z_p)} \right| = \frac{1}{R_p C_p \omega} \quad (2.64)$$

L'impédance  $Z_s$  d'un circuit RC série est donné équation 2.65. Puisque la valeur de l'impédance ne dépend pas de la représentation série ou parallèle et en procédant par identification des parties réelle et imaginaire de  $Z_s$  et  $Z_p$ , les formules pour passer d'une forme à l'autre sont obtenues équation 2.66 et 2.67.

$$Z_s = R_s - j \frac{1}{C_s \omega} \quad (2.65)$$

$$R_s = \frac{R_p}{1 + (R_p C_p \omega)^2} = \frac{R_p D^2}{1 + D^2} \quad (2.66)$$

$$C_s = \frac{1 + (R_p C_p \omega)^2}{R_p^2 C_p \omega^2} = C_p (1 + D^2) \quad (2.67)$$

Il est également possible d'exprimer les couples de résistances et capacités  $(R_p, C_p)$  et  $(R_s, C_s)$  en fonction des paramètres électriques du schéma 2.17. En négligeant les inductances ainsi que les 3 capacités  $C_{Pt/membrane}$ ,  $C_{Membrane/substrat}$  et  $C_{pp}$ , le système d'équations 2.68 est obtenu en identifiant la partie réelle de l'impédance  $Z_{speaklet}$  (équations 2.59 et 2.60) avec la résistance série équivalente et la partie imaginaire avec l'impédance de la capacité série équivalente.

$$\begin{cases} R_s &= R_{tot} + \frac{R_f + R_f R_{PZT} C_{PZT}^2 \omega^2 (R_f + R_{PZT})}{1 + C_{PZT}^2 \omega^2 (R_f + R_{PZT})^2} \\ C_s &= \frac{1 + C_{PZT}^2 \omega^2 (R_f + R_{PZT})^2}{R_f^2 \omega^2 C_{PZT}} \end{cases} \quad (2.68)$$

Les résistances de fuite et série de l'actionneur en PZT  $R_f$  et  $R_{PZT}$  sont les inconnues du système 2.68. Si  $R_s$  et  $C_s$  sont obtenus à partir d'une mesure à l'impédancemètre, 2 équations à 2 inconnues sont obtenues et le couple de solutions est présenté équation 2.69. Cette solution à été obtenue à l'aide du logiciel de calcul formel Maple. Bien que cette solution ne soit pas écrite de façon la plus compacte (Maple ne remarque pas les identités remarquables), on constate qu'elle est déjà assez complexe et on comprend mieux les simplifications effectuées en négligeant certains paramètres.

$$\begin{cases} R_{PZT} &= \frac{\sqrt{C_s(C_{PZT} + C_s^2 C_{PZT} \omega^2 R_s^2 - 2C_s^2 C_{PZT} \omega^2 R_s R_{tot} + C_s^2 C_{PZT} \omega^2 R_{tot}^2 - C_s)}}{\omega C_s C_{PZT}} \\ R_f &= \frac{-\omega R_s C_s^2 + \omega R_{tot} C_s^2 - \sqrt{C_s(C_{PZT} + C_s^2 C_{PZT} \omega^2 R_s^2 - 2C_s^2 C_{PZT} \omega^2 R_s R_{tot} + C_s^2 C_{PZT} \omega^2 R_{tot}^2 - C_s)}}{C_s(C_{PZT} - C_s)\omega} \end{cases} \quad (2.69)$$

Les mesures à l'impédancemètre sont obtenues en posant des pointes sur les pads de contact après avoir fait une mesure de compensation pointes levées. Une tension sinusoïdale d'amplitude 0.1 V et de fréquence variable ainsi qu'une tension continue sont alors envoyées. Plusieurs mesures sont effectuées sur un même actionneur en prenant une amplitude de la tension continue égale à 0, 5, 10 puis 15 V. A partir de ces mesures d'impédance, il est possible de comparer la puissance consommée en analogique ou digital.

### 2.5.3 Consommation en analogique

Pour jouer en analogique avec un speaklet, un signal de tension possédant un offset pour rester dans la gamme des tensions positives est envoyé sur un seul des 2 actionneurs à cause de la nature ferroélectrique du PZT. L'amplitude maximale d'utilisation de nos speaklets ayant été choisi comme étant égale à 15 V pour éviter tout risque de claquage (voir annexe A), le signal de tension utilisé pour mesurer la consommation est donné par l'équation 2.70.

$$Ua = 7.5 + 7.5 \sin(2\pi ft) \quad (2.70)$$

Le calcul de l'intensité consommée se calcule alors simplement avec la formule  $I_{eff} = U_{eff}/Z_p$ ,  $I_{eff}$  étant l'intensité efficace consommée,  $U_{eff}$  la tension efficace du signal envoyé sur le speaklet et  $Z_p$  l'impédance recalculée à partir de la capacité parallèle  $C_p$  et du facteur de perte  $D$  qui sont mesurés. La valeur de l'impédance dépend de la fréquence qui est bien évidemment prise égale à celle du signal de tension, mais aussi de la tension continue qui a été utilisée pour la mesure (et qui vaut pour rappel 0, 5, 10 ou 15 V). La question est alors de savoir quelle est la valeur d'impédance qu'il faut utiliser. Le premier réflexe consiste à se dire que puisque la tension efficace du signal décrit par l'équation 2.70 est de 9.19 V<sup>3</sup>, l'impédance à utiliser est celle qui a été mesurée avec une tension continue de 10 V (+ une tension sinusoïdale d'amplitude 0.1 V) puisque la tension efficace d'un tel signal vaut environ 10 V et que c'est la valeur disponible la plus proche de 9.19 V.

Cependant la polarisation  $\vec{P}$  d'un matériau dépend du champ électrique appliqué  $\vec{E}$  et de la permittivité relative  $\epsilon_r$  selon l'équation 2.71.

$$\vec{P} = \epsilon_0(\epsilon_r - 1)\vec{E} \quad (2.71)$$

Or la combinaisons des équations 2.59, 2.60 et 2.62 montrent que la permittivité relative du PZT, et donc l'état de polarisation du PZT, influe sur l'impédance du speaklet. La dépolarisation du PZT en couche mince est assez mal connu et des études sont actuellement en cours au CEA sur le sujet, mais il est clair qu'il n'y a pas de dépolarisation entre 2 périodes d'un signal sinusoïdale dont la fréquence varie entre 20 Hz et 20 kHz. L'état de polarisation du PZT peut donc être considéré comme identique pour un signal sinusoïdale d'amplitude 15 V et pour un signal continu de 15 V. On en conclut que pour calculer l'intensité efficace consommée lorsqu'une tension sinusoïdale d'équation 2.70 est envoyée et dont la valeur efficace vaut 9.19 V, il faut utiliser l'impédance obtenue en utilisant une tension continue de 15 V. Cette hypothèse sera vérifiée dans la partie expérimentale.

3. Attention la tension d'offset fait que la tension efficace ne vaut pas la tension maximale divisée par racine de 2

### 2.5.4 Consommation en digital

Pour calculer la consommation électrique en digital, il est nécessaire de connaître l'intensité parcourut par un speaklet qui reçoit un pulse de tension rectangulaire. Il n'y a alors plus de notion de fréquence et il est nécessaire d'utiliser les paramètres RC série ou parallèle les plus stables en fréquence. On verra dans la partie expérimentale que le modèle RC série est le plus stable pour le speaklet qui sera étudié. Pour un tel circuit, les évolutions temporelles de la tension aux bornes de la capacité  $C_s$  et celles de l'intensité dans le circuit lors de l'application d'un échelon de tension d'amplitude  $E$  sont décrites par les équations 2.72 et 2.73.

$$U_{C_s}(t) = E \left( 1 - \exp\left(\frac{-t}{R_s C_s}\right) \right) \quad (2.72)$$

$$I(t) = \frac{E}{R_s} \exp\left(\frac{-t}{R_s C_s}\right) \quad (2.73)$$

L'énergie dissipée en chaleur dans la résistance série lors de la charge d'un condensateur est égale à l'intégrale de la puissance par rapport au temps et vaut  $\frac{E^2 C_s}{2}$  (voir équation 2.74).

$$E_{\text{échelon}} = \int_0^{\text{inf}} R_s \cdot I^2 dt = \int_0^{\text{inf}} \frac{E^2}{R_s} \exp\left(\frac{-2t}{R_s C_s}\right) dt = \frac{E^2 C_s}{2} \quad (2.74)$$

Les évolutions temporelles de la tension aux bornes de la capacité  $C_s$  et celles de l'intensité dans le circuit lors de l'arrêt de l'échelon de tension d'amplitude  $E$  sont décrites par les équations 2.75 et 2.76.

$$U_{C_s}(t) = E \exp\left(\frac{-t}{R_s C_s}\right) \quad (2.75)$$

$$I(t) = \frac{-E}{R_s} \exp\left(\frac{-t}{R_s C_s}\right) \quad (2.76)$$

L'énergie dissipée dans la résistance lors de la décharge est égale à celle dissipée pendant la charge. Le produit  $\tau = R_s C_s$  est la constante de temps qui représente la durée pour que la tension aux bornes de condensateur varie de 63 % pour passer de la valeur initiale à la valeur finale (de 0 à  $E$  dans le cas d'une charge et inversement dans le cas d'une décharge). Au bout de  $5\tau$ , cette variation est à plus de 99 % et le condensateur est considéré comme totalement chargé ou déchargé. Dans le cas où le circuit RC série est soumis à un pulse de tension rectangulaire de largeur  $T$  et d'amplitude  $E$ , avec  $T > 5\tau$ , l'énergie dissipée vaut alors la somme des énergies dissipées lors de la charge et de la décharge, soit  $E^2 C_s$ .

### 2.5.5 Comparaison entre la consommation électrique en analogique et en digital

Pour calculer la puissance apparente consommée en analogique, il suffit de multiplier l'intensité et la tension efficace obtenue à une certaine fréquence. Cette puissance s'exprime en Volt.Ampère. Pour calculer la vraie puissance utile exprimée en Watt qui est celle qui est facturée par EDF, il est nécessaire de prendre en compte le déphasage entre l'intensité et la tension. Cette puissance est appelée puissance active et vaut donc  $P_{\text{active}} = U_{\text{eff}} I_{\text{eff}} \cos(\phi)$ , avec  $\phi$  l'argument de l'impédance.

Pour établir une comparaison entre la consommation électrique en analogique et en digital, il faut obligatoirement introduire une notion de temps qui influe sur le nombre de speaklets utilisés en digital et qui dépend également de la méthode de pilotage. Les comparaisons seront donc établies en terme d'énergie

et on introduira les termes d'énergie apparente et d'énergie active pour la consommation en analogique par analogie avec les puissances. En analogique, on fera le choix que tous les speaklets de la matrice jouent en parallèle.

Le tableau 2.6 est un récapitulatif des formules conduisant aux calculs de consommation électrique des speaklets en fonctionnement analogique et digital.


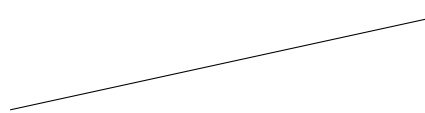
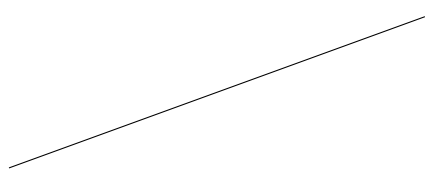

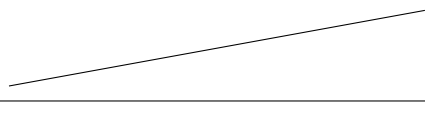
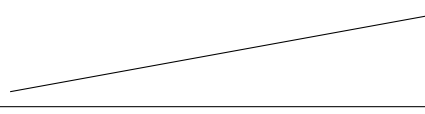
	Fonctionnement analogique	Fonctionnement digital
Consigne de tension (V)	$U = \frac{U_{max}}{2} + \frac{U_{max}}{2} \cos(2\pi ft)$	Pulse rectangulaire d'amplitude $E$ et de largeur $T$ tel que $T > 5\tau$
Tension efficace (V)	$U_{eff}$	
Intensité (A)		$I_{charge} = \frac{E}{R_s} \exp\left(\frac{-t}{R_s C_s}\right)$ $I_{décharge} = \frac{-E}{R_s} \exp\left(\frac{-t}{R_s C_s}\right)$
Intensité efficace (A)	$I_{eff} = U_{eff}/Z_{speaklet}$ avec $Z_{speaklet}$ l'impédance du speaklet mesurée à l'aide d'un signal dont la tension efficace vaut $U_{max}$ environ.	
Durée totale du signal (s)	$D$	$D$
Nombre de speaklets utilisés	$N_0$ , c'est le nombre de speaklets de la matrice car ils sont actionnés en parallèle	$N$ , c'est le nombre de speaklets actifs pendant la durée $D$ . Il dépend de la méthode de pilotage et de la fréquence d'horloge.
Énergie apparente totale consommée pendant la durée du signal analogique (J)	$E_{apparente} = N_0 U_{eff} I_{eff} D$	
Énergie active totale consommée pendant la durée du signal analogique (J)	$E_{active} = N_0 U_{eff} I_{eff} \cos(\phi) D$	
Énergie totale consommée pendant la durée de la reconstruction digitale (J)		$E_{digital} = N E^2 C_s$

Tableau 2.6 – Récapitulatif des moyens de comparaisons entre la consommation électrique des speaklets en fonctionnement analogique et en digital

### 2.5.6 Une piste de réduction de la consommation en digital : la charge adiabatique

La méthode de charge adiabatique consiste à délivrer un flux de charges constant et adapté à la constante de temps du circuit RC pendant une durée  $T'$  pour limiter les pertes dans la résistance série.

C'est une technique qui serait très utile pour limiter la consommations des circuits logiques, pour lesquels la charge et décharge de condensateurs sont utilisées sans cesse pour représenter l'information [89]. Le terme adiabatique vient du fait qu'il est alors possible de limiter très fortement les pertes par effet Joule et qu'il n'y a pas de génération de chaleur .

Si le flux de charge est constant pendant la durée  $T'$ , cela signifie que la tension varie linéairement et que l'intensité est constante. Dans le cas d'une tension qui varie de 0 à  $E$  V pendant cette durée, l'intensité est donnée par l'équation 2.77.

$$I_{adia}(t) = C_s \frac{du}{dt} = \frac{C_s E}{T'} \quad (2.77)$$

L'énergie dissipée dans la résistance lors d'une charge adiabatique est alors donnée par l'équation 2.78.

$$E_{adia} = \int_0^{T'} R_s I^2 dt = \frac{R_s C_s^2 E^2}{T'} \quad (2.78)$$

Cette équation 2.78 est à comparer avec l'équation 2.74 obtenue dans le cas où un échelon de tension est appliqué pour charger le circuit RC. Si le temps de montée  $T$  de la tension est exprimé en fonction de la constante de temps et d'un coefficient multiplicateur  $\alpha$  selon  $T = \alpha R_s C_s$ , la suite d'inéquation 2.79 montre que la méthode de charge adiabatique devient intéressante à partir de  $\alpha > 2$ .

$$\begin{aligned} E_{adia} &< E_{échelon} \\ \frac{R_s C_s^2 E^2}{\alpha R_s C_s} &< \frac{E^2 C_s}{2} \\ \alpha &> 2 \end{aligned} \quad (2.79)$$

Soit  $y$  le gain en énergie exprimé en pourcentage lors de la charge adiabatique par rapport à la charge avec échelon de tension tel que  $E_{adia} = E_{échelon} - (y/100)E_{échelon}$ . Ce pourcentage s'exprime alors selon l'équation 2.80 et sa représentation graphique est tracée figure 2.19. Avec  $\alpha = 10$ , 80 % d'énergie est économisée. Théoriquement, en prenant  $\alpha$  suffisamment grand, les pertes par effet Joule deviennent négligeables.

$$y(\%) = \frac{\alpha - 2}{\alpha} 100 \quad (2.80)$$

Le cas de la décharge adiabatique est un peu différent. En effet, l'énergie dissipée dans le cas de la décharge est égale à celle dissipée dans le cas de la charge seulement si le circuit est prévu pour recycler l'énergie en utilisant par exemple un type de générateur particulier capable de stocker les charges électriques retournées. Dans cette thèse on ne rentrera pas en détail dans la conception de ce type de générateur mais pour plus d'informations, il est possible de consulter [89, 90, 91]. Si une telle source est utilisée et qu'on suppose qu'elle stocke et réutilise l'énergie sans perte, le pourcentage d'énergie économisée en un cycle de charge et décharge adiabatique par rapport à un pulse rectangulaire reste celui qui est décrit par l'équation 2.80.

Pour pouvoir choisir un  $\alpha$  suffisamment grand et ne pas obtenir un temps de charge ou de décharge adiabatique trop long qui ne serait pas compatible avec une fréquence d'horloge de 44.1 kHz, il est nécessaire de diminuer au maximum la constante de temps. Une charge ou une décharge trop longue nuiraient de plus au volume sonore à cause de faibles accélérations. Prenons l'exemple d'un signal trapézoïdale de durée totale  $T$  et d'amplitude  $E$  qui est divisé en 3 parties de largeurs égales à  $T' = T/3$  (voir figure 2.20). La



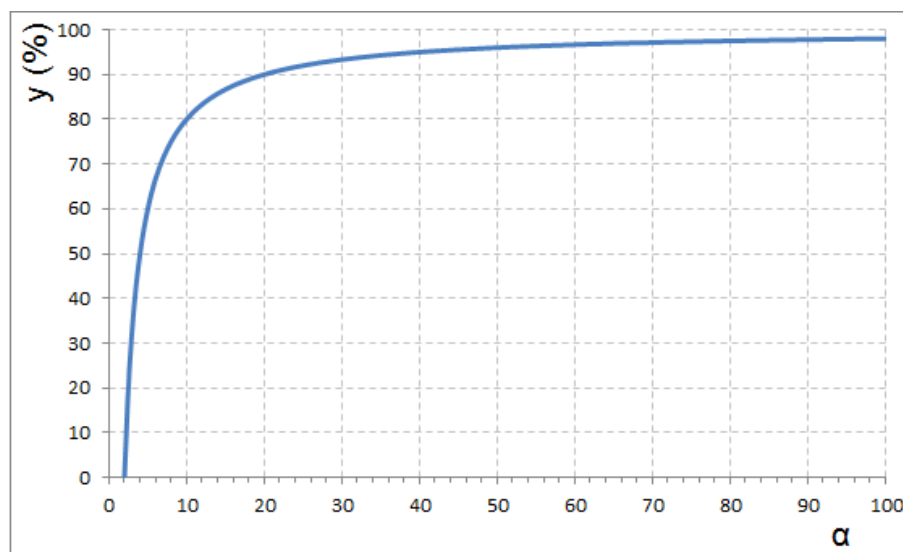


FIGURE 2.19 – Pourcentage d'énergie économisée en charge adiabatique d'un circuit RC série par rapport à une charge avec échelon de tension, exprimé en fonction de  $\alpha$

valeur absolue du courant lors de la charge et de la décharge du condensateur vaut  $3C_s E/T$ . L'énergie totale d'un tel pulse trapézoïdale vaut  $(6R_s C_s^2 E^2)/T$ . Si  $T$  vaut  $22.7 \mu s$  environ et pour obtenir un effet bénéfique par rapport à un pulse rectangulaire de même durée, il faut alors que  $R_s C_s < T/6$  avec  $T/6 \approx 3.8 \mu s$ .

## 2.6 Conclusions

Ce chapitre a débuté par la mise en place d'équations d'ordres générales qui permettent de calculer la pression générée par un élément mobile supposé infiniment bafflé et celle générée par un HPDM idéal quelconque. Compte tenu de la faible taille des speaklets, le modèle de rayonnement monopolaire sera privilégié par la suite. Il prend en entrée la vitesse au centre de la membrane qui peut être importée depuis des mesures ou approchée grâce au modèle mécanique dynamique. Un coefficient correcteur sur les débits est également nécessaire. Sa valeur théorique a été calculée mais sera vérifiée expérimentalement.

Ce chapitre s'est ensuite poursuivi par la présentation de notre approche plus spécifique du HPDM. Ainsi, après avoir rappelé les équations constitutives de la piézoélectricité, le principe de fonctionnement des speaklets étudiés a été décrit. La combinaison de l'effet piézoélectrique inverse et de l'effet bilame appliqué à 2 types d'actionneurs permet de mouvoir les membranes vers le haut ou vers le bas. Les déplacements de ces membranes ont par la suite été mis en équation dans 2 modèles qui mêlent mécanique et piézoélectricité. Le premier modèle permet d'obtenir la déflexion statique du centre de la membrane en fonction de la tension tandis que le second permet d'obtenir le déplacement dynamique de la membrane soumise à une force harmonique. Ces 2 modèles seront confrontés à des simulations par éléments finis et à des résultats expérimentaux obtenus à l'aide d'un interféromètre optique et d'un vibromètre laser. Une formule analytique permettant d'obtenir les fréquences d'apparition des différents modes propres de nos speaklets a de plus été introduite et elle sera de la même façon comparée aux simulations et mesures. La combinaison des équations de rayonnements acoustiques et des équations mécaniques permettent d'obtenir la pression

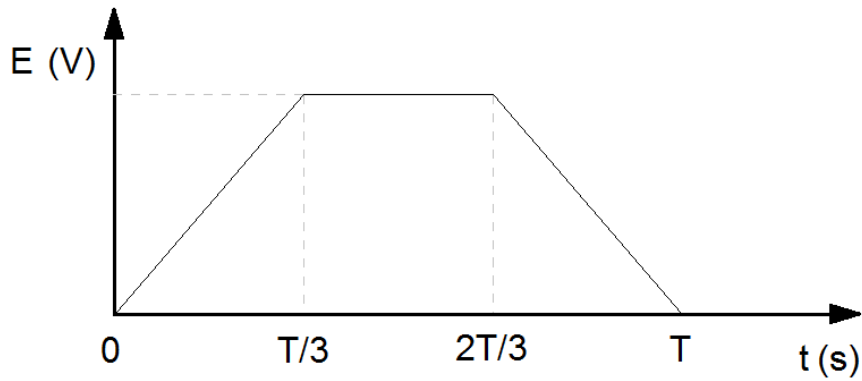


FIGURE 2.20 – Exemple de signal trapézoïdale pouvant servir à une charge et décharge adiabatique

dans le domaine fréquentiel en fonction de paramètres connus. Ceci sera utile pour le dimensionnement des speaklet.

À l'avenir, une des applications la plus intéressante de cette technologie étant l'intégration dans les appareils nomades tel que les téléphones portables, la notion de consommation électrique est très importante. Après avoir présenté le modèle électrique équivalent d'un speaklet, des équations de consommation en analogique et en digital ont été établies et seront également comparées à des mesures.

## Chapitre 3

# Dimensionnement des speaklets et mise en place de moyens de simulations

### Sommaire

---

<b>2.1 Rayonnement acoustique d'un HPDM</b> . . . . .	<b>63</b>
2.1.1 Modèle de rayonnement d'un speaklet . . . . .	63
2.1.2 Rayonnement du HPDM idéal . . . . .	65
2.1.3 Réflexion sur le pulse de pression généré par un speaklet . . . . .	67
2.1.4 Défauts susceptibles d'apparaître . . . . .	74
<b>2.2 Principe de fonctionnement du prototype de HPD étudié</b> . . . . .	<b>77</b>
2.2.1 Matériau et équations piézoélectriques . . . . .	77
2.2.2 Principe mécanique et utilisation de PZT en couche mince . . . . .	79
<b>2.3 Comportement mécanique d'une plaque circulaire multicouche activée par effet bilame</b> . . . . .	<b>82</b>
2.3.1 Comportement statique . . . . .	82
2.3.2 Comportement dynamique . . . . .	83
<b>2.4 Pression acoustique en fonction du rayon des speaklets étudiés</b> . . . . .	<b>88</b>
<b>2.5 Modélisation électrique d'un speaklet piézoélectrique</b> . . . . .	<b>89</b>
2.5.1 Schéma électrique des speaklets utilisés . . . . .	89
2.5.2 Schéma électrique équivalent et application à l'impédancemètre . . . . .	91
2.5.3 Consommation en analogique . . . . .	93
2.5.4 Consommation en digital . . . . .	94
2.5.5 Comparaison entre la consommation électrique en analogique et en digital . . . . .	94
2.5.6 Une piste de réduction de la consommation en digital : la charge adiabatique . . . . .	95
<b>2.6 Conclusions</b> . . . . .	<b>97</b>

---

### 3.1 Choix des fréquences propres

Dans la partie du chapitre introductif de cette thèse consacrée aux aspects théoriques des HPDM [?], on a pu voir que les speaklets doivent posséder 2 caractéristiques incompatibles : de faibles temps de réponses (allant de pair avec des fréquences propres élevées) afin de générer de brefs pulses de pression et de faibles fréquences propres afin de générer efficacement les basses fréquences (voir également l'équation 2.14).

Il a donc été décidé de couvrir expérimentalement une large plage de fréquences de fréquences propres (mode 00) allant de 3 à 120 kHz, en jouant sur les dimensions radiales. Les épaisseurs des couches sont en effet fixées par l'empilement technologique.

### 3.2 Empilement et variantes technologiques

Avant de pouvoir simuler un speaklet, il est nécessaire de connaître la nature et l'épaisseur de chacune des couches qui le composent. Les dimensions radiales doivent également être connues et les différentes variantes de speaklets utilisées dans cette thèse seront présentées.

L'empilement technologique peut être résumé par une membrane en polysilicium de  $4\ \mu\text{m}$  d'épaisseur sur laquelle est déposé le matériau piézoélectrique en étapes successives selon la méthode Sol-Gel pour obtenir une épaisseur totale de  $0.36\ \mu\text{m}$  ou de  $0.54\ \mu\text{m}$ . Deux électrodes inférieure et supérieure, respectivement en platine et en ruthénium/or, sont utilisées pour appliquer un champ électrique. La membrane est libérée en fin de fabrication par une gravure profonde réalisée en face arrière. La figure 3.1a montre une vue globale de l'empilement technologique au complet. Les dimensions ne sont pas représentatives. La figure 3.1b est une vue en coupe qui permet de voir la gravure profonde en face arrière.

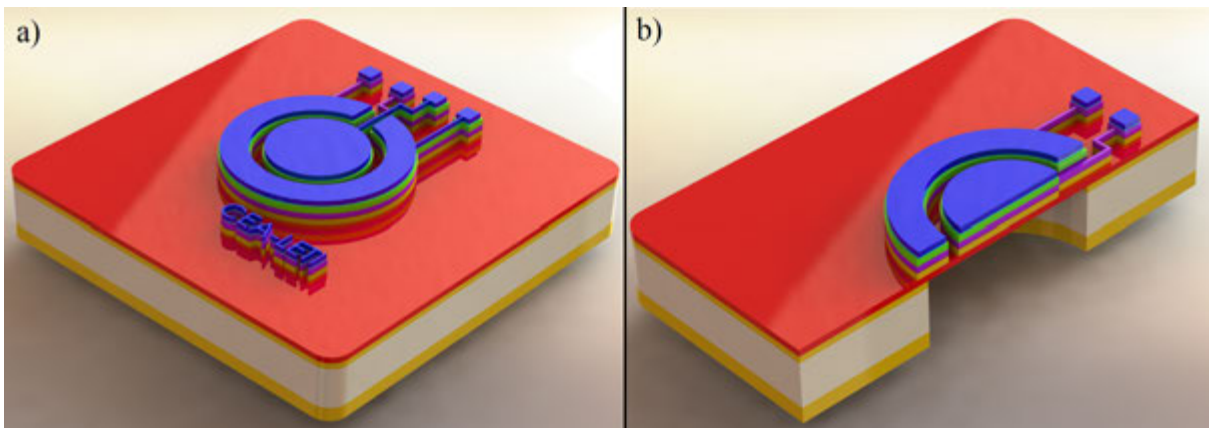


FIGURE 3.1 – a) Vue globale de l'empilement technologique. b) Vue en coupe de l'empilement technologique.

La figure 3.2 présente un agrandissement au niveau des pads et permet de mieux saisir le fonctionnement du speaklet. En effet la couche piézoélectrique sert au niveau des pads et des pistes non pas d'actionneur mais tout simplement d'isolant électrique. Les 2 pads situés les plus à gauche possédant cette couche piézoélectrique sont isolés électriquement de l'électrode inférieure en platine et sont donc connectés aux électrodes supérieures des actionneurs interne et externe. Les 2 pads situés les plus à droite ne possèdent pas cette couche isolante et sont donc connectés aux électrodes inférieures des actionneurs interne et externe.

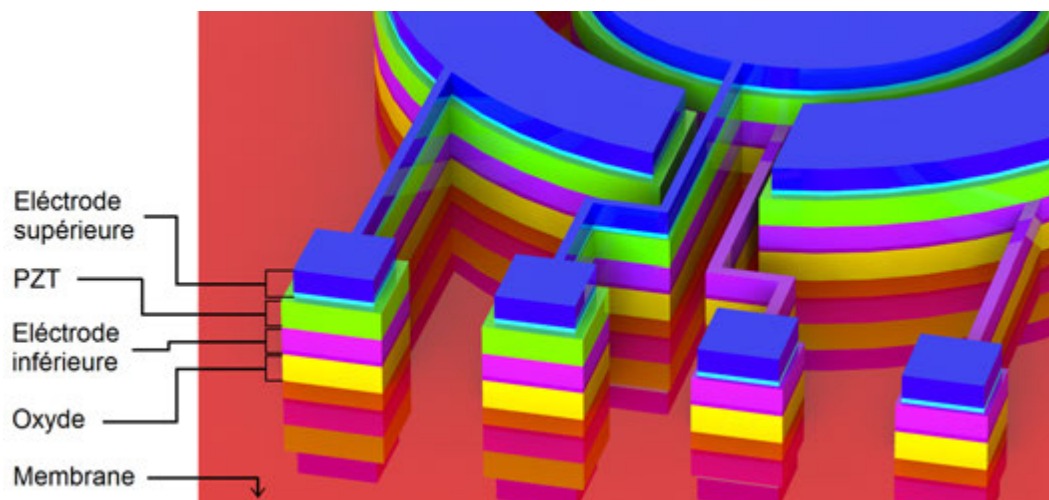
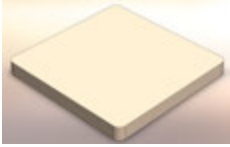
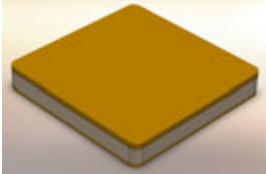
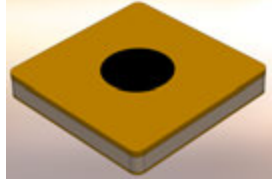
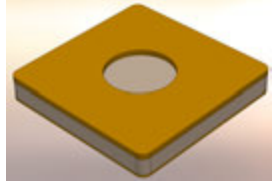
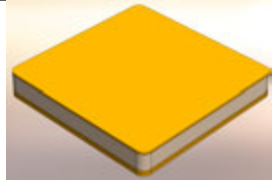
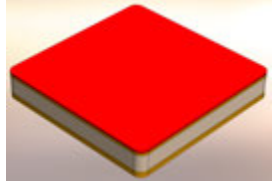

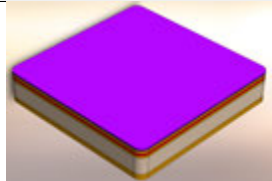
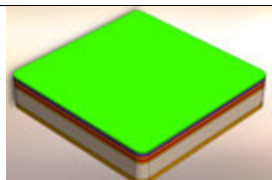


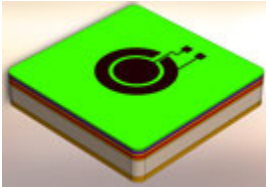
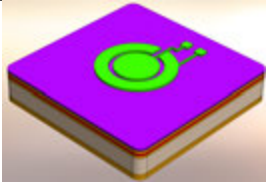
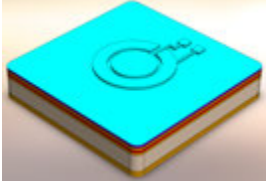
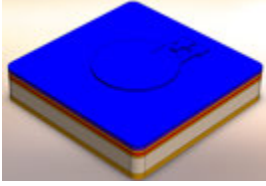
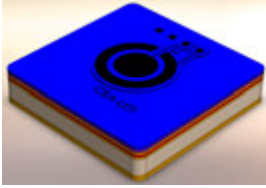
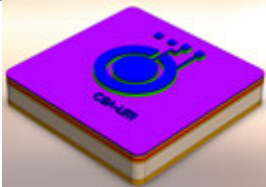
FIGURE 3.2 – Agrandissement sur les pads d'un speaklet.

Le tableau 3.1 donne une description beaucoup plus détaillée de la réalisation technologique étape par étape ainsi qu'une illustration de l'empilement en cours où les dimensions ne sont pas représentatives. Quatre niveaux de lithographie ont été utilisés et sont représentés dans ce tableau. La résine photosensible utilisée pour ces lithographies possède la propriété de ne pas résister à la méthode de gravure lorsqu'elle est insolée. Une lithographie sur fond noir indique que le motif correspond aux endroits où la résine est insolée (le motif indique donc ce qui sera gravé). Au contraire, une lithographie sur fond clair indique que le motif correspond aux endroits où la résine n'est pas insolée (le motif indique donc ce qui restera après la gravure). Cette description technologique n'est néanmoins pas complète car il a par exemple été choisi de ne pas indiquer les traitements thermiques tel que les recuits et les calcinations et de ne pas détailler les moyens de gravure employés.

Numéro d'étape	Description de l'étape	Illustration de l'étape
0	Le substrat est un Wafer de 8" en silicium de 725 $\mu\text{m}$ d'épaisseur.	
1	2 $\mu\text{m}$ d'oxyde de silicium sont obtenus thermiquement en face avant et face arrière. 7 $\mu\text{m}$ supplémentaires d'oxyde sont ensuite déposés en face arrière. Ce total de 9 $\mu\text{m}$ d'oxyde servira de masque dur lors de la libération de la membrane.	

*Suite page suivante . . .*

... suite de la page précédente		
Numéro d'étape	Description de l'étape	Illustration de l'étape
2	1ère lithographie sur fond noir effectuée en face arrière pour structurer le masque dur. Le motif est un disque de rayon $R$ (voir figure 3.3 pour l'explication des paramètres géométriques)	
3	Gravure du masque dur	
4	Elimination de l'oxyde thermique en face avant puis dépôt de 1.9 $\mu\text{m}$ d'oxyde (couche isolante).	
5	Dépôt de 4 $\mu\text{m}$ de polysilicium. Cette couche représente la membrane à proprement parlé sur laquelle les couches actives vont être déposées.	
6	Dépôt de 1.9 $\mu\text{m}$ d'oxyde (couche isolante).	
7	Dépôt de 0.1 $\mu\text{m}$ de platine sur 10 nm d'oxyde de titane. Cette couche représente l'électrode inférieure des actionneurs. Le choix du platine est obligatoire pour la croissance du PZT.	
8	Dépôt de 0.36 $\mu\text{m}$ ou de 0.54 $\mu\text{m}$ (split en épaisseur) de PZT en utilisant la technique Sol-Gel. Cette couche représente l'actionneur piézoélectrique.	
Suite page suivante ...		

... suite de la page précédente		
Numéro d'étape	Description de l'étape	Illustration de l'étape
9	2ème lithographie sur fond clair effectuée pour structurer le PZT. Le motif fait apparaître l'actionneur interne en forme de disque et l'actionneur externe en forme d'anneau. Le paramètre géométrique $A$ qui définit la largeur de l'actionneur externe intervient à cette étape. Les pistes et les pads reliés aux électrodes supérieures des actionneurs internes et externes apparaissent également à cette étape puisque le PZT sert alors d'isolant entre les 2 électrodes.	
10	Gravure du PZT	
14	Dépot de 0.1 $\mu\text{m}$ de ruthénium	
11	Dépot de 0.3 $\mu\text{m}$ d'or. Cette couche et la précédente représentent l'électrode supérieure.	
12	3ème lithographie sur fond clair effectuée pour structurer l'électrode supérieure. Mis à part l'apparition de 2 pads qui seront reliés électriquement à l'électrode inférieure, le motif est celui de la 2ème lithographie avec 10 $\mu\text{m}$ de moins.	
13	Gravure de l'électrode supérieure	
Suite page suivante ...		



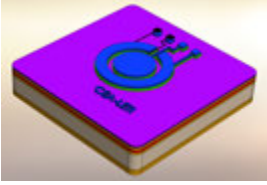
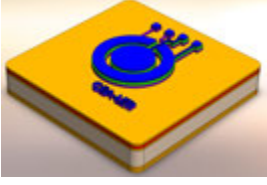
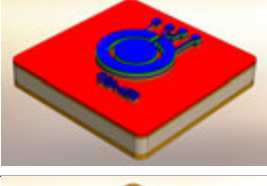
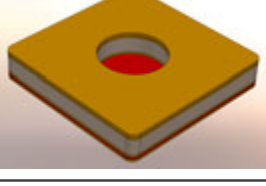
... suite de la page précédente		
Numéro d'étape	Description de l'étape	Illustration de l'étape
14	4ème lithographie sur fond clair effectuée pour structurer l'électrode inférieure. Le motif fait apparaître des pistes qui permettent de relier les deux pads isolés aux électrodes inférieures des deux actionneurs	
15	Gravure de l'électrode inférieure.	
16	Gravure de l'oxyde qui laisse apparaître le polysilicium de la membrane.	
17	Retournement du Wafer et gravure profonde du silicium en face arrière avec arrêt sur l'oxyde puis gravure de cet oxyde. Cette étape correspond à la libération de la membrane.	

Tableau 3.1 – Empilement technologique.

Plusieurs variantes de speaklets seront fabriquées. Les changements de propriétés portent, comme l'a montré l'empilement, sur l'épaisseur de PZT, sur le rayon des speaklets pour obtenir les fréquences propres souhaitées mais également sur les tailles des actionneurs internes et externes. Deux paramètres ont été fixés comme étant égales  $50 \mu\text{m}$ . Il s'agit de l'espace entre les 2 actionneurs et du dépassement de l'actionneur externe en dehors de la membrane, c'est à dire sur l'encastrement. Un speaklet sera donc repéré par son rayon noté  $R$ , la largeur de l'actionneur externe sur la membrane notée  $A$  et par son épaisseur de PZT. Dans la suite de cette thèse, on désignera donc les variantes de speaklet par  $RxAy z$ , avec  $x$  le rayon de la membrane en  $\mu\text{m}$ ,  $y$  la largeur de l'actionneur externe sur la membrane en  $\mu\text{m}$  et  $z$  l'épaisseur de PZT, toujours en  $\mu\text{m}$ . La figure 3.3 illustre les constantes et les variantes géométriques radiales des speaklets.

### 3.3 Présentation du modèle éléments finis

#### 3.3.1 Géométrie et maillage

Les éléments finis, par l'intermédiaire du logiciel Comsol, ont été utilisés pour confirmer ou compléter les résultats des modèles analytiques. Les simulations en 3D nécessitant trop de ressources, seules des simulations 2D axisymétriques ont été effectuées. Les facteurs de forme (le rapport entre longueur et hauteur) très importants des dispositifs simulés nécessitent en effet un grand nombre d'éléments de maillage sans

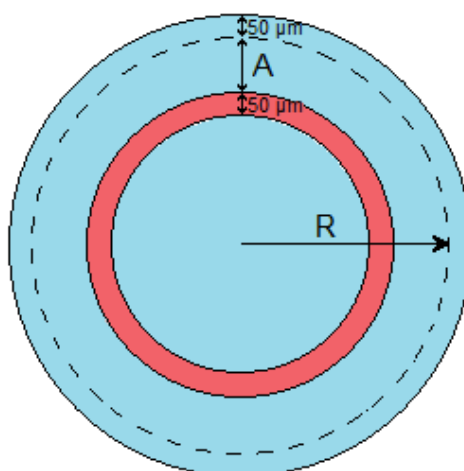


FIGURE 3.3 – Illustration des variantes et constantes géométriques radiales d'un speaklet

quoil des problèmes de convergence ont été constatés. Le maillage a été paramétré de façon à s'adapter aux dimensions du speaklet (rayons et épaisseurs des couches) pour pouvoir changer rapidement les paramètres géométriques. Seule la membrane libérée et les couches supérieures ont été dessinées, en considérant la membrane comme encastrée à partir du substrat. L'oxyde de titane a toutefois été négligé à cause de sa très faible épaisseur. La figure 3.4a montre un exemple de géométrie d'un speaklet de 600  $\mu\text{m}$  de rayon. Les échelles des 2 axes sont les mêmes, ce qui permet de voir le facteur de forme élevé. L'axe de révolution et la partie encastrée sont également représentés. La figure 3.4b est un agrandissement d'une portion de la géométrie visible dans la figure 3.4a, ce qui permet de visualiser le maillage effectué dans chaque couche. Ce maillage est constitué d'éléments rectangulaires et la continuité des éléments doit être assurée entre les différentes couches. La qualité du maillage est dépendante du facteur de forme de ces éléments de maillage, qui doit être le plus proche de 1 (qui représente un élément de forme carré). La figure 3.4c présente la qualité du maillage dans chaque couche. Elle est comprise entre 0.98 et 0.2 environ, la plus mauvaise qualité correspondant aux couches les plus fines de platine et ruthénium. La qualité moyenne est dans ce cas de 0.79 environ.

### 3.3.2 Données nécessaires à l'utilisation des modules physiques

Les modules physiques mécanique ou piézoélectrique ont été utilisés en fonction du type d'étude et il est nécessaire de compléter certains paramètres liés à ces physiques pour effectuer les simulations.

Les propriétés mécaniques et les épaisseurs des couches prises en compte lorsque le module mécanique est utilisé sont visibles dans le tableau 3.2. La couche d'oxyde de titane est négligée compte tenu de sa faible épaisseur.

Lorsque le module piézoélectrique est utilisé, le choix de la formulation des équations constitutives du matériau piézoélectrique est laissé à l'utilisateur qui doit renseigner différentes matrices correspondant au jeu de variables utilisé. Dans cette thèse, la formulation « déformation - charge » qui s'exprime selon le système d'équation 2.30 est préférée. Il est donc nécessaire de rentrer la matrice de complianc à champ électrique constant  $s^E$ , la matrice des coefficients piézoélectriques  $d$  et la matrice de permittivité relative

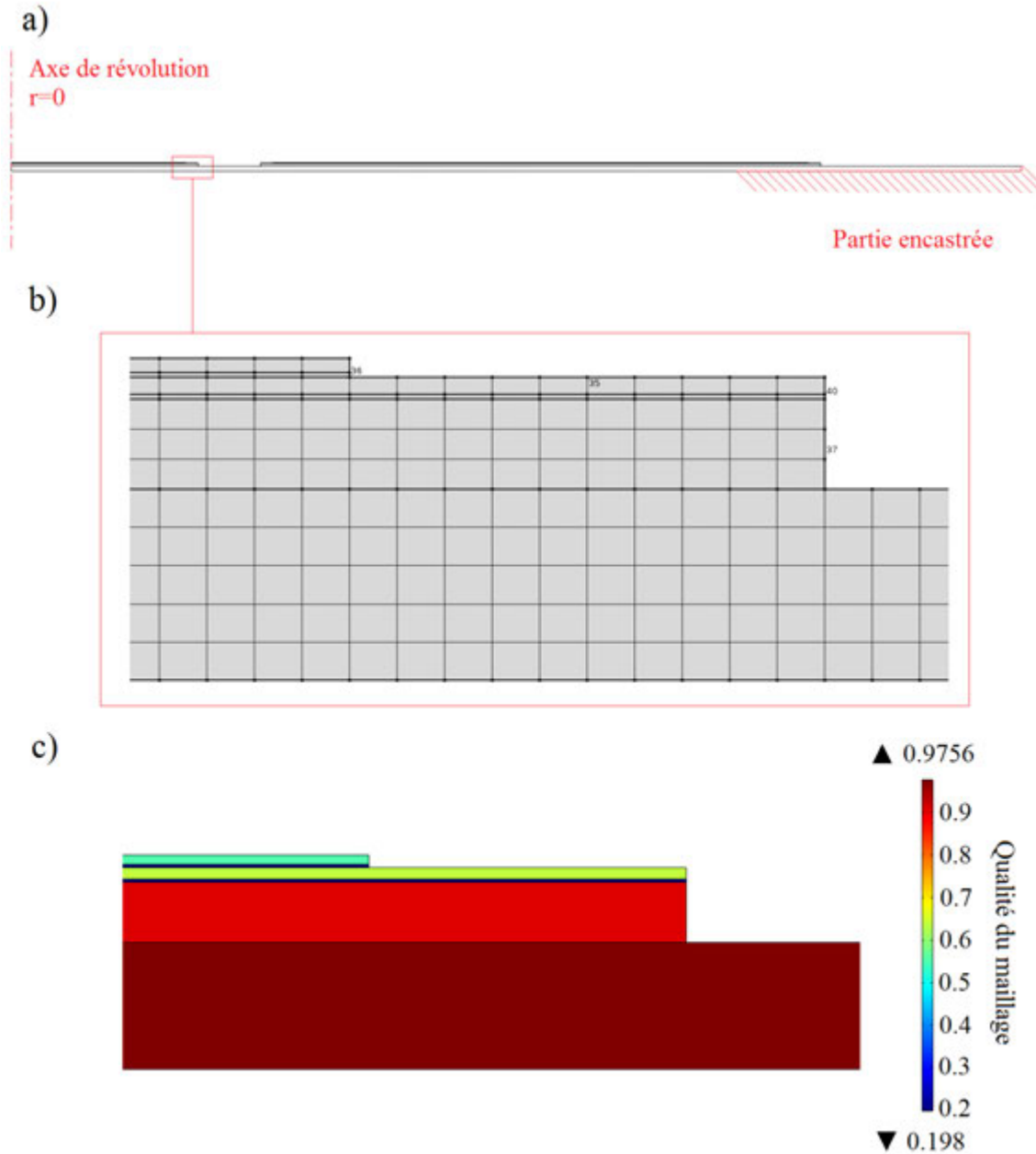


FIGURE 3.4 – a) Exemple de géométrie d'un speaklet dessiné dans Comsol. Le rayon de la membrane est dans ce cas de 600  $\mu\text{m}$ . b) Agrandissement sur portion de la géométrie qui permet de visualiser le maillage. c) Qualité du maillage de chaque couche.

Matériau	Module d'Young (GPa)	Coefficient de Poisson	Epaisseur ( $\mu\text{m}$ )
Or	78	0.42	0.3
Ruthénium	447	0.3	0.1
PZT	100	0.33	0.36 ou 0.54
Platine	168	0.39	0.1
Silice	70	0.17	1.9
Polysilicium	160	0.22	4

Tableau 3.2 – Propriétés mécaniques des couches technologiques composant les speaklets MEMS

à contrainte constante  $\epsilon_r^T$ .

Le PZT étant considéré isotrope, la matrice de compliance est symétrique. Les termes  $s_{11}^E$ ,  $s_{22}^E$  et  $s_{33}^E$  qui définissent les relations existantes entre les déformées et les contraintes normales de même direction valent l'inverse du module de Young du PZT (voir équation 3.1). Les termes  $s_{12}^E$ ,  $s_{13}^E$  et  $s_{23}^E$  définissent les relations entre les déformées et les contraintes normales de directions orthogonales. Ces termes sont définis par le module de Young et le coefficient de Poisson du PZT selon l'équation 3.2. Enfin les termes  $s_{44}^E$ ,  $s_{55}^E$  et  $s_{66}^E$  qui définissent les relations existantes entre les déformées et les contraintes en cisaillement de même direction sont définis par l'équation 3.3.

$$s_{11}^E = s_{22}^E = s_{33}^E = \frac{1}{E_{PZT}} \quad (3.1)$$

$$s_{12}^E = s_{13}^E = s_{23}^E = -\frac{\nu_{PZT}}{E_{PZT}} \quad (3.2)$$

$$s_{44}^E = s_{55}^E = s_{66}^E = \frac{1 + \nu_{PZT}}{E_{PZT}} \quad (3.3)$$

Tous les autres termes qui définissent les relations entre les déformées et les contraintes en cisaillement de directions orthogonales ainsi que ceux définissant les relations entre les déformées normales et les contraintes en cisaillement (et inversement) sont supposés nulles. Au final, la matrice  $s_E$  définie par l'équation 3.4 est obtenue.

$$s_E(1/Pa) = \begin{pmatrix} 1e-11 & -3.3e-12 & -3.3e-12 & 0 & 0 & 0 \\ -3.3e-12 & 1e-11 & -3.3e-12 & 0 & 0 & 0 \\ -3.3e-12 & -3.3e-12 & 1e-11 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1.3e-11 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1.3e-11 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1.3e-11 \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

Dans le chapitre 2, le coefficient piézoélectrique effectif  $e_{31,f}$  a été introduit et s'exprime notamment selon le coefficient piézoélectrique  $d_{31}$  et les paramètres mécaniques  $s_{11}^E$  et  $s_{12}^E$  (voir équation 2.34). Si les 2 derniers paramètres sont remplacés par les expressions des équations 3.1 et 3.2, l'équation 3.5 est obtenue et permet de faire apparaître les propriétés mécaniques du PZT.

$$e_{31,f} = \frac{E_{PZT}d_{31}}{1 - \nu_{PZT}} \quad (3.5)$$

Si  $\nu_{PZT}$  est fixé comme étant égal à 0.33, il est possible de tracer  $e_{31,f}$  et  $d_{31}$  en fonction du module de Young du PZT. Les courbes obtenues, tirées de [81] sont visibles figure 3.5

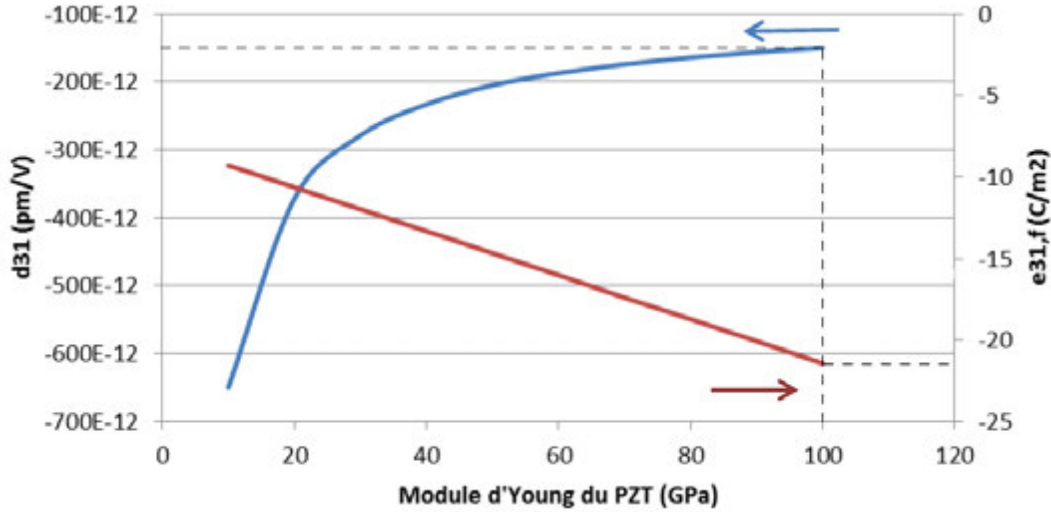


FIGURE 3.5 – Coefficients piézoélectriques en fonction du module d’Young du PZT (100). En bleu :  $d_{31}$ . En rouge :  $e_{31,f}$ . Figure tirée de [81]

Dans cette thèse, il a été choisi d’utiliser un module de Young du PZT de 100 GPa. Pour rester cohérent entre les simulations mécaniques et piézoélectriques, ce module de Young fixe les valeurs de  $d_{31}$  et de  $e_{31,f}$  qui sont alors respectivement de  $-150e-12$  C/N et  $-22.4$  C/m<sup>2</sup> environ. Nous savons à posteriori que le module de Young a été sur-estimé, mais ceci n’a pas d’importance dans le cas d’une simulation où le module piézoélectrique de Comsol est utilisé car le  $d_{31}$  correspondant est en contrepartie sous-estimé. Les membranes des speaklets fonctionnent en flexion et sont donc actionnées par effet transverse, c’est à dire que l’excitation électrique se fait selon l’axe normal au substrat (noté  $\vec{3}$ ) et que les déformations entraînant le mouvement se font dans le plan (axes  $\vec{1}$  et  $\vec{2}$ ). Les propriétés piézoélectriques du PZT dans le plan sont supposées isotropes, ce qui revient à dire que  $d_{31} = d_{32}$ . La thèse de Matthieu Cuff [81] montre que le coefficient  $d_{33}$  peut être pris en compte ou non dans les simulations car son effet est négligeable. Il sera tout de même intégré dans les calculs, ainsi que les coefficients  $d_{24}$  et  $d_{15}$  dont les valeurs sont supposées identiques. Finalement, la matrice  $d$  utilisée dans les simulations est visible équation 3.6.

$$d(C/N) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 300e-12 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 300e-12 & 0 & 0 \\ -150e-12 & -150e-12 & 300e-12 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

Des mesures diélectriques ont été réalisées sur des capacités à l’aide d’un impédancemètre afin de soustraire des valeurs de permittivité relative en fonction de l’épaisseur de PZT et pour les 2 orientations (100) et (111). La figure 3.6, tirée de [81], montre les résultats obtenus. Dans les deux cas, la valeur de la permittivité relative maximale augmente avec l’épaisseur pour atteindre des valeurs comprises entre 1500 et 1550. Pour rappel, l’orientation de la couche de PZT utilisée dans cette thèse est (100) et son épaisseur est de 0.36 ou 0.54  $\mu\text{m}$ , ce qui conduit à une permittivité relative d’environ 1400.

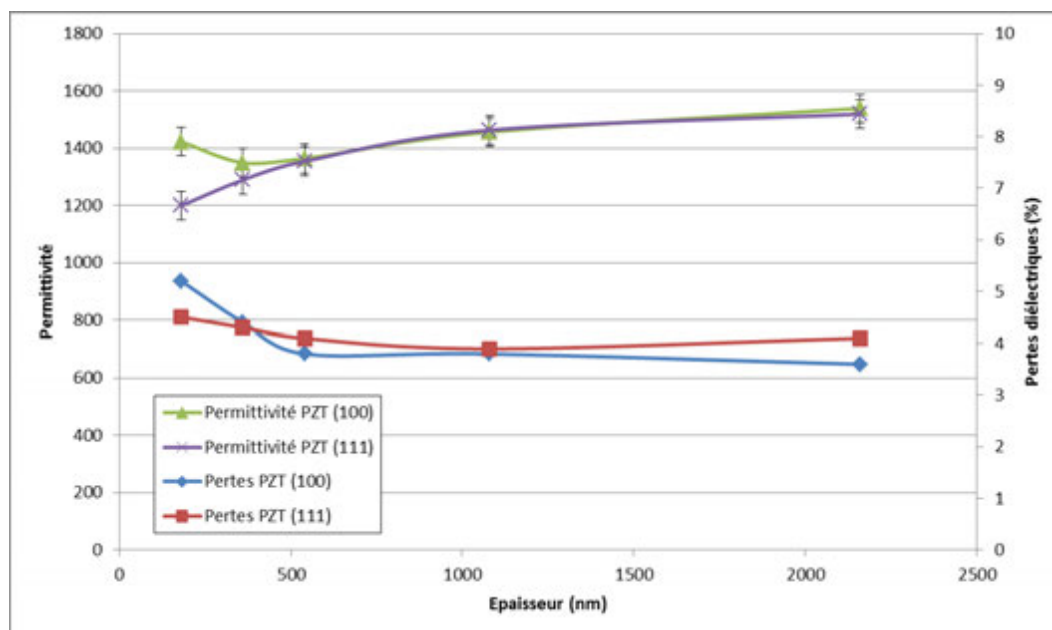


FIGURE 3.6 – Permittivité maximales et pertes diélectriques maximales en fonction de l'épaisseur et de l'orientation. Figure tirée de [81]

La matrice de permittivité est diagonale et en supposant que les termes qui la composent sont de même valeur, la matrice  $\epsilon_r^T$  utilisée est visible équation 3.7.

$$\epsilon_r^T = \begin{pmatrix} 1400 & 0 & 0 \\ 0 & 1400 & 0 \\ 0 & 0 & 1400 \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

### 3.4 Calcul du rayons des speaklets

Le rayon des speaklets a été calculé analytiquement et par éléments finis de façon à satisfaire l'intervalle de fréquences propres stipulé en section 3.1. Dans Comsol, une étude de type modale permet de calculer les fréquences d'apparition d'un nombre donné de modes et de visualiser les déformées modales associées. Il n'y a pas besoin d'appliquer une tension d'entrée et le module mécanique est donc suffisant. Etant donné qu'il a été choisi d'utiliser une représentation 2D axisymétrique, seules les modes ne contenant pas de diamètres nodaux sont calculables.

Les fréquences d'apparition des 4 premiers modes constitués uniquement d'un ou plusieurs cercles nodaux ont donc été calculées en modifiant le rayon des speaklets, le premier mode étant bien entendu celui qui nous intéresse le plus. Les fréquences calculées avec la formule analytique sont comparées avec celles obtenues sous Comsol. Des pourcentages d'écarts ont été calculées en prenant les résultats de la formule analytique comme référence. Dans le cas de cette formule analytique, seules les propriétés mécaniques de la couche de polysilicium sont prises en compte. Le paramètre géométrique  $A$ , qui définit la largeur des actionneurs, ainsi que l'épaisseur de PZT ne sont pas nécessaires. Par conséquent, tous les speaklets

possédant le même rayon de membrane possèdent les mêmes fréquences propres. Par contre, dans le cas des simulations par éléments finis, il est nécessaire de dessiner la structure et donc de faire un choix concernant le paramètre  $A$  et l'épaisseur de PZT. Ce choix est indiqué dans une colonne dédiée en donnant le nom de la variante selon les indications de la section 3.2. Des tests ont été effectués pour connaître l'influence du paramètre  $A$  sur les fréquences d'apparition des modes propres et des variations maximales de l'ordre de 5 % environ ont été constatées. Les simulations ont de plus été effectuées pour les 2 épaisseurs de PZT existantes. Les résultats obtenus sont visibles dans le tableau 3.3.

Rayon (μm)	Mode (ij)	Formule analytique		Cmsol 2D axisymétrique					
		$\lambda_{ij}^2$	$f_{ij}$ (Hz)	Variante simulée	$f_{ij}$ (Hz)	% d'écart (ref : analytique)	Variante simulée	$f_{ij}$ (Hz)	% d'écart (ref : analytique)
400	00	10,22	9,97E+04	R400A100 0,36	1,16E+05	16	R400A100 0,54	1,17E+05	17
	01	39,77	3,88E+05		4,53E+05	17		4,57E+05	18
	02	89,1	8,69E+05		9,90E+05	14		1,00E+06	15
	03	158,2	1,54E+06		1,74E+06	13		1,75E+06	13
500	00	10,22	6,38E+04	R500A200 0,36	7,80E+04	22	R500A200 0,54	7,91E+04	24
	01	39,77	2,48E+05		2,75E+05	11		2,77E+05	12
	02	89,1	5,56E+05		6,52E+05	17		6,60E+05	19
	03	158,2	9,88E+05		1,13E+06	14		1,15E+06	16
600	00	10,22	4,43E+04	R600A300 0,36	5,42E+04	22	R600A300 0,54	5,50E+04	24
	01	39,77	1,72E+05		1,96E+05	14		1,98E+05	15
	02	89,1	3,86E+05		4,45E+05	15		4,50E+05	16
	03	158,2	6,86E+05		7,99E+05	16		8,08E+05	18
800	00	10,22	2,49E+04	R800A400 0,36	3,05E+04	22	R800A400 0,54	3,09E+04	24
	01	39,77	9,70E+04		1,11E+05	14		1,12E+05	15
	02	89,1	2,17E+05		2,52E+05	16		2,55E+05	17
	03	158,2	3,86E+05		4,55E+05	18		4,61E+05	19
2500	00	10,22	2,55E+03	R2500A1000 0,36	3,12E+03	22	R2500A1000 0,54	3,17E+03	24
	01	39,77	9,93E+03		1,17E+04	18		1,18E+04	19
	02	89,1	2,23E+04		2,71E+04	22		2,75E+04	24
	03	158,2	3,95E+04		4,67E+04	18		4,73E+04	20

Tableau 3.3 – Calcul analytique et par éléments finis des fréquences d'apparitions des 4 premiers modes propres composés uniquement de cercles nodaux pour plusieurs variantes de speaklets.

Pour chaque variante et chaque mode, les simulations par élément finis fournissent des valeurs supérieures à la formule analytique en gardant des pourcentages d'écarts relatifs assez constant d'environ 18 %. Ceci s'explique par les simplifications effectuées dans la formule analytique. Pour être dans l'intervalle de fréquence propre (mode 00) qui va de 3 à 120 kHz, le tableau 3.3 montre que les rayons doivent varier respectivement de 2500 à 400 μm. Entre ces 2 valeurs extrêmes, il a été décidé de fixer 3 autres rayons de 500, 600 et 800 μm. D'après le tableau 3.3, 3 nouvelles fréquences propres sont alors obtenues, et valent respectivement 80, 55 et 30 kHz environ. Les rayons étant définis, il faut ensuite dimensionner les actionneurs.



### 3.5 Dimensionnement des actionneurs

Pour dimensionner les actionneurs internes et externes, la formule analytique 2.36 et le modèle éléments finis ont de nouveau été mis à contribution en calculant la déflexion du centre de la membrane sous une tension de 15 V et en fonction du paramètre géométrique  $A$  (voir figure 3.3). Puisqu'une tension doit être appliquée, le module piézoélectrique de Comsol est nécessaire. L'étude a été menée pour chacun des rayons sélectionnés et pour une épaisseur de PZT de  $0.36 \mu\text{m}$ . Dans le cas des simulations par éléments finis, l'influence de la prise en compte ou non des non linéarités dues aux grands déplacements a été testée. Les résultats sont visibles figure 3.7.

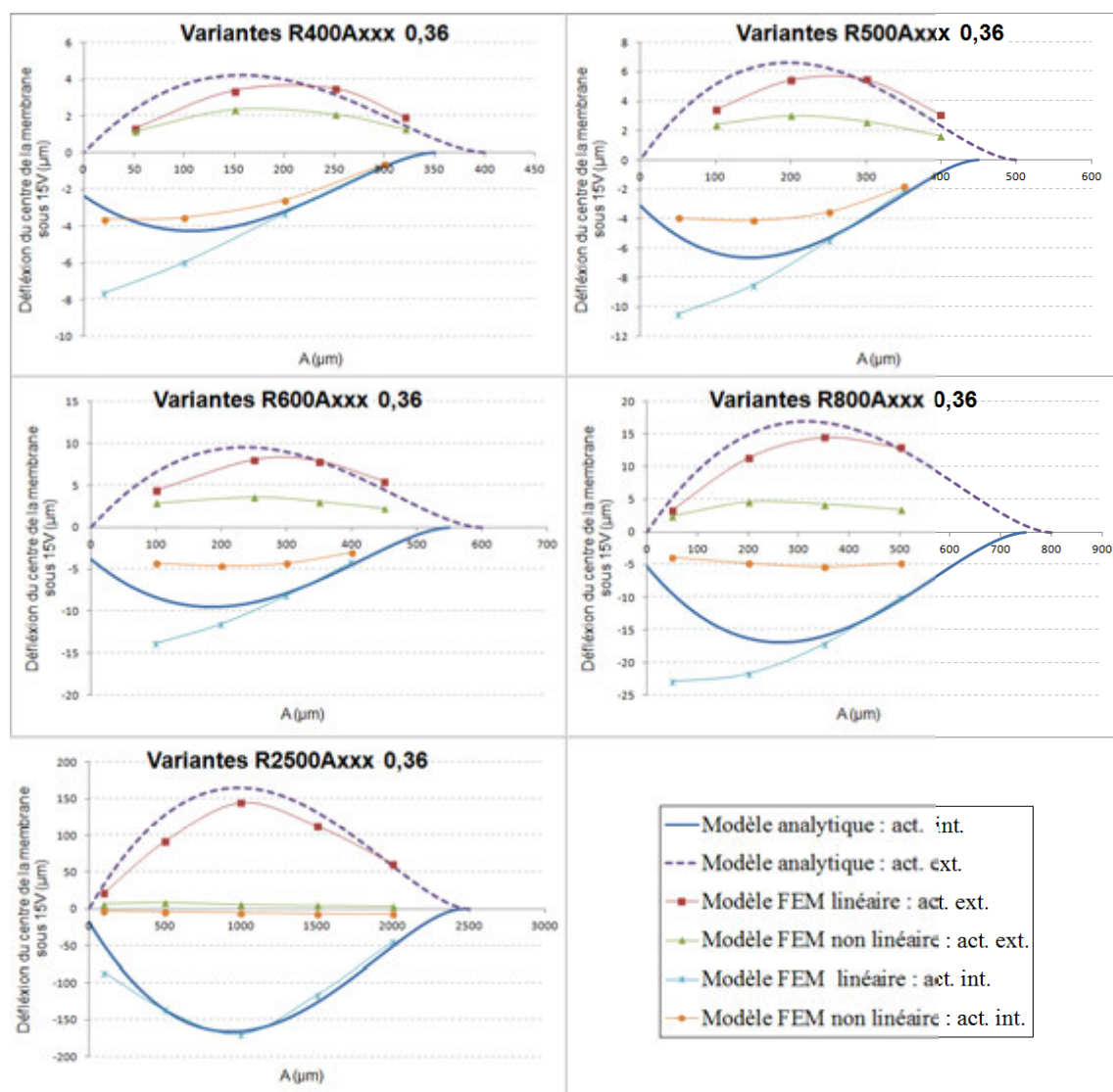


FIGURE 3.7 – Déflexion au centre de di érentes variantes de speaklet en fonction du paramètre géométrique  $A$ .

Pour une même variante de speaklet, le modèle analytique prévoit des déflexions qui sont de sens opposés pour l'actionneur interne et externe et d'amplitude égale mais décalées de 50  $\mu\text{m}$  selon l'axe des abscisses, ce qui représente la distance entre les 2 actionneurs. Cet espace a donc évidemment relativement plus d'importance si le rayon du speaklet est faible. Les courbes de la figure 3.7 montrent que ce modèle analytique et le modèle éléments finis linéaire donnent des résultats souvent très proches, ce qui tend à valider ces 2 modèles. Le modèle éléments finis semble toutefois ne pas très bien fonctionner lorsque l'actionneur interne est utilisé et que le paramètre  $A$  est petit. L'allure de la courbe obtenue n'est en effet pas la bonne et les déflexions sont certainement surestimées. Pour ces 2 modèles linéaire, des déflexions maximales de plus de 150  $\mu\text{m}$  sont obtenus pour le speaklet de 2500  $\mu\text{m}$  de rayon. Une telle valeur serait très appréciable mais est malheureusement peu crédible et il devient nécessaire d'ajouter des non linéarités dus aux grandes déformations dans les simulations par éléments finis.

La prise en compte des non linéarités diminue logiquement les déflexions simulées, de façon relativement plus importante lorsque les rayons et les valeurs de déflexions augmentent. Ainsi pour le speaklet de 400  $\mu\text{m}$  de rayon, un écart de -41% environ est obtenu dans le pire des cas entre le modèle analytique et le modèle élément finis en prenant le premier comme référence tandis que cet écart est de -97% environ pour le speaklet de 2500  $\mu\text{m}$  de rayon. L'allure des courbes est cette fois en accord avec le modèle analytique même lorsque  $A$  est faible sauf pour le speaklet de 2500  $\mu\text{m}$  de rayon, bien que ceci ne soit pas visible à cause des différences d'amplitudes et de l'échelle fixe. Dans ce dernier cas, seul l'ordre de grandeur des déflexions obtenues sera donc retenu (entre 5 et 10  $\mu\text{m}$ ).

Le même genre de résultats est obtenu avec une épaisseur de PZT de 0.54  $\mu\text{m}$  et il est donc possible de choisir des tailles d'actionneurs optimaux définis par le paramètre  $A$  en fonction des rayons de membrane. En utilisant la dénomination des variantes de speaklets, les meilleurs résultats devraient être obtenues avec  $R400A150$ ,  $R500A170$ ,  $R600A200$ ,  $R800A300$  et  $R2500A1000$ .

Un type spécial de speaklet, visible figure 3.8, sera également fabriqué et possède un actionneur externe en forme de peigne afin de libérer les contraintes dans cet actionneur. Des déflexions plus importantes sont alors attendues par rapport à un actionneur externe classique en forme de couronne. Ce type de speaklet sera dénommé  $RxBEAM z$ . La largeur de l'actionneur externe  $A$  est fixé à 200  $\mu\text{m}$  quelque soit le rayon afin de simplifier les dessin sur les masques de lithographie. Il n'est pas possible de simuler ce type de speaklet avec le modèle éléments finis utilisé à cause de sa formulation 2D axisymétrique, mais son efficacité par rapport aux speaklets classiques sera testé expérimentalement.

### 3.6 Calcul de la déflexion du centre du speaklet

Si le paramètre géométrique  $A$  est fixé, la formule analytique 2.36 permet de calculer la déflexion du centre d'un speaklet en fonction de la tension appliquée sur un type d'actionneur. Dans la section précédente, il a été démontré que la prise en compte des non-linéarités peut jouer un rôle important. Le modèle analytique est donc dans cette partie de nouveau comparé au modèle éléments finis incluant ou non les non-linéarités. Ceci est utile pour définir une tension d'utilisation maximale à partir de laquelle les non-linéarités rendent l'augmentation de la tension inefficace. Ces études ont été menées sur plusieurs variantes de speaklet proches des dimensions optimales définit en section 3.5. Les figures 3.9 et 3.10 présentent respectivement les résultats obtenus pour les variantes  $R400A200$  0.36 et  $R2500A1000$  0.36. Pour les rayons intermédiaires, voir l'annexe B.

La formule analytique et le modèle éléments finis linéaire conduisent à des droites très proches avec des écarts inférieures à 10% à 15 V. Parmi les courbes tracées, seules celles de la variante  $R600A400$  0.36 conduisent à des écarts plus importants, de l'ordre de 30% (en prenant le modèle analytique comme

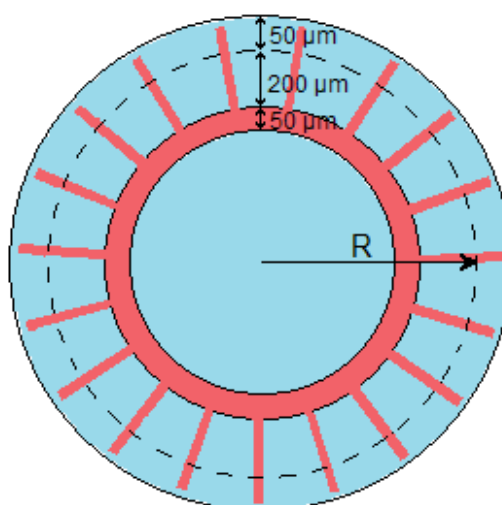


FIGURE 3.8 – Illustration de la variante *BEAM* qui possède un actionneur externe de largeur fixe en forme de peigne

référence).

Pour tracer les simulations prenant en compte les non-linéarités, 3 points ont été simulés sous Comsol pour chacune des variantes sélectionnées et pour les 2 types d'actionneurs. Ces points se situent à 5, 10 et 15 V. Les nouvelles courbes obtenues s'éloignent de plus en plus rapidement des 2 autres lorsque le rayon du speaklet en question augmente. Ceci est en accord avec ce qui a été observé en section 3.5. Ainsi, pour le speaklet *R400A200* 0.36, on peut considérer que les modèles linéaires sont relativement fiables jusqu'à 10 V. A partir de ce point et pour cette variante, les valeurs du modèle non linéaire possèdent -18% d'écarts environ avec les valeurs des modèles linéaires. Passer ce point, l'écart augmente (en valeur absolue) mais il reste toutefois intéressant d'augmenter la tension jusqu'à 15 V car la courbe est encore clairement croissante. Lorsque le rayon augmente, la tension à partir de laquelle les modèles linéaire et non linéaire ne correspondent plus diminue. Pour la variante *R2500A1000* 0.36, ces 2 modèles donnent des résultats très différents même en basse tension. De plus, dès 5 V, la déflexion n'augmente plus et monter en tension semble inutile. Les mêmes conclusions auraient été obtenues avec une épaisseur de 0.54 µm. En faisant un compromis entre les différents rayons, l'utilisation unique d'un pulse de tension de 15 V semble être un choix globalement satisfaisant en terme d'efficacité.

### 3.7 Calcul de la pression générée en fonction du rayon

Dans cette section, la pression générée par des speaklets de différents rayons en fonction de la fréquence sera calculée de façon analytique et par éléments finis. Dans ce second cas, le module piézoélectrique sera utilisé pour appliquer une différence de potentiel sinusoïdale entre les 2 électrodes d'un actionneur. Pour ces calculs et ces simulations, le coefficient d'amortissement a été choisi constant en fonction du rayon des speaklets et de la fréquence et vaut  $1e-4$ . Ce choix arbitraire n'a pas d'influence sur les comparaisons hors résonance ou sur des études réalisées de manière relative. Les courbes seront enfin tracées volontairement jusqu'à des fréquences largement inaudibles pour l'oreille humaine afin de visualiser le comportement

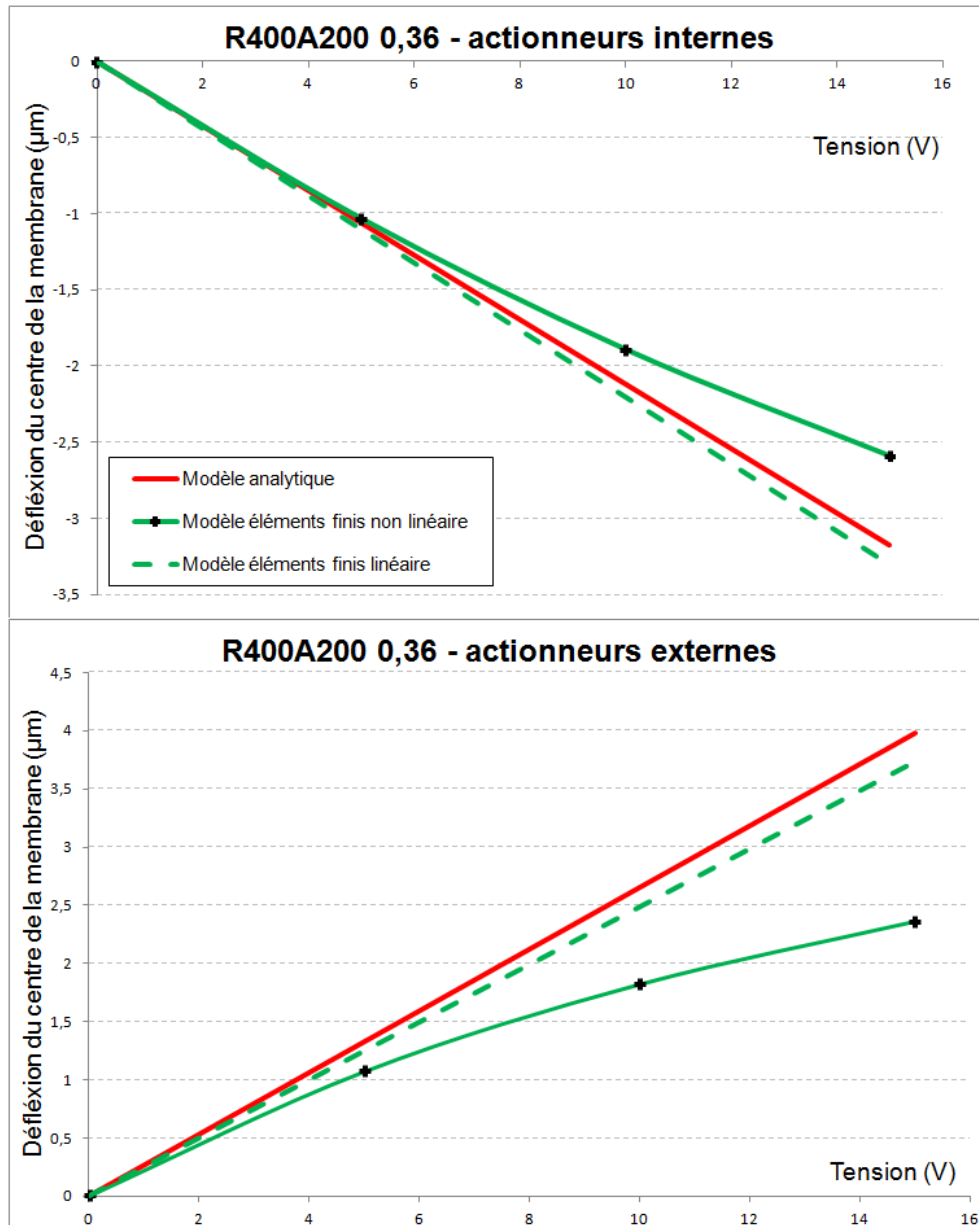
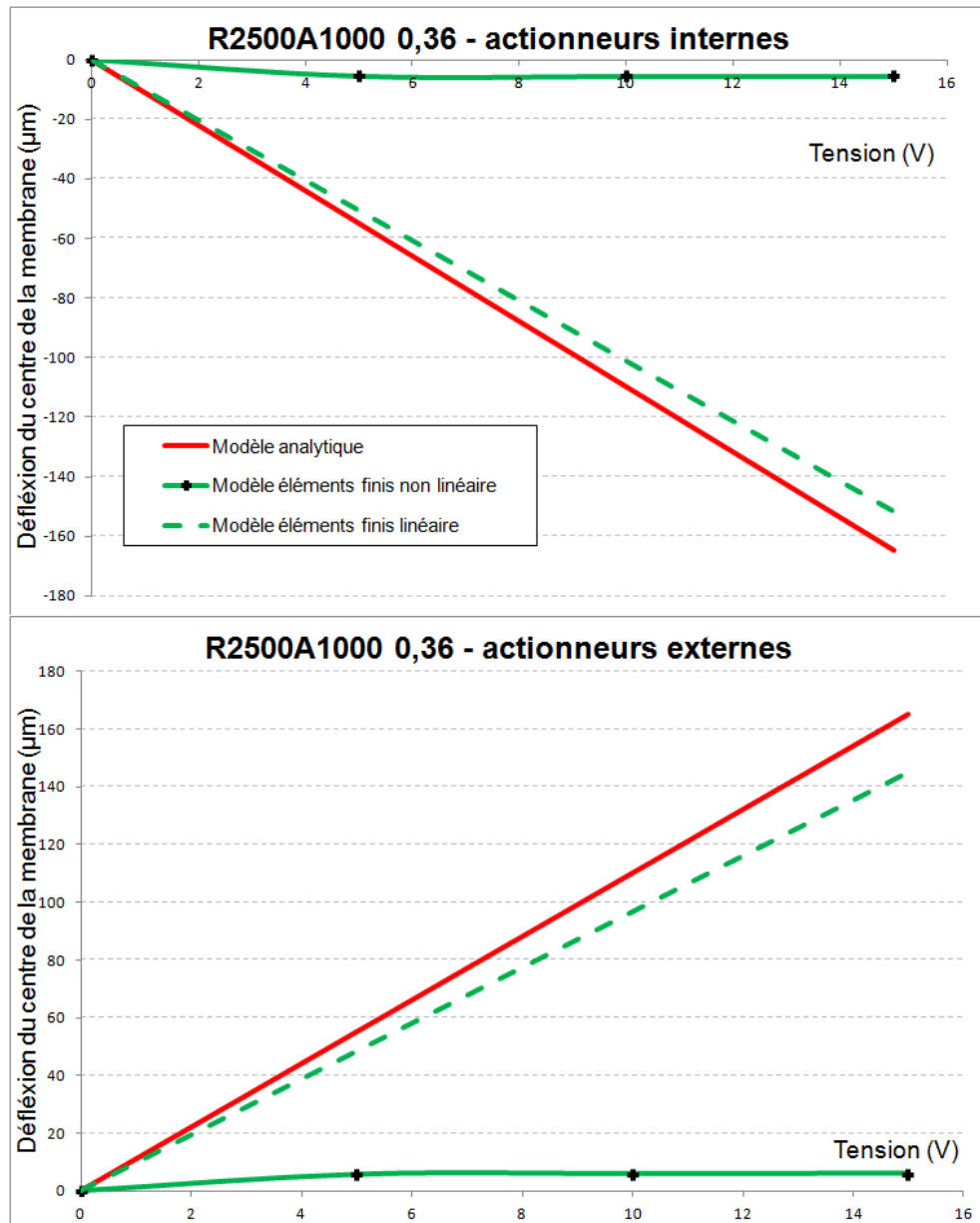


FIGURE 3.9 – Déflexion théorique et simulée du centre de la membrane d’un speaklet R400A200 0.36

FIGURE 3.10 – Déflexion théorique et simulée du centre de la membrane d'un speaklet *R2500A1000 0.36*

mécanique des speaklets au moins jusqu'à leurs fréquences propres.

### 3.7.1 Validation du modèle analytique

Dans la partie théorique de cette thèse, section 2.4, la combinaison de différentes équations a permis d'obtenir l'expression 2.58 qui définit le module de la pression générée par un speaklet à une certaine distance en fonction de la fréquence, de différents paramètres mécaniques et piézoélectriques ainsi que du rayon du speaklet et des dimensions des actionneurs. Cette expression peut être modifiée afin de donner le module de l'accélération plutôt que celui de la pression (voir équation 3.8).

$$|Acc(\omega)| = \frac{8\pi\omega^2 e_{31,f} V_p z_p r_0^2 \ln(a/r_0)}{a^2 \sqrt{\left(\frac{16\pi D}{a^2} - \frac{192\omega^2 \pi D a^2 \gamma(1-\nu^2)}{(10.22)^2 E h^3}\right) + (\omega\lambda)^2}} \quad (3.8)$$

Ce modèle analytique est basé sur un modèle dynamique à 1 degré de liberté, ce qui signifie qu'à basses fréquences, c'est à dire pour  $\omega \ll \omega_0$ ,  $\omega_0$  étant la pulsation propre, le comportement du système est dominé par la raideur et le module de l'accélération augmente de +12 dB/octave. En haute fréquence, le système est dominé par la masse et le module de l'accélération reste constant en fonction de la fréquence. Pour rappel, la raideur est issue d'un modèle de déflexion statique et la masse effective du mode 00 a été obtenue à partir de l'équation 2.41 donnant la fréquence d'apparition de ce mode, en prenant  $\lambda_{ij} = 10.22$  (voir tableau 2.4).

L'accélération du centre d'un speaklet dont le rayon vaut 800  $\mu\text{m}$  et dont la largeur des actionneurs varie a été calculée de façon analytique et par éléments finis en faisant varier la fréquence d'une tension d'entrée d'amplitude 15 V. La figure C.1 présente les résultats obtenus en appliquant la tension sur les actionneurs internes. A basses fréquences et pour les deux types de modèles, les échelles logarithmiques des axes permettent de constater facilement la pente de +12 dB par octave. Au niveau des pics de résonance, des décalages existent entre les 2 modèles et correspondent à ce que prédisait le tableau 3.3. Passée cette résonance, les accélérations prédites par le modèle analytique décroissent légèrement et tendent à se stabiliser. Ceci n'est plus vrai pour les simulations par éléments finis où les modes secondaires apparaissent. Etant donné la représentation 2D axisymétrique du modèle, les modes possédant des diamètres nodaux n'apparaissent pas. Un pic négatif est cependant visible après le mode 00 dans certaines simulations éléments finis. D'après le tableau 2.4, le premier mode à apparaître après le mode 00 est le 10. Ce pic correspond donc certainement à un mélange des modes 00 et 10.

Venons en maintenant à ce qui a motivé cette étude : la comparaison des amplitude des accélérations entre les 2 modèles. A basses fréquences, le modèle analytique fournit des accélérations au centre des speaklets plus importantes que le modèle éléments finis, pour des largeur d'actionneurs équivalents. En haute fréquence, bien que la comparaison entre les 2 modèles soit difficile à cause de l'apparition des modes secondaires dans les résultats du modèle éléments finis, le modèle analytique semble donner une assez bonne approximation de l'accélération pour la plupart des géométrie d'actionneurs. Bien que les évolutions d'amplitudes en fonction de la taille des actionneurs soient les mêmes pour les 2 types de modèles, l'écart se creuse toutefois avec les speaklets possédant des dimensions d'actionneurs les moins optimisés, comme R800A600 et R800A700.

Afin de valider définitivement le modèle analytique, au moins concernant les accélérations des speaklets possédant des actionneurs dont les dimensions sont assez proches des optimaux, une seconde étude a été réalisée. Elle consiste à simuler sous Comsol l'accélération du centre du speaklet R800A300 0.36 lorsque l'actionneur interne est soumis à différentes tensions et à vérifier que le modèle analytique suit bien les

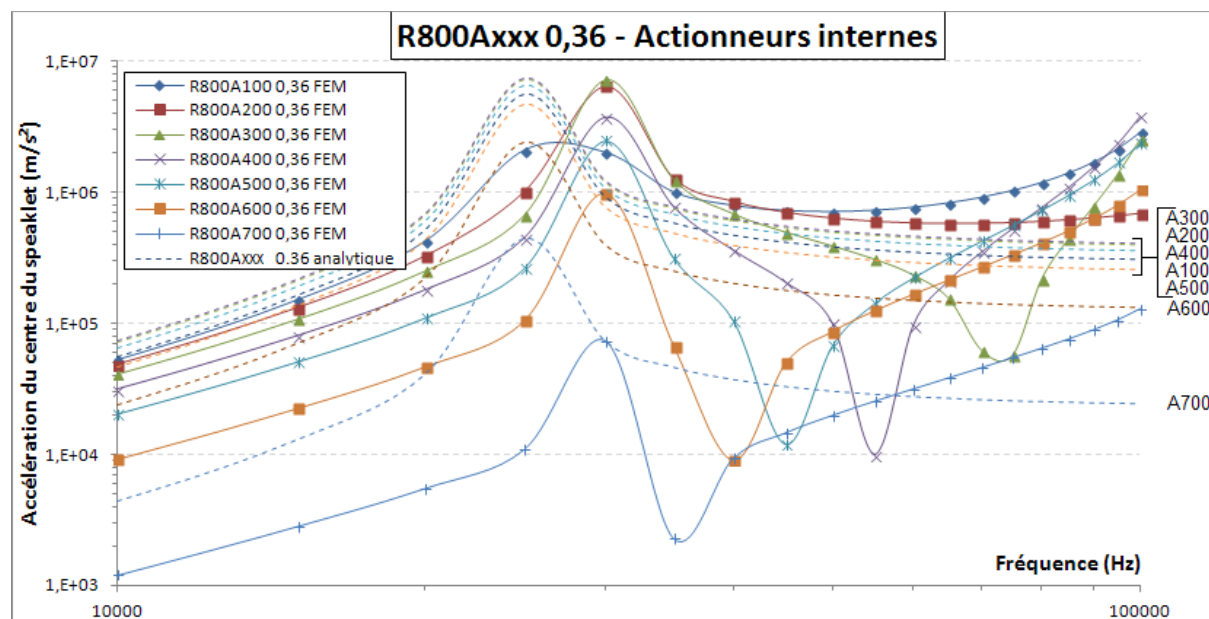


FIGURE 3.11 – Accélération du centre de speaklets de 800  $\mu\text{m}$  de rayon et de taille d'actionneurs variables, obtenue en fonction de la fréquence en utilisant une tension d'amplitude 15 V.

variations obtenues. Les résultats sont visibles figure C.2. Les tensions utilisées valent 1, 5, 10 et 15 V. A basses fréquences, le modèle analytique est toujours légèrement au dessus des valeurs obtenues par éléments finis. Par contre après la fréquence propre, les 2 modèles se croisent à 40 kHz environ (point repéré par un trait en pointillé rouge sur la figure). Pour le modèle éléments finis, cette fréquence se situe avant le pic négatif. Ceci démontre la validité du modèle analytique tant qu'il est appliqué en connaissant ses limitations. D'après la formule 2.58, l'accélération et la pression varient linéairement avec la tension alors que les simulations par éléments finis incluant les non linéarités de la section 3.6 ont montrés que ceci n'est pas le cas du déplacement en statique.

Ces 2 études ont également été réalisées en utilisant l'actionneur externe dans les simulations par éléments finis. Les résultats, visibles en annexe C, conduisent aux mêmes conclusions.

### 3.7.2 Calcul de pressions générées par différentes variantes de speaklets

Le modèle analytique étant validé, il a ensuite été utilisé pour calculer les pressions théoriques générées à 1 m par des speaklets de différents rayons. Les résultats obtenus pour des rayons de 200, 400, 800 et 2500  $\mu\text{m}$ , avec des tailles d'actionneurs proches des dimensions optimales et en utilisant une tension de 15 V sur l'actionneur interne sont visibles figure 3.13a. Le modèle analytique montre qu'un speaklet de grand rayon permet d'obtenir de plus hauts niveaux de pression en basse fréquence, c'est à dire avant la fréquence propre. Par contre, passé le pic de résonance, la pression obtenue est la même quelque soit le rayon du speaklet en question et vaut environ 70 dB.

Bien que la validité du modèle analytique a été démontrée, il a tout de même été comparé avec des pressions recalculées à partir d'accélération obtenues par éléments finis. Une tension de 15 V a donc été appliquée sur les actionneurs internes de différents speaklets possédant les mêmes dimensions que



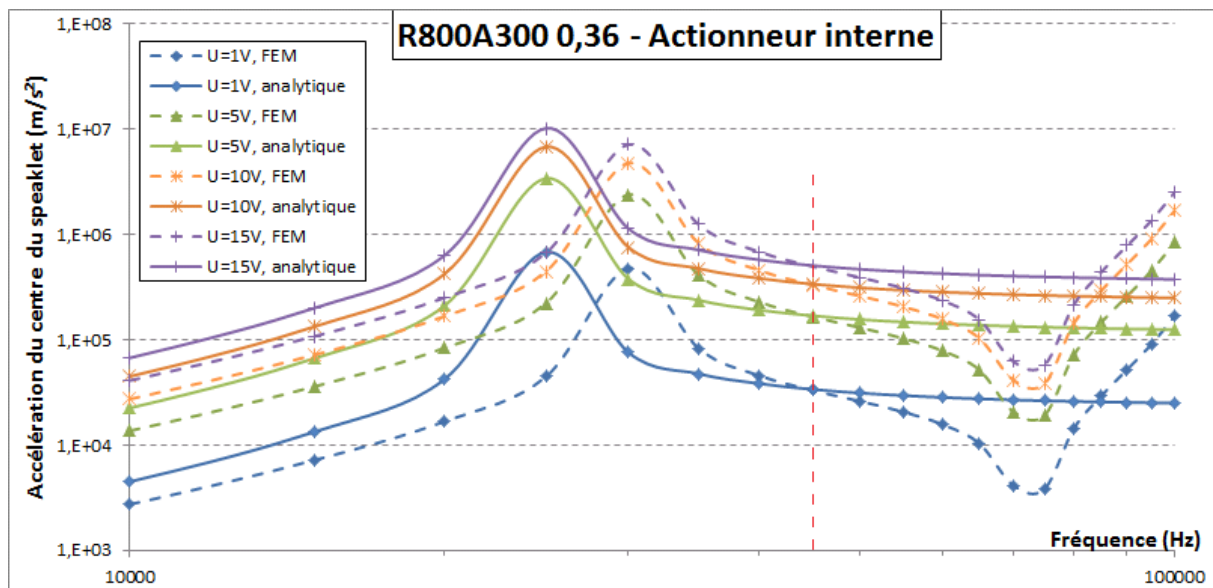


FIGURE 3.12 – Accélération du centre du speaklet *R800A300 0.36* obtenue en fonction de la fréquence et sous différentes tensions d'alimentation.

précédemment. En exportant les accélérations simulées du centre des membranes et en appliquant le modèle de rayonnement monopolaire, les courbes de la figure 3.13b ont été tracées. Les fréquences supérieures au mode 00 ont été laissées visibles sur les courbes mais le modèle monopolaire n'est en réalité plus applicable à partir du moment où la déformée de la membrane conduit à des zones de pression et de dépression qui s'annulent. On considèrera qu'il est possible d'appliquer le modèle monopolaire jusqu'à des fréquences situées entre le pic positif représentant le mode 00 et le pic négatif représentant un mélange des modes 00 et 10. En relevant les amplitudes des pressions pour chacune des variantes entre ces 2 pics, des valeurs proches de 70 dB sont de nouveau obtenues, ce qui confirme les conclusions tirées du modèle analytique.

### 3.7.3 Analyse et choix des rayons les plus adaptés

Pour choisir les speaklets les mieux adaptés pour émettre certaines fréquences, les courbes en pression de la figure 3.13a ne sont pas les plus faciles à analyser. Pour cela, il est préférable de comparer les pressions générées par les speaklets par rapport à leurs surfaces. Ces pressions surfaciques, qui sont égales aux accélérations à un facteur près, sont tracées figure 3.14. Si, à une fréquence donnée, la courbe correspondant à un premier speaklet est au dessus d'une autre correspondant à un second speaklet, cela signifie que le premier est plus efficace que le second.

En traçant ce type de courbes pour plusieurs rayons de speaklet et en relevant des points à certaines fréquences, il est possible de tracer la pression surfacique en fonction du rayon des speaklet, ce qui permet une comparaison encore plus rapide. Cela a été fait pour des fréquences de 1, 5, 10 et 15 kHz. Les résultats obtenus sont visibles figure 3.15. Les courbes tracées montrent que l'efficacité d'un speaklet augmente avec son rayon jusqu'à un optimal où la fréquence propre du speaklet et la fréquence cible sont les mêmes. Une fois que la fréquence propre du speaklet est supérieure à la fréquence cible, augmenter le rayon rend le speaklet moins efficace, comme les montre les courbes décroissantes. Pour les fréquences situées entre 5 et

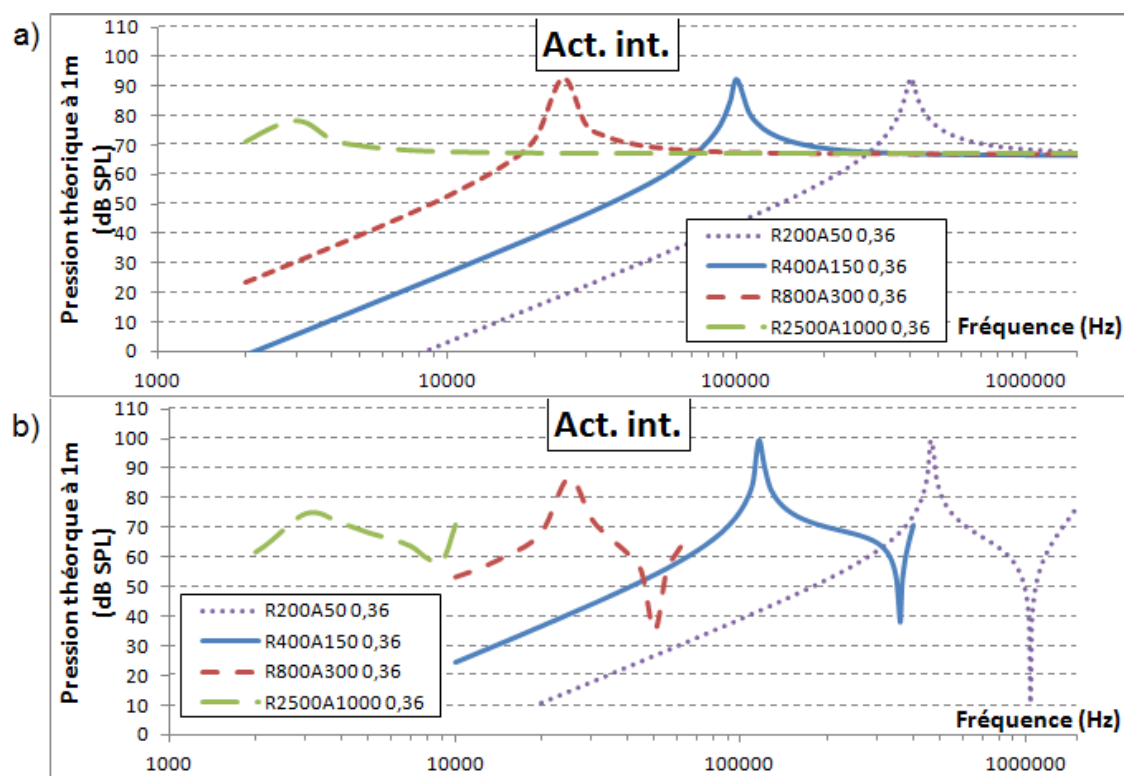


FIGURE 3.13 – a) Pressions théoriques générées par plusieurs variantes de speaklets d’après la formule analytique 2.58. b) Pressions obtenues à l’aide du modèle monopolaire et d’accélération simulées avec Comsol.

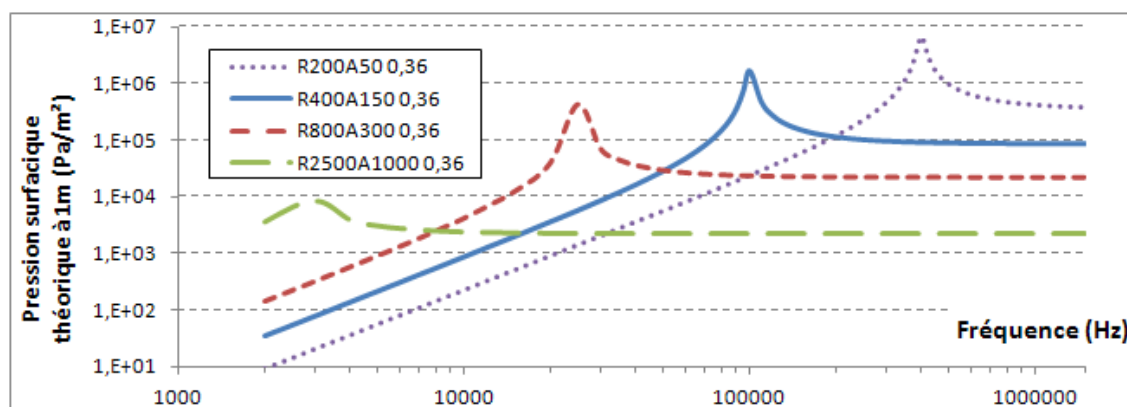


FIGURE 3.14 – Pressions surfaciques théoriques générées par plusieurs variantes de speaklets d’après la formule analytique 2.58.

10 kHz, les speaklets les plus efficaces possèdent des rayons compris entre 800 et 2500  $\mu\text{m}$  environ, ce qui conforte notre choix de rayon de speaklets. Pour reproduire le plus efficacement un signal de 1 kHz, un speaklet possédant un rayon de 5500  $\mu\text{m}$  environ est nécessaire. Mais par rapport à des rayons plus petit, le gain est assez faible. En effet, pour une augmentation de rayon importante qui passe de 2500 à 5000  $\mu\text{m}$ , la pression surfacique n'est augmenté que de 2.3 fois environ, ce qui correspond à une augmentation de 7 dB environ. Ce ralentissement de l'augmentation d'efficacité se constate facilement par le coefficient directeur de la pente qui est faible. L'axe des ordonnées étant en échelle logarithmique les variations tracées sont directement celles perçues par l'oreille humaine. Ceci conforte également le choix de ne pas dépasser le rayon de 2500  $\mu\text{m}$ . Par contre en dessous d'un rayon de speaklet de 2500  $\mu\text{m}$ , l'amplitude de la courbe représentant un signal de 1 kHz est nettement en dessous de celles correspondant aux fréquences 5, 10 et 15 kHz. En effet des différences d'environ 30 dB sont constatés. Si une musique complexe est reproduite de façon analogique ou digitale (voir section 2.1.2) avec des speaklets dont le rayon est inférieur à 2500  $\mu\text{m}$ , ceci aura pour conséquences l'absence de sensation de basse. Si un son sinusoïdale de basse fréquence est reproduit, il sera de faible niveau par rapport aux sons plus hauts en fréquence. Un autre problème existe de toute façon avec les speaklets de grandes dimensions : ils conduisent à des HPDM de grandes tailles ou si la taille est définie, à des HPDM possédant peu de speaklets.

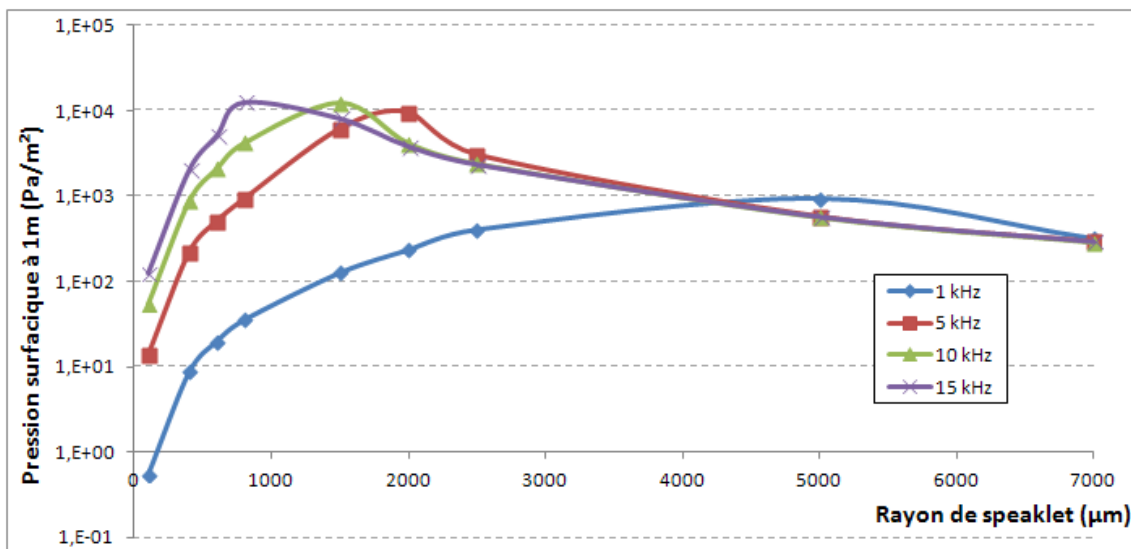


FIGURE 3.15 – Pressions surfaciques théoriques tracées en fonction des rayons de speaklets pour différentes fréquences. Les tailles des actionneurs choisies sont optimales

### 3.8 Choix des HPD et répartition sur le Wafer

Les études réalisées dans ce chapitre permettent de dimensionner les speaklets, que ce soit en terme de rayon ou de taille d'actionneur, pour qu'ils soient le plus efficaces possible. Il a été choisi de regrouper ces différents speaklets en matrices uniformes sur des puces carrées de  $1.4 \times 1.4 \text{ mm}^2$  ou sur des puces 2 fois plus grandes de  $2.8 \times 2.8 \text{ mm}^2$  en fonction de la taille et du nombre de speaklets. Les matrices comportent alors 7, 36 ( $6 \times 6$ ) ou 64 ( $8 \times 8$ ) speaklets indépendant et capables d'émettre des pulses positifs et négatifs.

En terme de résolution, chaque variante de matrice permet respectivement 15 pas de quantification (soit 1 pas de moins 4 bits), 73 pas de quantification (soit 11 de plus que 6 bits) et 129 pas de quantification (soit 1 pas de plus que 7 bits). La figure 3.16 présente un Wafer de 8" où la répartition des différentes matrices sont visibles et sont repérées par le nom des variantes de speaklets qui les composent. Le nombre de speaklets d'une matrice est indiqué entre parenthèse. Des figures présentant le même Wafer mais avec les matrices en place plutôt que leurs noms est visible en annexe I.

Bien que le paramètre géométrique  $A$  possède un optimal pour chaque rayon de speaklet, il a été choisi de s'en éloigner volontairement pour certains speaklets afin d'effectuer des tests permettant de valider les modèles théoriques. La puce appelée « UNITAIRE » comporte de façon individuelle au moins un speaklet des variantes présentes sur tout le Wafer. Cette puce est très pratique pour effectuer des tests mécaniques sur de nombreuses variantes plus rapidement.

## 3.9 Simulation de la pression générée par un HPDM par calcul numérique

### 3.9.1 Présentation du simulateur acoustique

Un simulateur acoustique a été codé sous le logiciel de calcul numérique Matlab. Ce programme possède une interface graphique (voir figure 3.17) et est divisé en sous-fenêtre qui permettent de rentrer différentes valeurs ou paramètres nécessaires au calcul final :

- *Pilotage* : permet d'ajouter ou de retirer trois options de pilotage. La première consiste à diviser les speaklets en 2 groupes qui émettent respectivement et uniquement des pulses de pression positifs et des pulses de pression négatifs. La seconde option interdit de réactiver à la période  $(i + 1).T_r$  un speaklet qui a été activé à la période  $i.T_r$  précédente. Enfin la troisième option permet de reconstruire le son en utilisant qu'un seul type de pulses (positifs ou négatifs), ce qui correspond dans le cas de nos HPDM à l'utilisation d'un seul des 2 types d'actionneurs piézoélectriques.
- *Design matrice* : permet de rentrer le nombre de speaklets et leurs coordonnées spatiales ainsi que celles du point d'écoute. Ces différentes données permettent de calculer les différences de marches de chacun des speaklets par rapport au point d'écoute.
- *Design speaklet* : importation ou calcul du pulse de pression de base émit par un speaklet. La première option est de calculer cette pression à partir du déplacement, de la vitesse ou de l'accélération théorique obtenue grâce au modèle à 1 degré de liberté (voir section 2.3.2.2) qui prend en entrée la raideur, la masse, le coefficient d'amortissement et la force. La pression est ensuite calculée en appliquant le modèle de rayonnement monopolaire qui prend en entrée le coefficient correcteur sur les débits acoustiques (voir section 2.1.1.3). La seconde option consiste à importer directement le pulse de pression émis par un speaklet obtenu par une mesure au microphone. La troisième option est une méthode semi-expérimentale qui consiste à calculer la pression produite par un speaklet à partir de fonctions de transfert obtenue expérimentalement et du pulse de tension théorique ou mesuré. Les fonctions de transfert prises en charge sont de la forme *déplacement/tension*, *vitesse/tension* et *accélération/tension*. Les réponses en déplacement, vitesse ou accélération au pulse de tension sont ensuite calculées par convolution puis la pression est obtenue en utilisant le modèle monopolaire.
- *Son à reconstruire* : définition du son à reconstruire et de la fréquence d'horloge. L'amplitude maximale du son est choisie de façon à ce qu'elle corresponde à l'amplitude obtenue lorsque le nombre maximal de speaklets activables simultanément (qui dépend du choix du pilotage) est utilisé

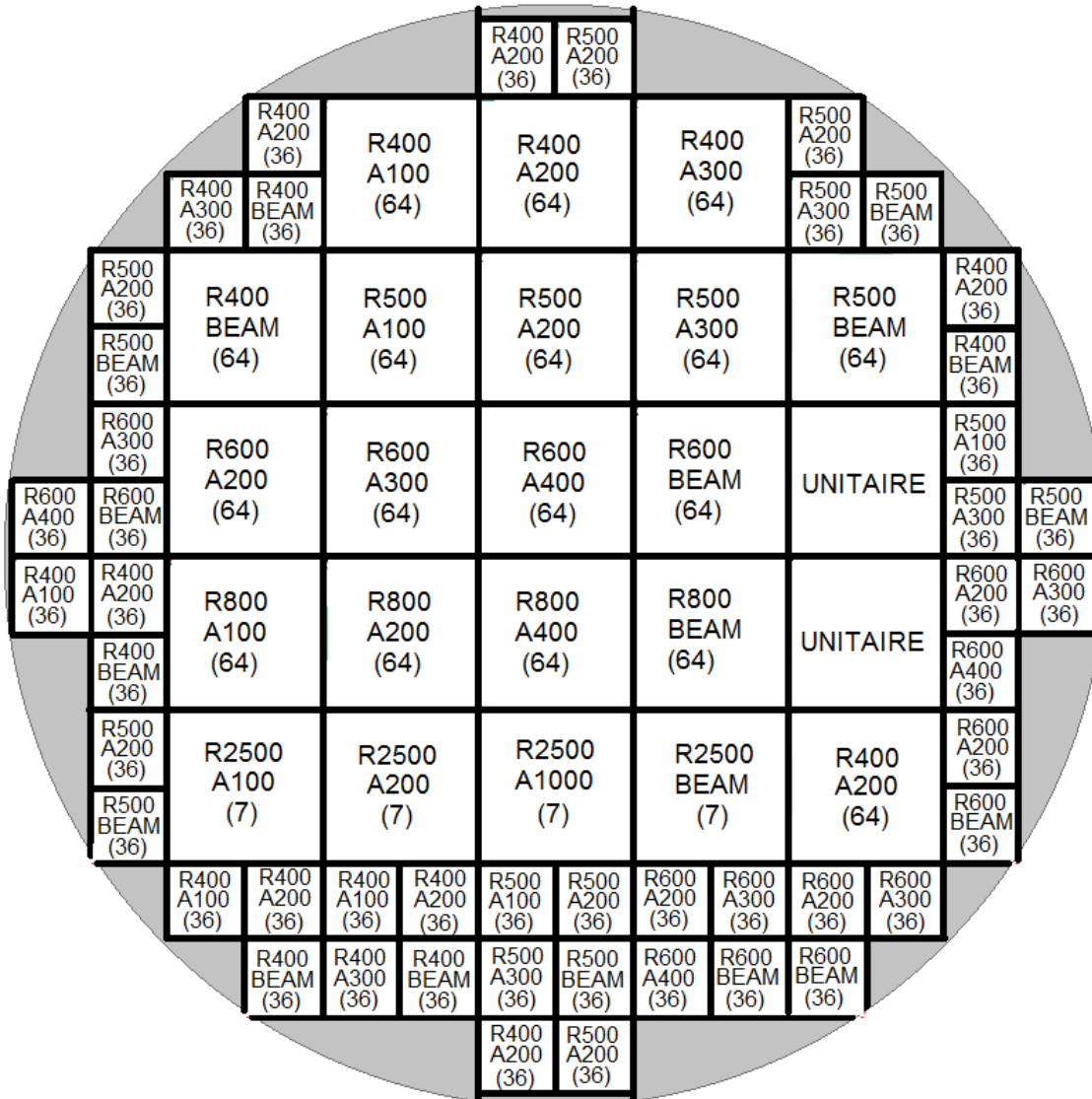


FIGURE 3.16 – Répartition et nom des différents HPDM sur un Wafer de 8”.

### 3.9. SIMULATION DE LA PRESSION GÉNÉRÉE PAR UN HPDM PAR CALCUL NUMÉRIQUE 123

- *Reconstruction* : reconstruction et visualisation du signal reconstruit comparé au signal cible, dans les représentations temporelles ou fréquentielles.

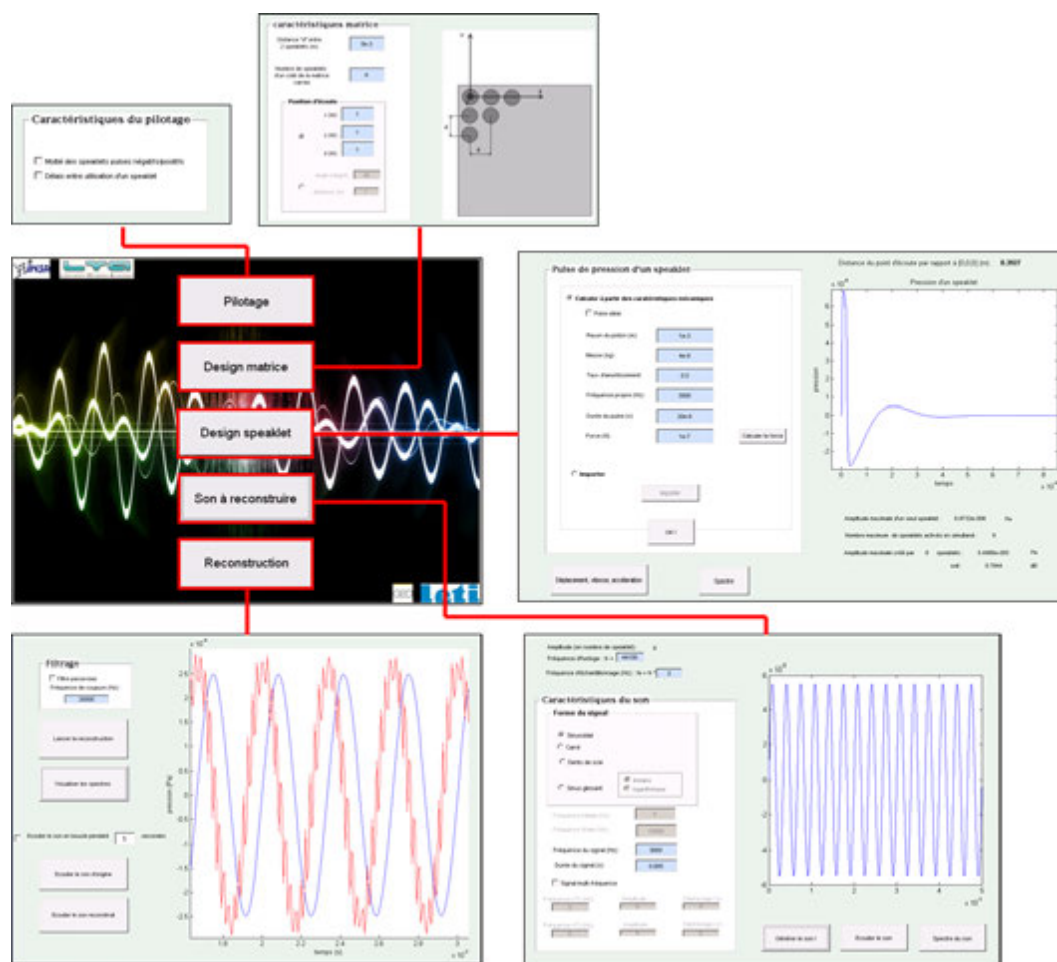


FIGURE 3.17 – Interface du programme. La fenêtre principale permet d'accéder aux sous-fenêtres où les paramètres nécessaires au calcul final sont entrés.

Le principe de ce simulateur repose sur la convolution entre la matrice de pilotage et les pulses de pression générées par chaque speaklet décalées de la différence de marche. Un exemple avec une matrice 36 speaklets est visible annexe D. Ce simulateur servira d'outil de design après l'avoir validé en comparant la pression acoustique calculée à celle mesurée expérimentalement.

#### 3.9.2 Vérification du fonctionnement du simulateur

Afin de vérifier le fonctionnement basique du simulateur, il a été choisi de simuler la pression générée par un HPDM constitué de 64 speaklets placés au même point de l'espace. Il n'y a donc aucune différence de marche entre les ondes émises par chacun des speaklets et donc aucun problème d'interférence. Chaque speaklet peut de plus émettre un pulse de pression idéal (voir section 2.1.3.1), c'est à dire un pulse de

pression rectangulaire, dont la largeur est fixée à  $22.6 \mu\text{s}$  et dont l'amplitude à 1 mètre est de 1 Pa. Pour reproduire un signal sinusoïdale à 1 m dont la fréquence est de 5 kHz, seul un type d'actionneur est utilisé. Les speaklets ne possèdent donc que 2 états, inactif ou générant un pulse de pression positif et la fréquence d'horloge du HPDM est fixée à 44.1 kHz. Le résultat de ce test est visible figure 3.18.

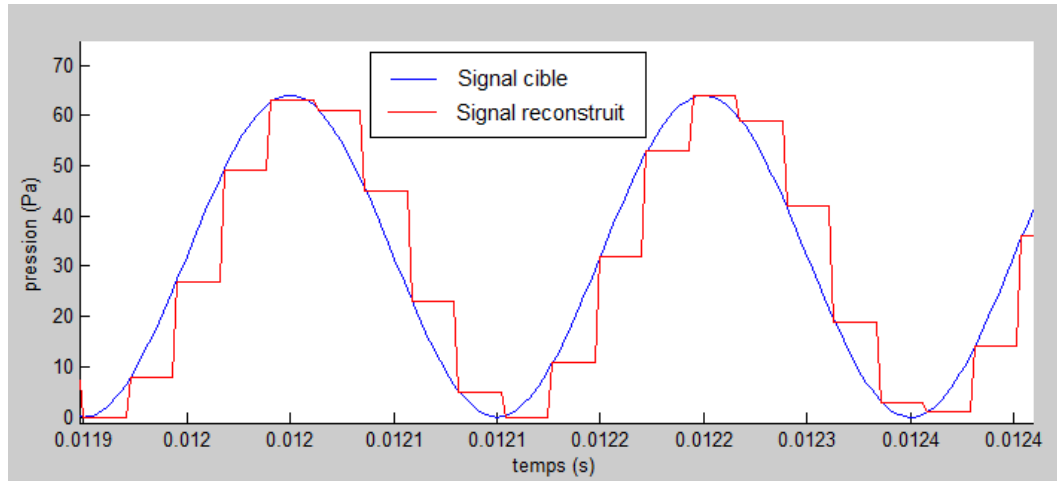


FIGURE 3.18 – Vérification du principe de quantification et d'additivité des pressions du simulateur acoustique.

La courbe rouge en forme d'escalier est bien le type de courbe attendue. A chaque période d'horloge, la forme du pulse rectangulaire est bien visible et son amplitude est proche de celle du signal cible. Le SNR du signal reconstruit vaut 36.8 dB environ entre 0 et 20 kHz.

### 3.9.3 Simulation d'un HPDM

Le principe de base de sommation des pressions du simulateur étant validé, simulons maintenant un HPDM de 64 speaklets de  $800 \mu\text{m}$  de rayon. Pour cela, il faut d'abord connaître le déplacement, la vitesse ou l'accélération du centre d'un speaklet soumis à un pulse de tension de 15 V afin de calculer la pression générée à une certaine distance.

#### 3.9.3.1 Obtention de l'accélération

Pour calculer l'accélération du centre d'un speaklet dont le rayon est de  $800 \mu\text{m}$ , la formule 2.53 présentant la réponse en accélération d'un système à un degré de liberté soumis à un pulse de force rectangulaire est utilisée. Les données mécaniques nécessaires sont les mêmes que celles utilisées précédemment dans les autres formules analytiques de ce chapitre. Le coefficient d'amortissement est par exemple de nouveau pris arbitrairement comme étant égale à  $1e-4$ . La largeur  $\Delta$  du pulse de force est prise comme étant de  $22 \mu\text{s}$  et son amplitude est donnée par l'équation 2.55. La figure 3.19 présente la réponse temporelle obtenue.

Avec l'accélération d'un speaklet en réponse à un pulse de tension de 15 V, toutes les données sont réunies pour simuler la reconstruction d'un signal donné. Pourtant, pour valider ou non l'amplitude de l'accélération obtenue, des simulations éléments finis ont été effectuées en envoyant un pulse de tension sur l'actionneur externe d'un speaklet de la variante R800A200 0.36. Le pulse possède également une durée



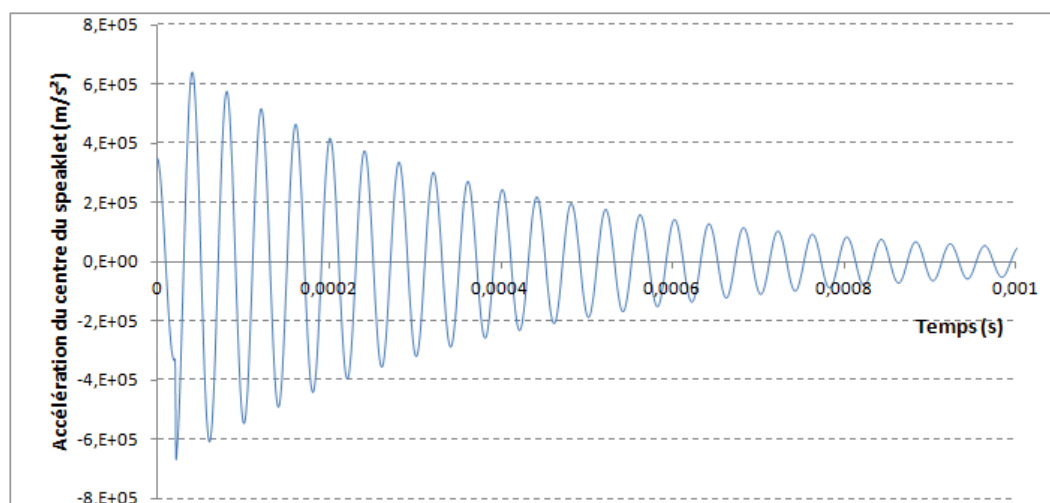


FIGURE 3.19 – Obtention de l'accélération théorique du centre d'un speaklet de 800  $\mu\text{m}$  de rayon.

de 22  $\mu\text{s}$  et une amplitude de 15 V. Il est en principe rectangulaire mais pour que la simulation converge, sa dérivée seconde a été choisie continue et le pulse se retrouve donc légèrement lissé. Les simulations ont été effectuées en prenant en compte ou non les non linéarités dues aux grandes déformations. Les résultats obtenus ainsi que le pulse de tension utilisé sont visibles figure 3.20.

Entre le modèle analytique et les modèles éléments finis, l'ordre de grandeur des accélérations obtenus est la même puisque dans le premier cas le maximum est de  $6\text{e}5 \text{ m s}^{-2}$  environ et dans le second cas il est de  $3\text{e}5 \text{ m s}^{-2}$  environ. En terme d'amplitude, peu de différences sont de plus obtenues entre les 2 modèles éléments finis.

L'accélération donnée par la formule analytique est donc considérée comme étant une assez bonne approximation. Il est néanmoins très probable qu'en utilisant cette accélération, les amplitudes obtenues dans les simulations soient surestimées. On constate que la forme du pulse d'accélération, qui donne également la forme du pulse de pression généré par un speaklet, est bien loin du pulse idéal car de nombreux pics résiduels sont présents.

### 3.9.3.2 Résultat de la simulation

Le pulse d'accélération a été importé dans le simulateur acoustique. À partir de là, le pulse de pression est calculé avec la formule de la source monopolaire en prenant le coefficient théorique  $\alpha = 0.3$ . Le signal cible à reconstruire est composé de 2 fréquences à 3 et 7 kHz d'amplitudes égales. La méthode de pilotage utilise les 2 types d'actionneurs, c'est à dire que chaque speaklet à 3 états possibles : repos, émission d'un pulse positif et émission d'un pulse négatif. La fréquence d'horloge du HPDM est fixée à 44.1 kHz et un speaklet peut être réactivé juste après l'avoir été à une période d'horloge précédente. Le point d'écoute est situé à 8 cm en face de la matrice.

Une première simulation a été effectuée en considérant que tous les speaklets sont situés au même point, il n'y a alors aucune différence de marche entre les ondes émises par chacun des speaklets. La figure 3.21a montre la pression reconstruite sur un intervalle de fréquence qui va jusque dans les ultrasons afin de comparer la simulations avec la théorie.

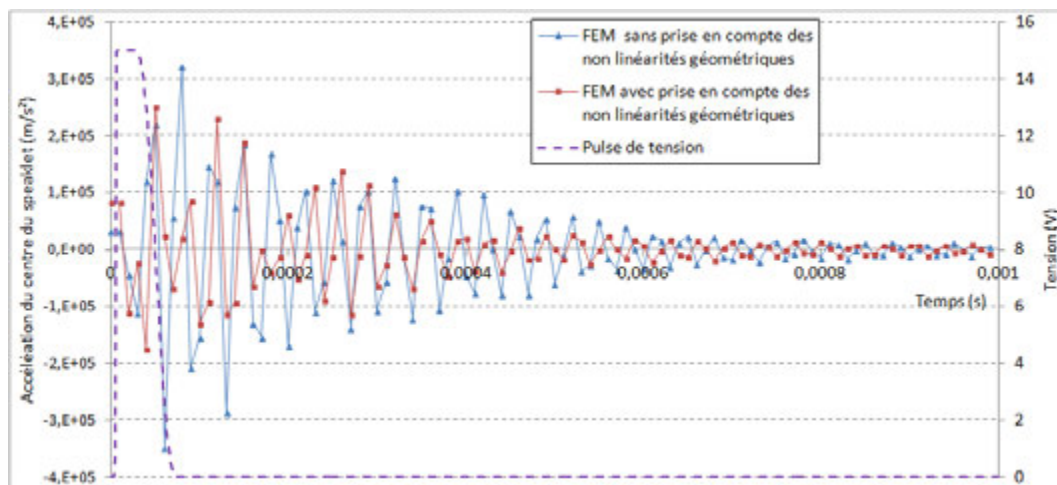


FIGURE 3.20 – Obtention de l'accélération du centre d'un speaklet *R800A200* 0.36 par éléments finis. L'actionneur externe a été soumis à un pulse de tension visible également sur la figure.

L'équation 2.14 montrait que le spectre de la pression reconstruite est proportionnel au contenu spectral  $S(f)$  d'un pulse. Ceci se confirme facilement dans le résultat de la figure 3.21a et la fréquence propre du speaklet calculée analytiquement comme étant située à 25 kHz environ (voir tableau 3.3) apparaît d'ailleurs clairement. Il est ainsi normal que l'amplitude du pic à 3 kHz soit inférieure de celui situé à 7 kHz.

L'équation 2.19 prédisait de plus l'apparition de pics parasites qui dépendent des fréquences à reconstruire et de la fréquence d'horloge du HPDM. Avec  $n = 1$ , les pics parasites situés les plus bas en fréquence sont calculables. Ainsi en prenant 3 kHz et 7 kHz comme fréquences cibles, ces premiers pics parasites apparaissent respectivement à 41100 et 37100 kHz. C'est bien ce qui est constaté sur la figure 3.21a.

Aucun dither n'a été rajouté dans la simulation, d'autres pics indésirables représentant la périodisation de la quantification doivent donc apparaître à des intervalles de fréquences réguliers donnés par l'équation 2.23. Deux sinusoides superposées de 3 et 7 kHz retrouvent leurs états relatifs initiaux toutes les millisecondes. Cela signifie donc que pour utiliser l'équation 2.23, la fréquence  $f_{eq}$  du signal mixé est de 1 kHz. Cette équation prévoit alors un intervalle de 100 Hz entre les pics. Un agrandissement du résultat de simulation sur un intervalle de fréquence plus restreint est visible figure 3.21b et confirme l'apparition de pics espacés de 100 Hz.

D'assez fortes amplitudes sont obtenues aux fréquences d'intérêts. Le SNR de ce signal reconstruit vaut 22.8 dB si l'écart d'amplitude entre les 2 fréquences n'est pas pris en compte et 4.6 dB si cet écart est considéré comme du bruit.

Une seconde simulation a été effectuée en considérant cette fois la matrice réelle, c'est à dire telle qu'elle est dessinée sur le masque de lithographie. Les speaklets sont donc disposés en matrice carrée de  $8 \times 8$  et chaque speaklet est distant de son voisin le plus proche de 2.5 mm centre à centre. Le résultat de la simulation est visible figure 3.22a. Les amplitudes des fréquences d'intérêts restent quasiment les mêmes que celles de la figure 3.21a. Les deux types de pics indésirables apparaissent de nouveau en accord avec la théorie. Par contre, la nouvelle courbe obtenue est plus bruitée. Ce bruit rend alors le repérage des pics dus à la périodisation de la quantification plus difficile, comme le montre la figure 3.21b. Sans surprise, le SNR diminue et vaut 18.2 dB si l'écart d'amplitude entre les 2 fréquences n'est pas pris en compte

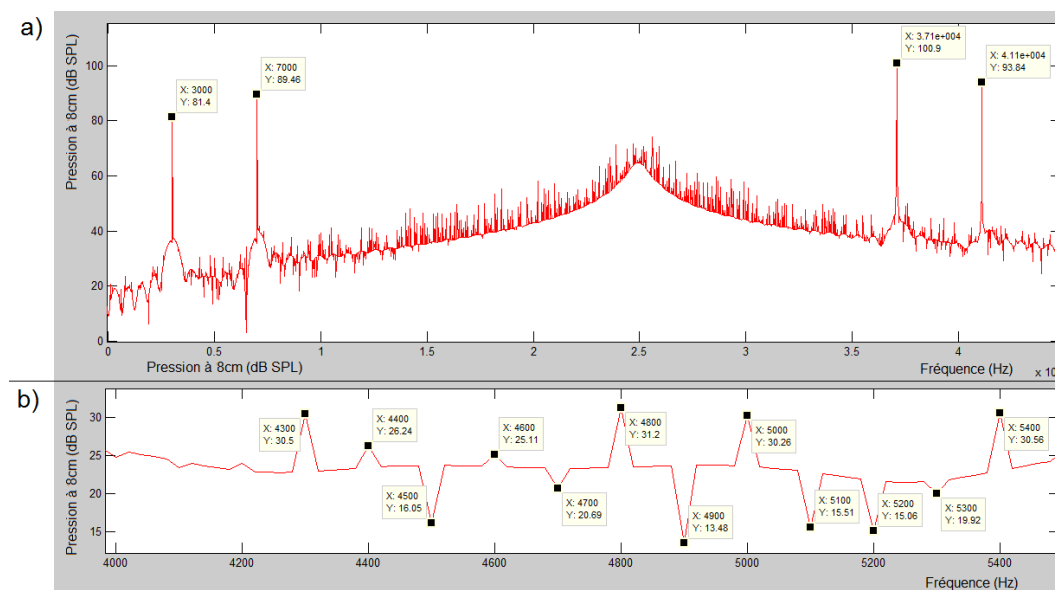


FIGURE 3.21 – a) Simulation de la pression générée par un HPDM constitué de 64 speaklets de 800  $\mu\text{m}$  de rayon. La matrice est supposée idéale. b) Agrandissement sur un intervalle de fréquences plus petit.

et 4.5 dB si cet écart est considéré comme du bruit.

Ce dernier résultat sera comparé avec des mesures effectuées également à 8 cm en face de la matrice. De plus, on verra que l'importation de la réponse impulsionnelle acquise de façon expérimentale conduit à des résultats plus proches des mesures qu'en appliquant le modèle à 1 degré de liberté.

### 3.10 Conclusions

A partir de la sélection d'un intervalle dans lequel doivent être comprises les fréquences propres de différents speaklets MEMS et de la connaissance de l'empilement technologique, les rayons des membranes correspondantes ont été calculés à l'aide d'un modèle analytique et d'un modèle éléments finis. Des rayons de 400, 500, 600, 800 et 2500  $\mu\text{m}$  ont ainsi été choisis et correspondent respectivement et selon les simulations à des fréquences propres d'environ 117, 79, 55, 31 et 3 kHz.

Les dimensions optimales des actionneurs internes et externes de ces speaklets de différents rayons ont ensuite été obtenues, toujours par l'utilisation d'un modèle analytique et d'un modèle éléments finis. Dans ce dernier cas, la prise en compte des non-linéarités dues aux grands déplacements s'est révélée produire des effets significatifs concernant les amplitudes de déplacement statique, surtout concernant les speaklets de plus grand rayon. L'utilisation de ces mêmes modèles pour calculer des déflexions en fonction de la tension a permis de fixer une limite d'utilisation des speaklets, qui est de 15 V.

En mixant les équations dynamiques et statiques, les pressions générées par les speaklets de différents rayons ont pu être calculées en fonction de la fréquence. Les résultats obtenus ont confirmés que les rayons sélectionnés sont pertinents.

Les différents HPDM dont nous disposerons sur les substrats silicium pour la partie expérimentale de cette thèse ont ensuite été présentés.

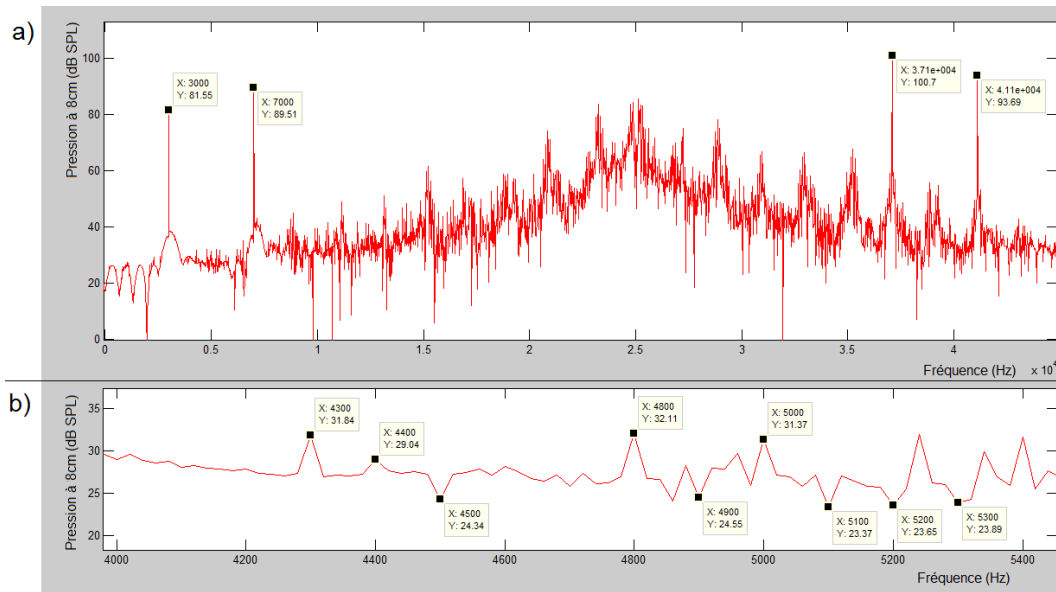


FIGURE 3.22 – a) Simulation de la pression générée par un HPDM constitué de 64 speaklets de 800  $\mu\text{m}$  de rayon. b) Agrandissement sur un intervalle de fréquences plus petit.

Enfin, le fonctionnement d'un programme numérique permettant de simuler la pression rayonnée par un HPDM a été présenté. Dans le chapitre expérimentale, l'importation de fonctions de transfert dans ce simulateur permettra de comparer des reconstructions digitales simulées et mesurées.

# Chapitre 4

## Expérimentations

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Choix des fréquences propres</b>	<b>100</b>
<b>3.2</b>	<b>Empilement et variantes technologiques</b>	<b>100</b>
<b>3.3</b>	<b>Présentation du modèle éléments finis</b>	<b>104</b>
3.3.1	Géométrie et maillage	104
3.3.2	Données nécessaires à l'utilisation des modules physiques	105
<b>3.4</b>	<b>Calcul du rayons des speaklets</b>	<b>109</b>
<b>3.5</b>	<b>Dimensionnement des actionneurs</b>	<b>111</b>
<b>3.6</b>	<b>Calcul de la déflexion du centre du speaklet</b>	<b>112</b>
<b>3.7</b>	<b>Calcul de la pression générée en fonction du rayon</b>	<b>113</b>
3.7.1	Validation du modèle analytique	116
3.7.2	Calcul de pressions générées par différentes variantes de speaklets	117
3.7.3	Analyse et choix des rayons les plus adaptés	118
<b>3.8</b>	<b>Choix des HPD et répartition sur le Wafer</b>	<b>120</b>
<b>3.9</b>	<b>Simulation de la pression générée par un HPDM par calcul numérique</b>	<b>121</b>
3.9.1	Présentation du simulateur acoustique	121
3.9.2	Vérification du fonctionnement du simulateur	123
3.9.3	Simulation d'un HPDM	124
<b>3.10</b>	<b>Conclusions</b>	<b>127</b>

---

### 4.1 Moyens de caractérisations

Voici la liste des moyens de caractérisations utilisés pour obtenir les résultats qui vont suivre :

- Pour les caractérisations mécaniques en dynamique, deux vibromètres laser ont été utilisés. Le premier est un vibromètre laser monopoint à balayage qui est normalement destiné aux mesures de vibrations sur des structures macroscopiques comme par exemple des portières de voitures. Néanmoins, des mesures en un seul point ont été réalisées sur les speaklets de petits diamètres et il a même été possible de réaliser des maillages sur les speaklets de plus grands diamètres (à partir de 2500  $\mu\text{m}$  de rayon). Sa fréquence d'échantillonnage maximale vaut 204.8 kHz ce qui conduit, en laissant une

certaine marge, à des mesure effectuées sur une largeur de bande de 80 kHz maximum. En fonction du type de speaklet, plusieurs fréquences propres ne seront donc pas mesurables selon la théorie et les simulations (voir tableau 3.3). Le second vibromètre est également du type monopoint à balayage mais il est couplé à une optique et est donc parfaitement adapté à la mesure sur les MEMS. Il permet de plus d'effectuer des mesures avec une fréquence d'échantillonnage plus grande jusqu'à plusieurs mégahertz. Ce vibromètre a également permis de valider les mesures du premier par comparaison.

- Concernant les caractérisations mécaniques statiques, deux interféromètres optiques ont été utilisés pour connaître les déformations des membranes sous une tension continue. L'un de ces interféromètre est plus évolué que l'autre et permet d'effectuer une série de mesure avec un certain pourcentage de recouvrement. En recombinaison des mesures, l'équivalent d'un panorama est obtenu. Il est ainsi possible de voir en totalité des dispositifs de tailles trop importantes pour être mesurés en une seule passe même en utilisant le grossissement le plus faible.
- Pour les caractérisations acoustiques, un microphone dont la réponse est relativement plate jusqu'à 20 kHz (voir annexe E) a été utilisé. Les émetteurs acoustiques ont été placés dans une salle semi-anéchoïque.
- Pour les caractérisations électriques, un impédancemètre, un oscilloscope et un multimètre ont été utilisés.

## 4.2 Validation du simulateur acoustique par l'étude d'un HPDM macroscopique

Afin de valider le principe de base du HPDM, la théorie développée en partie 2.1.2 et le bon fonctionnement du simulateur acoustique, un prototype de HPDM macroscopique a tout d'abord été étudié.

### 4.2.1 Présentation du HPDM macroscopique et validation du principe de base du HPDM

Ce prototype de HPDM macroscopique est constitué de 8 speaklets piézoélectriques de 2.7 cm de diamètre dont les fréquences propres sont voisines de 3 kHz. Toutefois les speaklets de ce HPDM macroscopique ont été mis en place à la main en utilisant une résine et le côté peu reproductible de cette procédure doit certainement provoquer des différences de comportement entre les speaklets. La disposition des speaklets est visible sur la figure 4.1.

Pour piloter les speaklets en digital, le logiciel de séquençage musical Cubase a été utilisé et permet de contrôler les signaux envoyés sur chacune des 8 voies d'une interface audio externe dotée d'un amplificateur. Les 8 sorties sont alors chacune connectées à un des 8 speaklets. Un microphone sur trépied ajustable relié à une carte d'acquisition externe 2 entrées permet l'enregistrement du son émis par le haut-parleur digital. La seconde entrée de la carte d'acquisition est directement reliée à une des sorties de l'interface audio, ce qui permet de connaître le signal de tension envoyé. Les signaux acquis sont ensuite importés sous Matlab, où il est possible de les enregistrer au format wave, de les modifier et de les analyser. Un schéma de l'installation est visible figure 4.2.

Avant de commencer le test sur l'additivité des pressions dans l'air, il faut s'assurer que les speaklets sont bien synchronisés, c'est-à-dire qu'ils répondent en même temps lorsque la même entrée leur est appliquée. Pour cela, un fichier wave échantillonné à 44.1 kHz et contenant 10 pulses d'une durée égale à 1  $\mu$ s et régulièrement espacés de 0.5 seconde entre eux a été créé sur Matlab. Ce signal a ensuite été filtré par un



FIGURE 4.1 – Le prototype de HPDM macroscopique

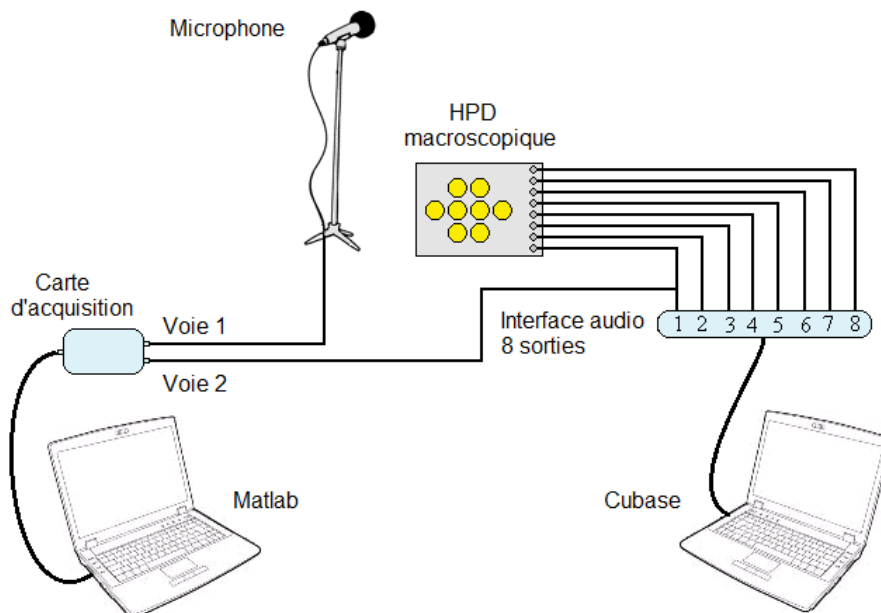


FIGURE 4.2 – Schéma du montage pour la caractérisation acoustique du HPDM macroscopique



filtre passe-bas possédant une fréquence de coupure à 5 kHz avant d'être transféré sur Cubase. Ce son a ensuite été joué en boucle et envoyé sur un seul speaklet à la fois. Les sons obtenus ainsi que le signal de tension ont été enregistré sur Matlab via la carte d'acquisition. Ce deuxième signal sert de repère temporel pour recalibrer les réponses de chacun des haut-parleurs. En effet les mesures sont faites à la volée en lançant des enregistrements de 2 secondes pendant que le fichier wave tourne en boucle. Il n'y a alors aucun moyen de s'assurer qu'une mesure commence toujours au même instant. Une fois les mesures relevées pour les 8 haut-parleurs, le bruit basse fréquence est filtré.

La figure 4.3a montre le résultat obtenu. Les signaux sont si bien superposés que seuls les pics de la réponse du speaklet 1 sont visibles. Cependant en zoomant au plus près d'un de ces pics, figure 4.3b, on peut voir qu'ils sont en réalité très légèrement décalés. Ce décalage, de l'ordre de 0.1 ms, sera supposé comme négligeable.

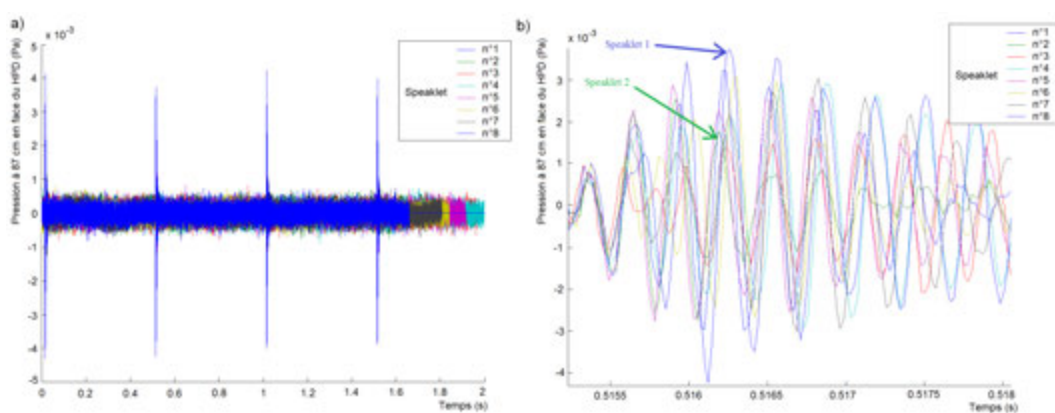


FIGURE 4.3 – a) Réponses individuelles de chaque speaklet. b) Zoom sur un pic

On remarque également que l'amplitude de la pression générée est différente d'un speaklet à l'autre. Par exemple le speaklet 2 (en vert) n'atteint environ que la moitié de l'amplitude du speaklet 1 (en bleu). Ces différences de comportement s'expliquent en grosse partie par l'impossibilité de reproduire à l'exacte la méthode de collage et provoquent des distorsions dans le son reconstruit. [ref à retrouver]

Maintenant que la synchronisation a été vérifiée, il est possible de vérifier si l'additivité des pressions est bien validée expérimentalement. Pour cela le même son wave est utilisé et est envoyé successivement sur le speaklet 1, puis le 1 et le 2 simultanément et ainsi de suite jusqu'à l'envoyer sur les 8 speaklets en même temps. Les résultats synchronisés sont visible figure 4.4a et une courbe représentant la pression maximale constatée en fonction du nombre de speaklets activés est tracée figure 4.4b. Cette courbe est sensiblement linéaire, ce qui valide le principe d'additivité des pressions.

## 4.2.2 Pression rayonnée par un speaklet et comparaison avec la théorie

### 4.2.2.1 Vérification du modèle de Rayleigh

Le but de cette section est de vérifier l'influence de la présence d'un baffle dans la théorie de rayonnement de Rayleigh (voir section 2.1.1.1) qui est entre autres basée sur l'hypothèse d'une source vibrante plane et infiniment bafflée. Une tension de bruit blanc est alors envoyée depuis le générateur interne du vibromètre sur un speaklet choisi au hasard. En effectuant un maillage adéquate qui englobe la surface

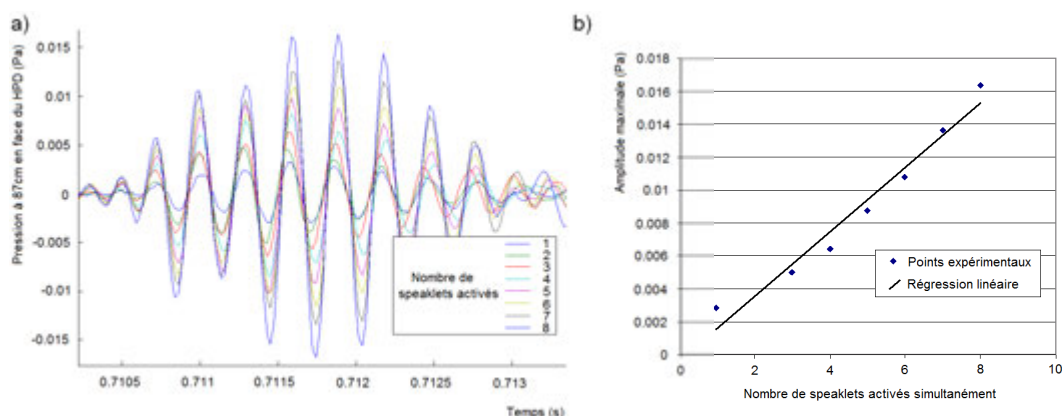


FIGURE 4.4 – Test d’additivité des pressions avec le HPD macroscopique. a) Aperçu des enregistrements obtenus b) Courbes représentant les amplitudes maximales relevées en fonction du nombre de speaklet activés simultanément

du speaklet (voir figure 4.5), sa vitesse vibratoire peut être connue en différents points. Un microphone placé en face du speaklet en question permet de mesurer la pression et de l’envoyer sur une des entrées du vibromètre. L’estimateur  $H_1$  de la fonction de transfert *vitesse/tension* et la cohérence associée sont alors directement exportable dans les options du logiciel pilotant le vibromètre, ce qui n’est pas le cas de l’estimateur  $H_1$  de la fonction de transfert *pression/tension* et de la cohérence associée. Pour recalculer ces 2 données manquantes (voir les équations de l’annexe F), l’interspectre entre pression et tension ainsi que les autospectres de la tension et de la pression sont exportés. En appliquant la formule de Rayleigh discrétisée (voir équation 2.3) sur les vitesses, une nouvelle fonction de transfert en pression théorique peut être obtenue et comparée à la mesure.

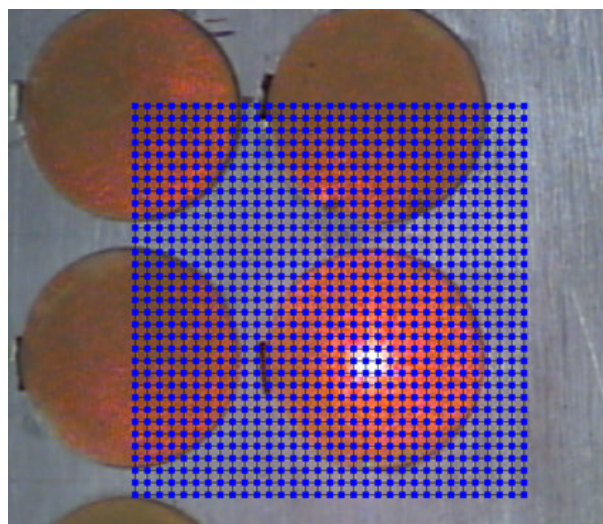


FIGURE 4.5 – Illustration du maillage utilisé pour les mesures vibrométriques

Le premier baffle utilisé, visible figure 4.6a, est un caisson fermé qui empêche les court-circuits acoustiques entre les ondes émises en face avant et en face arrière. Sa taille est de l'ordre de grandeur du HPDM. Lorsque ce baffle est utilisé, le HPDM est placé en position verticale et le son émis peut se réfléchir sur le sol non absorbant de la salle semi-anéchoïque. Il est possible de prendre en compte cette réflexion dans les calculs de pression à partir des vitesses en créant une source image, symétrique de la source réel par rapport au sol. Ce principe est visible figure 4.7. Le speaklet étudié est celui où le point laser du vibromètre est présent.

Un second baffle, visible figure 4.6b, a également été utilisé. De taille beaucoup plus grande que le premier (environ  $2 \times 2 \text{ m}^2$ ), ce baffle est directement posé à terre et il n'est donc plus nécessaire de prendre en compte la réflexion du sol.

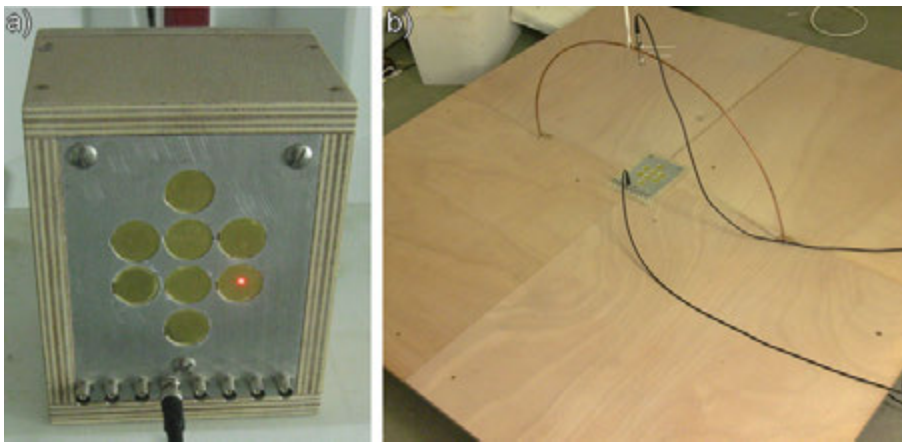


FIGURE 4.6 – a) Photographie du premier baffle utilisé, de petite taille. Le point laser est positionné sur le speaklet étudié. b) Le second baffle utilisé, de grande taille.

La figure 4.8a présente les résultats obtenus avec le petit baffle en plaçant le microphone à 20 cm en face du speaklet. A partir de 8 kHz, les mesures de pression s'éloignent de celles calculées de façon théorique avec le modèle de Rayleigh. La prise en compte de la réflexion n'apporte finalement pas grand chose.

La figure 4.8b montre les mesures effectuées avec le grand baffle en positionnant le microphone à 39 cm en face du speaklet. Que ce soit en utilisant le petit ou le grand baffle, la forme de la pression théorique est exactement la même. Ceci est parfaitement normal car le baffle n'a pas d'influence sur la vitesse vibratoire du speaklet. La courbe représentant la pression mesurée est cette fois beaucoup plus proche de la pression théorique. Il subsiste malgré tout des différences qui sont dues :

- à l'incertitude sur le positionnement du microphone, dont l'influence augmente avec la fréquence. L'erreur de positionnement du microphone ne doit en effet pas dépasser le quart de la longueur d'onde.
- aux défauts de la salle semi-anéchoïque dont certaines mousses absorbantes n'étaient pas fixées au moments des mesures.

Pour comparer un peu plus l'influence de chacun des baffles, une étude en directivité centré sur des bandes de tiers d'octave a été effectuée. Toujours en envoyant une tension de bruit blanc, le microphone a été déplacé selon un arc de cercle de rayon 39 cm en prenant des mesures à -90, -70, -50, -30 -10, 10, 30, 50,

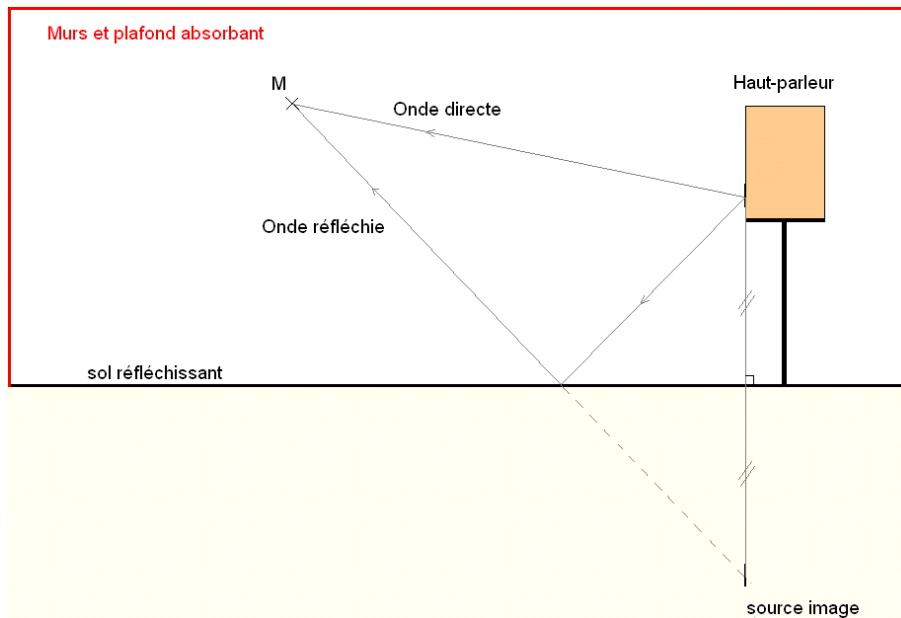


FIGURE 4.7 – Principe de la source virtuelle dans les calculs faisant intervenir la réflexion du sol

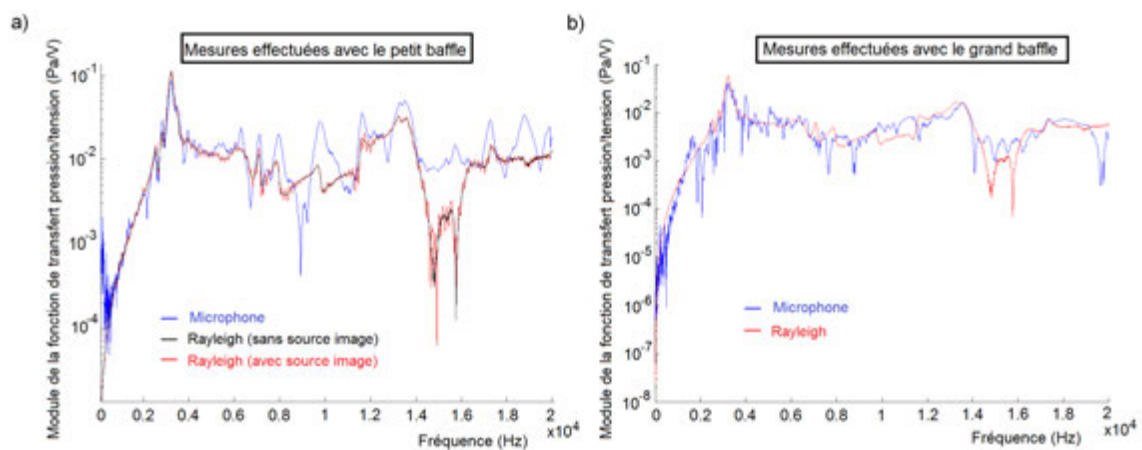


FIGURE 4.8 – E et du ba e sur les pressions calculées à partir du modèle de Rayleigh et comparaison avec les mesures au microphone. a) Utilisation du petit ba e. b) Utilisation du grand ba e.

70 et 90° pour chacun des baffles. Sur chaque bande de tiers d'octaves des pressions mesurées, le carré de la valeur absolue de la pression a été sommé. On procède ainsi car selon l'égalité de Parseval, le calcul de l'énergie d'un signal ne dépend pas de la représentation choisie. La figure 4.9 montre les résultats obtenus pour le 7ème tiers d'octave. L'axe vertical est en décibel mais la référence est prise arbitrairement. Les formes des diagrammes de directivité des pressions mesurées avec le grand baffle et des pressions recalculées à partir des vitesses sont proches. Au contraire, le diagramme de directivité des pressions mesurées avec le petit baffle possède une forme bien différente avec par exemple une perte d'amplitude à -30°. Le même genre de résultat est obtenu pour les 14 autres tiers d'octave.

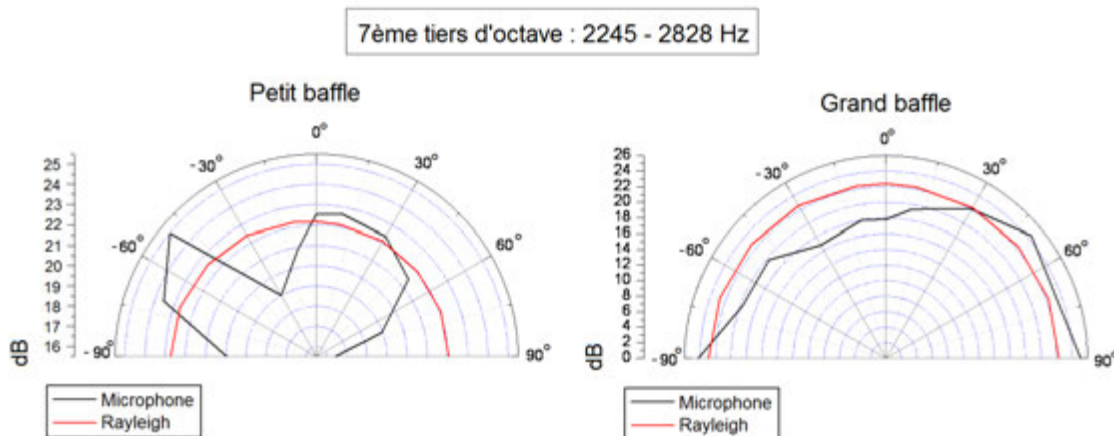


FIGURE 4.9 – Diagramme de directivité des pressions mesurées et recalculés à partir des vitesses, avec les 2 types de baffles.

Le baffle de  $2 \times 2 \text{ m}^2$  environ peut donc être considéré comme répondant au critère « infiniment bafflé » imposé par les hypothèses du rayonnement de Rayleigh. Intéressons maintenant au modèle de rayonnement monopolaire.

#### 4.2.2.2 Modèle de la source monopolaire

Avant de pouvoir utiliser le modèle de rayonnement monopolaire, il est nécessaire de calculer le coefficient correcteur sur les débits acoustiques  $\alpha$  à partir des mesures vibratoires effectuées en section 4.2.2.1 avec le maillage de la figure 4.5. Il est également nécessaire de savoir à quelle fréquence apparait le mode 01, qui limitera la validité du modèle monopolaire. Le coefficient  $\alpha$  sera alors moyenné jusqu'à cette fréquence limite. Les 2 premières déformées modales sont visibles figure 4.10.

Le mode 01, à partir duquel le modèle monopolaire basé sur les vitesses au centre n'a plus de sens apparait donc à 7300 Hz. Le calcul du coefficient correcteur, qui dépend de la fréquence, sera donc moyenné jusqu'à 6 kHz afin de prendre un peu de marge.

Pour obtenir le débit expérimental à partir de mesures de vitesses en différents points d'un speaklet, l'intégrale de l'équation 2.6 est remplacée par une somme :

$$Q_{exp} = \sum_{i=1}^N S_i |V_i|, \quad (4.1)$$





FIGURE 4.10 – Mesures des 2 premières déformées modales d'un speaklet du HPDM macroscopique

avec  $N$  le nombre de points du maillage,  $S_i$  la surface associée au point  $i$  et  $V_i$  la vitesse mesurée au point  $i$ . On peut alors calculer le coefficient correcteur expérimental  $\alpha_{exp}$  en divisant le débit expérimental par le débit d'un piston indéformable dont la vitesse est celle du centre du speaklet. Étant donné que le maillage utilisé est régulier et que chaque point est associé à la même surface élémentaire  $S_e$ , l'équation 4.1 est simplifiée :

$$Q_{exp} = S_e \sum_{i=1}^{256} |V_i| \quad (4.2)$$

Comme le montre cette équation 4.2, seuls les 256 points du maillage qui sont effectivement sur le speaklet étudié sont pris en compte. Au final le résultat obtenu est :  $\alpha_{exp} \approx 0.38$ . Maintenant que ce coefficient correcteur est connu, le modèle de rayonnement monopolaire peut être appliqué en utilisant la vitesse mesurée au point du maillage qui se situe au centre du speaklet.

Les deux modèles théoriques de rayonnement ainsi que la mesure au microphone de la section 4.2.2.1 sont présentés figure 4.11. Un bon accord est observé entre les 2 modèles théoriques jusqu'à environ 5 kHz. La différence qui survient à partir de cette fréquence s'explique de 2 façons. Tout d'abord, il a été dit dans la section 2.1.1.2 que le modèle monopolaire est valable pour un piston dont le rayon est plus petit qu'un huitième de la longueur d'onde du son qu'il émet. Avec un speaklet de 1.35 cm de rayon, une fréquence limite de 3148 Hz est obtenue. En réalité la déformation du speaklet n'est pas celle d'un piston mais plutôt celle d'une plaque circulaire encastrée à ses bords. Le speaklet rayonne donc naturellement de façon plus omnidirectionnelle qu'un piston. Par conséquent la véritable fréquence limite est certainement plus haute. La seconde raison est l'apparition du mode 01 aux alentours de 7300 Hz qui rend un modèle basé sur la vitesse au centre inutilisable. Ce mode est d'ailleurs bien repérable dans le modèle monopolaire par un net pic négatif.

On en conclut donc que le modèle de rayonnement monopolaire fonctionne correctement tant que les hypothèses de validité sont respectées. Ce modèle étant plus adapté aux émetteurs acoustiques de petites tailles, il donnera a priori de meilleurs résultats avec les speaklets MEMS. Ce modèle a de plus l'avantage d'être facilement utilisable car seule une mesure vibratoire au centre d'un speaklet est nécessaire.

### 4.2.3 Reconstruction d'un son joué en digital, vérification de l'apparition des fréquences parasites et validation du simulateur acoustique

Afin de vérifier l'équation 2.19 de la section 2.1.2, un signal sinusoïdal de fréquence 1.5 kHz a été reconstruit avec une fréquence d'horloge volontairement faible, égale à 4.41 kHz, en utilisant le HPDM macroscopique possédant le grand baffle. La méthode de pilotage choisie empêche la réactivation d'un

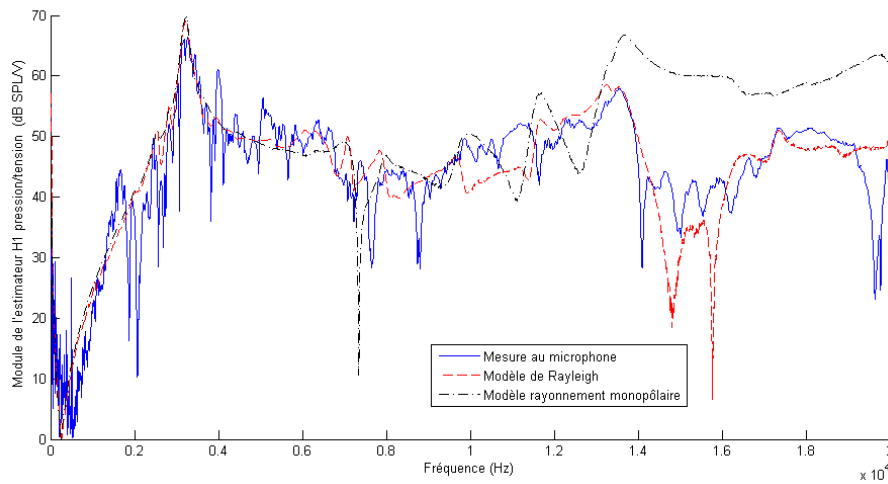


FIGURE 4.11 – Comparaison des fonctions de transfert *pression/pression* d'un speaklet du HPDM macroscopique obtenues par la mesure au microphone et en utilisant les modèles de rayonnement théoriques.

speaklet à 2 périodes d'horloge successives. Les 8 fichiers wave qui commandent chaque speaklet sont échantillonnés à 44.1 kHz. Un pulse de pression négatif ou positif est alors représenté par un pic d'amplitude -1 ou 1 et de largeur minimale, c'est à dire liée à la fréquence d'échantillonnage. Le signal de tension correspondant à ces pics a été mesuré en sortie de l'interface audio 8 sorties, réglé sur un certain niveau d'amplification. Le signal de commande est alors filtré et le pulse de tension possède une forme de sinus cardinal. Son lobe principale à une largeur d'environ 50  $\mu$ s et une amplitude d'environ -9 V ou 9 V en fonction du type de pulse de pression souhaité. La figure 4.12 présente la forme du signal de commande correspondant à un pulse de pression positif ainsi que le pulse de tension réellement envoyé sur les speaklets.

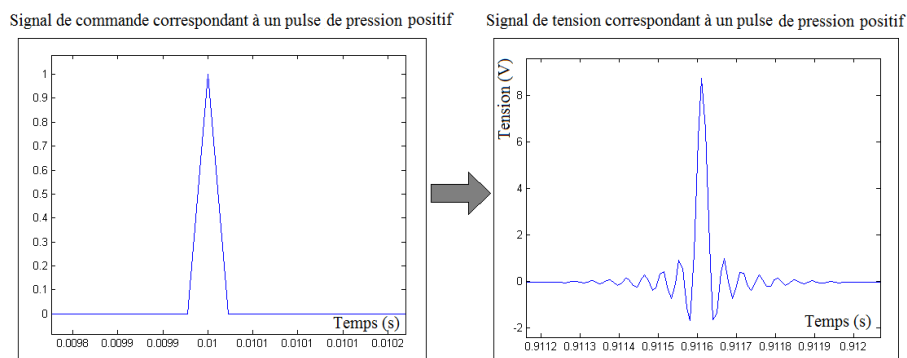


FIGURE 4.12 – Signal de commande correspondant à l'émission d'un pulse de pression positif et pulse de tension réellement envoyé sur le speaklet

Etant donné la fréquence d'horloge et la fréquence cible, les pics parasites présents dans la gamme



audible prévus par la théorie (équation 2.19) doivent se trouver aux fréquences suivantes : 2910, 5910, 7320, 10320, 11730, 14730, 16140 et 19140 Hz. La figure 4.13a montre le spectre de l'enregistrement du son reconstruit effectué à 39 cm en face du HPDM et fait effectivement apparaître les pics parasites aux fréquences attendues. On observe néanmoins que le pic à 2910 Hz est absent et on remarque à la place une sorte d'étalement en fréquence qui peut s'expliquer par une certaine inhomogénéité dans la fréquences propre des 8 speaklets. On remarque également la présence de 2 pics qui ne sont pas prévu par la théorie aux fréquences 4485 et 17570 Hz et dont la présence n'a pas d'explication. Quoiqu'il en soit, l'apparition des fréquences parasites prévue par la théorie est vérifiée expérimentalement et l'importance d'avoir une fréquence de reconstruction supérieure à 40 kHz est confirmée.

Le simulateur acoustique a ensuite été utilisé afin de reconstruire le même signal dans les mêmes conditions. La fréquence d'horloge est donc de nouveau fixée à 4.41 kHz, la méthode de pilotage est la même et les positions des speaklets et d'écoute sont également identiques. L'estimateur  $H_1$  de la fonction de transfert *pression/tension* a ensuite été calculé en utilisant le modèle de rayonnement monopolaire à partir de la fonction de transfert *vitesse/tension* relevée au centre d'un speaklet (voir section 4.2.2.2). En faisant une transformée de Fourier inverse, puis à l'aide d'une convolution avec le pulse de tension de la figure 4.12b, le pulse de pression positif ou négatif généré par speaklet peut ensuite être obtenu. Tous les speaklets sont alors supposés parfaitement identiques. Le résultat de cette simulation est visible figure 4.13b.

Le pic à la fréquence cible 1.5 kHz ainsi que les pics parasites prévus par la théorie sont bien présents dans la simulation. Certaines différences d'amplitude sont notables mais sont explicables par les hypothèses qui ont été faites. Une forte amplitude est par exemple atteinte à 2910 Hz dans la simulation et s'explique par le fait que tous les speaklets sont considérés identiques et que cette fréquence est proche de la fréquence propres des speaklets. La pression totale est en effet modulée par la réponse spectrale  $S(f)$  d'un speaklet. Le modèle monopolaire qui est utilisé dans la simulation repose également sur l'hypothèse que le rayon du speaklet n'excède pas le huitième de la longueur d'onde du son qui est joué. De plus le mode 01 qui apparaît vers les 7 kHz rend inefficace ce modèle de rayonnement. Enfin, en branchant un oscilloscope en sortie de l'interface 8 voies qui est connecté aux speaklets, il a été remarqué que les trains de pulses sont modulés en amplitude à cause d'un filtrage passe-bas créé par cette même interface.

Au vue de toute ces hypothèses et des relativement faibles différences d'amplitudes entre simulation et expérimentation, le simulateur peut être considéré comme opérationnel. Nous avons validé expérimentalement les théories et modèles mis en place dans le chapitre 2. Nous allons désormais nous intéresser aux speaklets et HPDM MEMS qui sont les objets principaux de notre étude.

### 4.3 Méthode de repérage des speaklets MEMS testés

Dans le chapitre 3, section 3.2 l'empilement technologique des speaklets MEMS ainsi que les variantes géométriques dimensionnées ont été exposées. Pour rappel, un speaklet est alors repéré par la notation  $RxAy z$ , avec  $x$  le rayon de sa membrane,  $y$  la largeur de l'actionneur externe sur la membrane et  $z$  l'épaisseur de PZT. Ces trois données sont exprimées en micromètres. Une variante possède de plus un actionneur externe dont la largeur sur la membrane est de 200  $\mu\text{m}$  et dont la forme s'approche de celui d'un peigne. Cette variante est repérée par son rayon et sa largeur de PZT et se note  $RxBEAM z$ .

Les études du chapitre 3 ont permis de connaître les dimensions de speaklets optimaux qui ont ensuite été regroupés en matrices uniformes sur des puces carrées de  $1.4 \times 1.4 \text{ cm}^2$  ou de  $2.8 \times 2.8 \text{ cm}^2$ . Les matrices comportent au final 7, 36 ( $6 \times 6$ ) ou 64 ( $8 \times 8$ ) speaklets indépendants et capables d'émettre des pulses positifs et négatifs. Leur disposition sur un substrat de silicium de 200 mm de diamètre a été choisie en

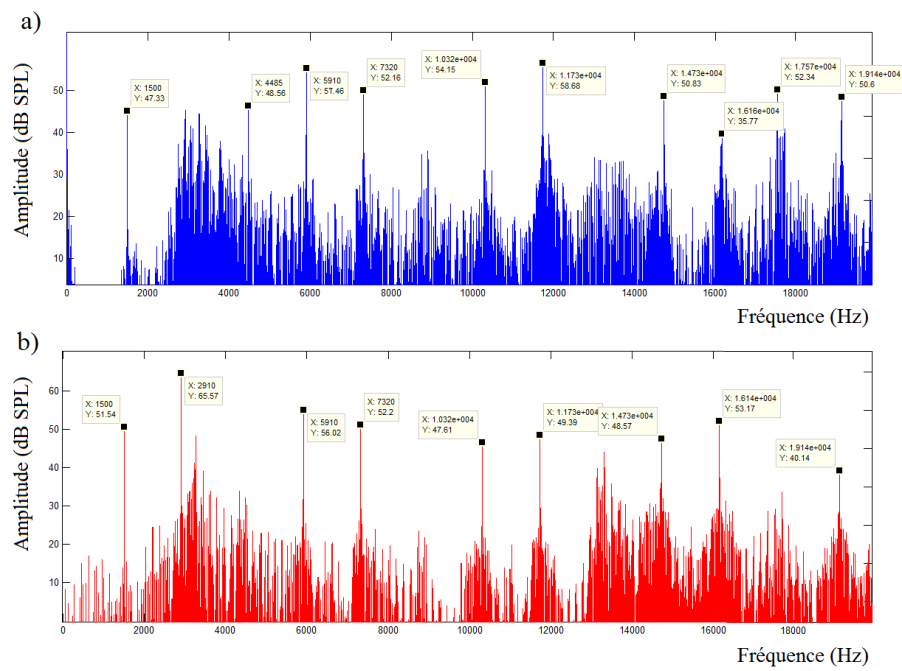


FIGURE 4.13 – a) Spectre mesuré d'un signal sinusoïdale de fréquence 1.5 kHz reconstruit à la fréquence d'horloge volontairement faible égale 4.41 kHz b) Spectre simulé du même signal

section 3.8. La figure 4.14 présente une photographie d'un de ces substrats après fabrication.

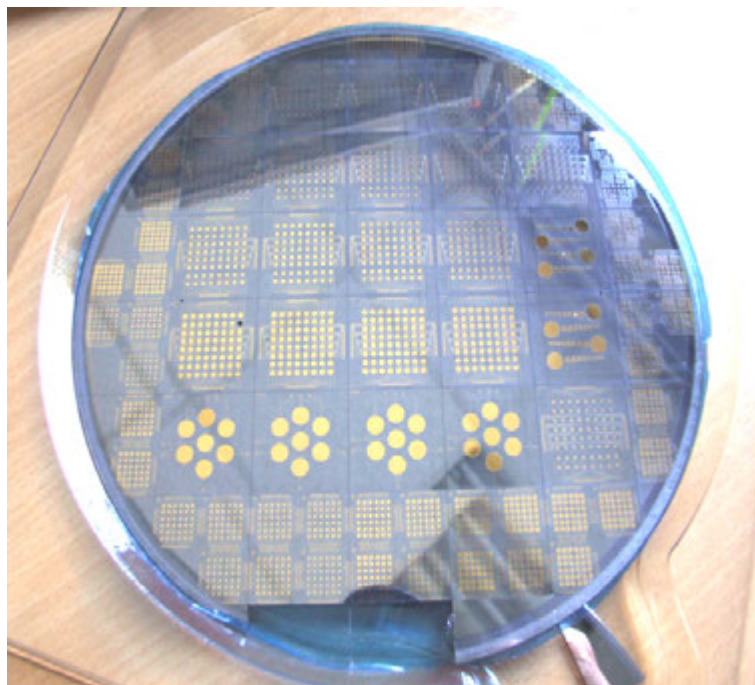


FIGURE 4.14 – Un Wafer de 8" présentant différentes matrices

Nous disposons donc d'un large choix de speaklets à caractériser et seul un certain nombre a pu effectivement l'être. Les dispositifs les plus parlants ou les plus adaptés à un certain moyen de caractérisation ont été choisis en priorité. Avant chaque résultat, le nom de la variante testée sera précisé.

Pour pouvoir effectuer des mesures vibrométriques sur les speaklets, il est nécessaire de leur envoyer une tension avec des générateurs qui sont équipés de câbles BNC. Les puces à caractériser ont donc été collées sur des supports compatibles et du « bonding » a été réalisé à l'aide de micro-connexions en or pour relier ce support aux pads des speaklets. La photo de la figure 4.15 montre 5 puces sur des supports constitués de 11 broches reliées à 10 pistes indépendantes et 1 piste commune qui est utilisée pour la masse.

Les speaklets sont repérés en utilisant une coordonnée en prenant comme point de repère le nom de la puce (voir figure 4.16). Dans le cas des caractérisations acoustiques, où il n'était pas nécessaire de repérer rapidement un speaklet en particulier, une numérotation classique a également été utilisée en comptant les speaklet de haut en bas et de gauche à droite en prenant comme référence le nom de la puce en haut à gauche.

Pour comparer certains résultats, il peut donc être nécessaire de passer d'une technique de repérage à une autre.

#### 4.4 Tests individuels sur les speaklets MEMS

Le but de cette section est de vérifier expérimentalement les conclusions des théories et des simulations concernant les speaklets MEMS.

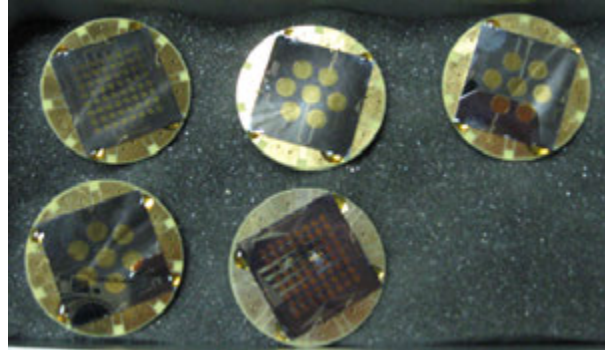


FIGURE 4.15 – Exemple de puces bondées sur un support BNC

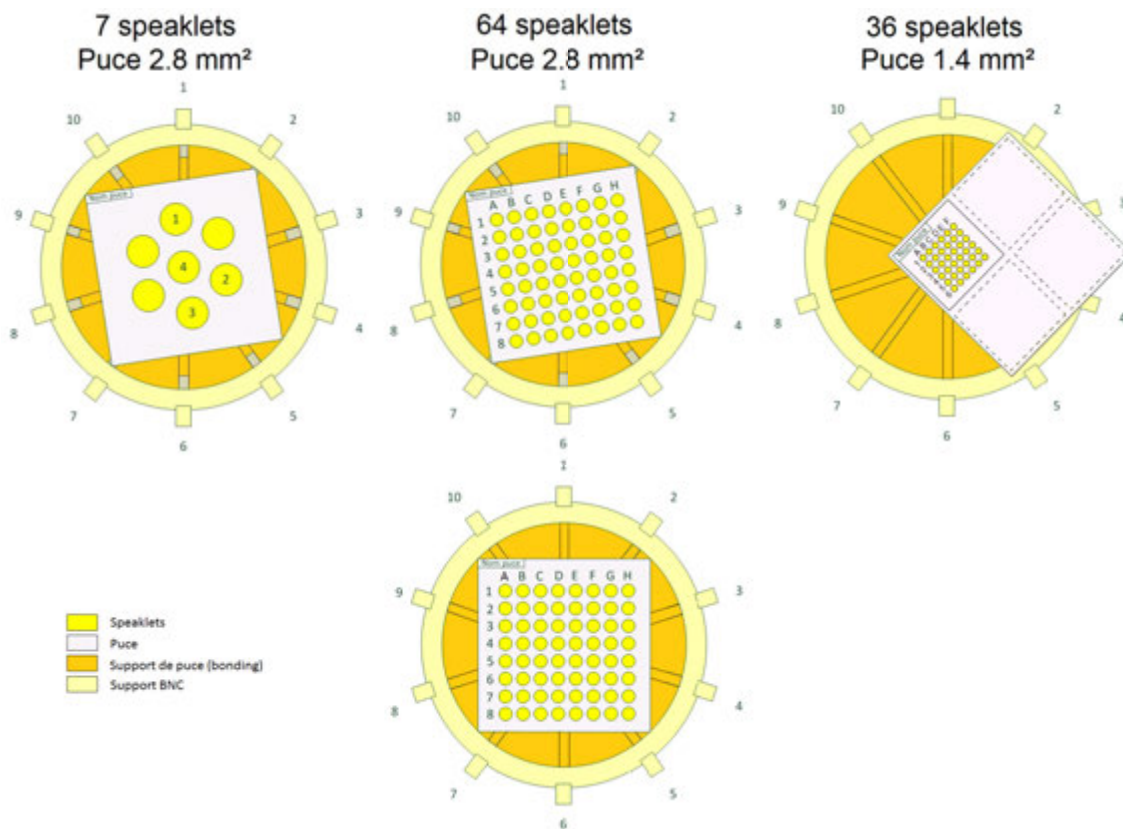


FIGURE 4.16 – Repérage des speaklets des puces bondées

#### 4.4.1 Comparaison de mesures issues des deux vibromètres

Le vibromètre couplé à un dispositif optique est parfaitement adapté aux mesures sur des objets vibrants de petites tailles, c'est à dire dont les dimensions sont millimétriques ou micrométriques. L'autre vibromètre est normalement destiné à la mesures sur des objets vibrants de taille macroscopique et possède un point laser dont la taille correspond à peu près à celle d'un speaklet de 800  $\mu\text{m}$  de rayon. Pour ce type de speaklet et pour ceux plus petit, un effet de moyennage sur toute la surface du speaklet est possible lorsqu'on souhaite seulement obtenir la vitesse au centre du speaklet.

Quelques mesures ont donc été effectuées sur des mêmes speaklets avec les 2 vibromètres afin d'étudier l'éventuel impact des conditions de caractérisation sur la mesure. La tension utilisée est un bruit blanc gaussien auquel est ajouté une tension d'offset afin de rester dans une gamme de tension positive. Cela est nécessaire à cause de la nature ferroélectrique du PZT (voir section 2.2). A noter qu'une tension négative peut également être utilisée et doit donner exactement les mêmes résultats. L'amplitude des bruits blanc utilisés sera comprise entre 0 et 2 V pour les mesures sur chacun des vibromètres. En réalité, garder la même amplitude n'est pas forcément indispensable car les données exportées sont les estimateurs de la fonction de transfert *vitesse/tension*, qui doit donc rester constante si les speaklets se comportent de façon linéaire (cet aspect sera vérifié plus tard).

Les figures 4.17 et 4.18 comparent les résultats obtenues avec 2 speaklets appartenant aux variantes R600A200 0.36 et R800A200 0.36. Les cohérences sont mises en parallèle des mesures.

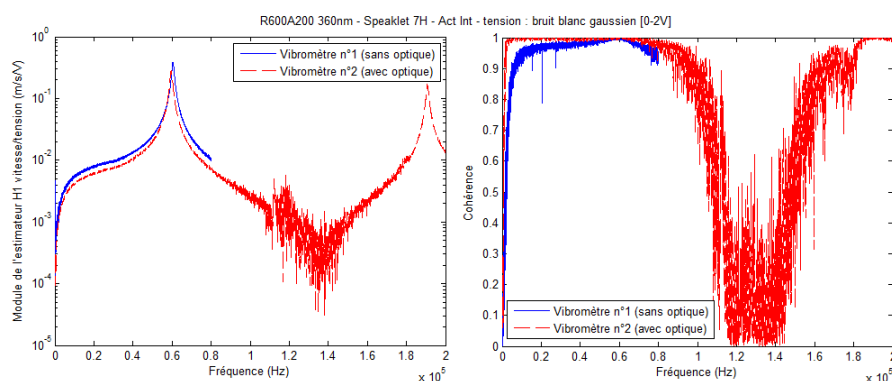


FIGURE 4.17 – Modules des estimateurs  $H_1$  de l'actionneur interne du speaklet 7H de la matrice R600A200 0.36 mesurés avec les 2 vibromètres et cohérences associées

Le vibromètre n°2 doté d'une optique est capable d'utiliser des fréquences d'échantillonnage beaucoup plus grandes que l'autre. Les mesures sont donc effectuées sur des largeurs de bande différentes. Néanmoins, sur les bandes fréquentielles communes, de bonnes concordances sont obtenues. On peut donc considérer que les mesures effectuées avec le vibromètre n°1 fournissent des mesures correctes qui correspondent bien au centre des speaklets.

#### 4.4.2 Mesures de fréquences propres et comparaison avec la théorie et la simulation

Des premières caractérisations mécaniques ont été effectuées afin d'extraire les fréquences propres. Pour cela, des mesures monopoints au centre des membranes de différents rayons ont été réalisées au vibromètre

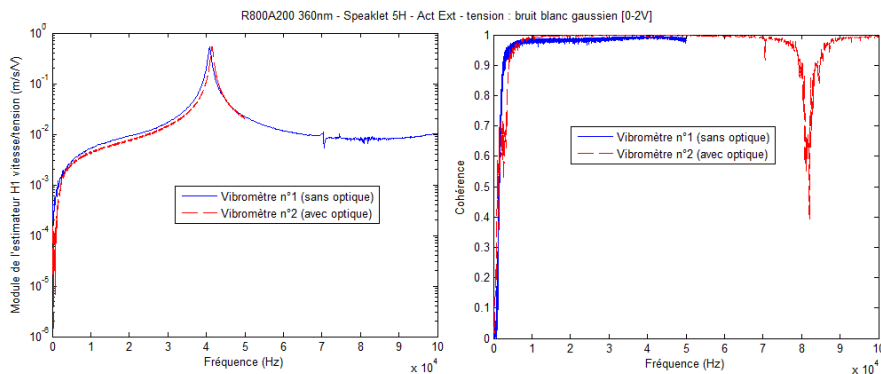


FIGURE 4.18 – Modules des estimateurs  $H_1$  de l'actionneur externe du speaklet  $5H$  de la matrice  $R800A200$  0.36 mesurés avec les 2 vibromètres et cohérences associées

laser. Une tension de bruit blanc plus un offset sont de nouveau utilisés pour exciter toutes les fréquences. En exportant l'estimateur  $H_1$  de la fonction de transfert *vitesse/tension*, un pic permet de situer le mode 00. Les résultats obtenus sont répertoriés dans le tableau 4.1. Les mesures sont alors prises comme référence et les écarts avec les prévisions issues des modèles analytiques et FEM sont calculés.

Rayon ( $\mu\text{m}$ )	Mode (ij)	Mesures		Formule analytique			Comsol 2D axisymétrique		
		Variante mesurée	$f_{ij}$ (Hz)	$\lambda_j^2$	$f_{ij}$ (Hz)	% d'écart (ref : mesures)	Variante simulée	$f_{ij}$ (Hz)	% d'écart (ref : mesures)
400	00	R400A200 0,36	1,19E+05	10,2	9,97E+04	-16	R400A200 0,36	1,23E+05	3
500		R500A200 0,36	7,90E+04		6,38E+04	-19	R500A200 0,36	7,80E+04	-1
600		R600A200 0,36	5,96E+04		4,43E+04	-26	R600A200 0,36	5,35E+04	-10
800		R800A200 0,36	4,19E+04		2,49E+04	-41	R800A200 0,36	2,93E+04	-30
2500		R2500A1000 0,36	1,41E+04		2,55E+03	-82	R2500A1000 0,36	3,12E+03	-78

Tableau 4.1 – Comparaison entre fréquences propres mesurées, obtenues de façon analytique et par éléments finis.

Globalement, la théorie et les simulations sous-estiment les fréquences propres réelles. Les écarts relatifs obtenus augmentent avec les rayons des speaklets, jusqu'à atteindre un maximum de -80 % environ dans le cas des speaklets de 2500  $\mu\text{m}$  de rayon. De telles différences doivent s'expliquer et d'autres caractérisations ont été menées afin de trouver l'origine de ce problème.

### 4.4.3 Mise en évidence de l'origine des différences de comportement dynamique par mesure de déflexion à l'état de repos

L'origine des différences entre les fréquences propres prévues et expérimentales a été mise en évidence en mesurant, à l'aide d'un interféromètre optique, les déformées initiales (c'est à dire sans appliquer de tension sur l'un des actionneurs) de nombreuses variantes de speaklets. En effet, alors que la théorie et les simulations sont basées sur une plaque circulaire parfaitement plane, il a été au contraire constaté une déformée initiale des speaklets. La forme générale de la déformée expérimentale est visible figure 4.19. La partie de l'actionneur externe qui dépasse sur l'encastrement est prise comme référence de déformée nulle. On note alors  $l_1$  la distance entre cette référence et le bord de l'actionneur interne,  $l_2$  la distance entre cette référence et le bord de l'actionneur externe et enfin  $l_3$  la distance entre cette référence et le centre de la membrane. Chacune de ces distances peut être négative ou positive. De plus, en post-traitant les mesures, l'éventuelle présence d'une pente appelée « tilt » est supprimée en prenant le substrat en silicium comme référence de planéité.

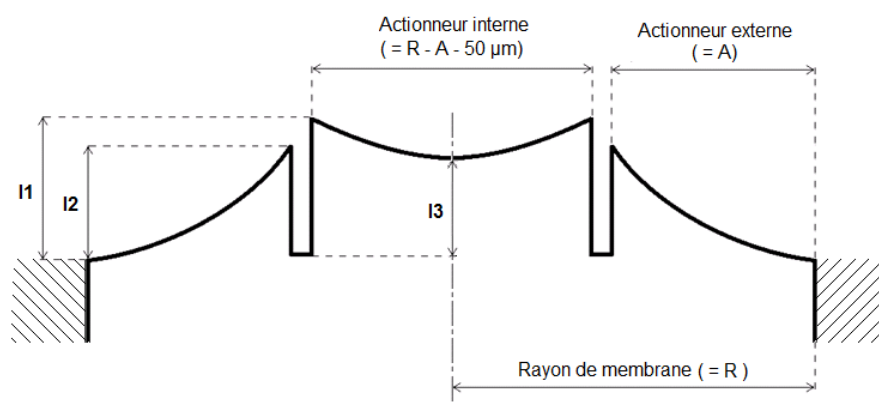


FIGURE 4.19 – Déformée initiale typique de la membrane obtenue après libération. Les longueurs  $l_1$ ,  $l_2$  et  $l_3$  permettent de quantifier les déformations.

Les longueurs  $l_1$ ,  $l_2$  et  $l_3$  ont été relevées et sont visibles en annexe G dans les tableaux G.1 et G.2 qui concernent respectivement les speaklets dont l'épaisseur de PZT est de 0.36 et 0.54  $\mu\text{m}$ . Ces mesures ont permis de plus de remarquer que les déformées de plusieurs speaklets issus de la même variante sont reproductibles.

Pour confirmer que ces déformées sont bien à l'origine des différences de fréquences propres, des simulations par éléments finis ont été réalisées, en partant d'un état de déformation représentatif de la réalité. Pour cela, il a fallu dans un premier temps extraire les contraintes résiduelles dans chaque couche de l'empilement. Ces contraintes sont en effet responsables de ce profil de déformée.

## 4.4.4 Post-simulations avec prise en compte des contraintes résiduelles

### 4.4.4.1 Simulations de déformées initiales

Afin de retrouver dans Comsol les déformées initiales de chacune des variantes de speaklets, de nombreuses simulations statiques ont été effectuées en ajustant les contraintes initiales. Il a alors été choisi



de les ajuster par rapport à la déformée de la variante de 2500  $\mu\text{m}$  de rayon car, comme l'a montré le tableau 4.1, c'est sur cette variante que les contraintes initiales ont le plus d'impact sur le plan dynamique. Les contraintes utilisées dans les simulations sont donc visibles dans le tableau 4.2.

Couche	Epaisseur ( $\mu\text{m}$ )	Contrainte résiduelle (MPa)
Or	0.3	-50
Ruthénium	0.1	200
PZT	0.36 ou 0.54	-300
Platine	0.1	-1000
Silice	1.9	320
Polysilicium	4	-45

Tableau 4.2 – Valeurs des contraintes de chacune des couches rentrées dans Comsol qui conduisent à des déformées correctes et qui serviront pour effectuer toutes les simulations.

Un exemple de mesure de déformée mesurée sur une variante *R2500A1000 0.54* est visible figure 4.20 et est mis en parallèle avec les résultats de simulation par éléments finis. La mesure permet de visualiser le speaklet entièrement en 3D mais pour relever des points, la représentation 2D le long d'un diamètre est bien plus commode. L'échelle verticale est volontairement dilatée, afin de faire apparaître clairement les déformations. L'épaisseur du speaklet est donc également largement exagérée d'un facteur équivalent. Les simulations permettent également une visualisation 3D mais ce n'est qu'une extrusion du modèle 2D axisymétrique autour de son axe de révolution. La déformée est dans ce cas multipliée par 200 mais pas les dimensions verticales, contrairement aux résultats de mesures. C'est ce qui explique que le « trou » entre les 2 actionneurs soit si prononcé dans la mesure par rapport à la simulation.

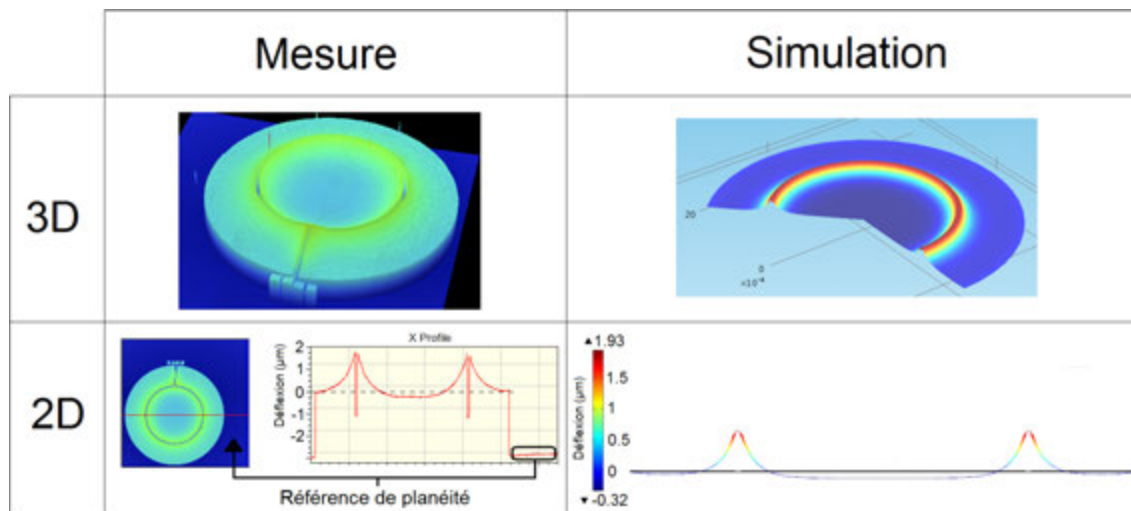


FIGURE 4.20 – Exemple de déformée initiale mesurée et simulée pour la variante *R2500A1000 0.54*

Sur cette figure 4.20, une bonne concordance est obtenue entre les déformées mesurées et simulées. Dans la mesure, les longueurs caractéristiques de la déformée (voir figure 4.19) sont les suivantes :  $l_1 = 1.8\mu\text{m}$ ,

$l_2 = 1.8\mu\text{m}$  et  $l_3 = -0.3\mu\text{m}$ . Dans la simulation ces mêmes longueurs valent :  $l_1 = 1.66\mu\text{m}$ ,  $l_2 = 1.65\mu\text{m}$  et  $l_3 = -0.28\mu\text{m}$ , soit des valeurs relativement proches de la mesure.

Cette comparaison entre les longueurs caractéristiques des déformées initiales issues de la mesure et de la simulation (toujours en utilisant les contraintes du tableau 4.2) a été faite sur de nombreuses variantes de speaklets. Les résultats, sous formes de tableau puis sous forme d'histogrammes sont visibles en annexe G. Une étude statistique a été réalisée et montre que les contraintes utilisées conduisent à de bonnes déformés pour chacune des variantes.

Vérifions maintenant que la prise en compte des ces contraintes dans les simulations permet d'obtenir des fréquences propres proches des expérimentations.

#### 4.4.4.2 Mesures de déformées modales et comparaison avec les nouvelles simulations

Afin de pouvoir repérer plusieurs modes de vibrations, de nouvelles mesures ont été effectuées sur certain speaklets en utilisant des maillages qui permettent de balayer sur toute la surface des membranes. Ces maillages ainsi que les 4 premières déformées modales sont visibles en annexe H pour des speaklets faisant parti des variantes R600A200 0.36, R800A200 0.36 et R2500A1000 0.36.

Des simulations modales des différents speaklets du tableau 4.1 ont ensuite été réalisées en incluant les contraintes du tableau 4.2. La simulation est divisée en 2 étapes : une étude statique est tout d'abord réalisée pour obtenir la déformée initiale, puis cette solution est stockée et sert de condition initiale à une seconde étude de type modale.

Les résultats de mesures et de simulations sont visibles dans le tableau 4.3. Les mesures sont de nouveau prises comme référence dans les calculs de pourcentage d'écarts.

Rayon ( $\mu\text{m}$ )	Mode (ij)	Mesures		Formule analytique			Comsol 2D axisymétrique				
		Variante mesurée	$f_{ij}$ (Hz), avec contraintes	$\lambda_{ij}^2$	$f_{ij}$ (Hz)	% d'écart (ref : mesures)	Variante simulée	$f_{ij}$ (Hz), sans contrainte	% d'écart (ref : mesures)	$f_{ij}$ (Hz), avec contraintes	% d'écart (ref : mesures)
400	00	R400A200 0,36	1,19E+05	10,22	9,97E+04	-16	R400A200 0,36	1,23E+05	3	1,41E+05	18
	10		x	21,26	2,07E+05	x		x	x	x	x
	20		x	34,88	3,40E+05	x		x	x	x	x
	01		x	39,77	3,88E+05	x		4,33E+05	x	4,57E+05	x
500	00	R500A200 0,36	7,90E+04	10,22	6,38E+04	-19	R500A200 0,36	7,80E+04	-1	9,83E+04	24
	10		x	21,26	1,33E+05	x		x	x	x	x
	20		x	34,88	2,18E+05	x		x	x	x	x
	01		x	39,77	2,48E+05	x		2,75E+05	x	3,09E+05	x
600	00	R600A200 0,36	5,96E+04	10,22	4,43E+04	-26	R600A200 0,36	5,35E+04	-10	7,52E+04	26
	10		1,12E+05	21,26	9,22E+04	-18		x	x	x	x
	20		1,75E+05	34,88	1,51E+05	-14		x	x	x	x
	01		1,91E+05	39,77	1,72E+05	-10		1,95E+05	2	2,32E+05	22
800	00	R800A200 0,36	4,19E+04	10,22	2,49E+04	-41	R800A200 0,36	2,93E+04	-30	5,14E+04	23
	10		7,25E+04	21,26	5,19E+04	-28		x	x	x	x
	20		1,10E+05	34,88	8,51E+04	-23		x	x	x	x
	01		1,27E+05	39,77	9,70E+04	-24		1,15E+05	-9	1,50E+05	18
2500	00	R2500A1000 0,36	1,41E+04	10,22	2,55E+03	-82	R2500A1000 0,36	3120	-78	1,47E+04	4
	10		1,59E+04	21,26	5,31E+03	-67		x	x	x	x
	20		2,25E+04	34,88	8,71E+03	-61		x	x	x	x
	01		2,58E+04	39,77	9,93E+03	-61		11679	-55	3,51E+04	36

Tableau 4.3 – Comparaison des fréquences d'apparitions de modes propres mesurées, obtenues de façon analytique et par simulation, en incluant ou non les contraintes initiales dans ce dernier cas

Une case grisée et barrée d'une croix signifie qu'une donnée est manquante ou impossible à obtenir. Par exemple, des mesures balayant les surfaces des speaklets de types *R400A200 0.36* et *R500A200 0.36* n'ont pas été réalisées. Dans le cas de la simulation, la formulation 2D axisymétrique ne permet pas de calculer certains modes de vibrations.

Les deux nouvelles colonnes qui donnent les fréquences d'apparition des modes de vibrations simulées en incluant les contraintes initiales ainsi que les écarts avec les mesures sont celles qui nous intéressent le plus. La fréquence d'apparition du mode 00 du speaklet de 2500  $\mu\text{m}$  de rayon a cette fois seulement 4 % d'écart avec les mesures contre 80 % environ auparavant lorsque les simulations se faisaient à partir d'une membrane plane. C'est donc bien la déformée de la membrane qui est à l'origine du décalage fréquentiel. Par contre, pour les autres variantes de plus petits rayons, des écarts plus importants entre simulations et mesures peuvent être obtenus lorsque les contraintes sont prise en compte que lorsqu'elles ne le sont pas. Par exemple, dans le cas de la variante *R400A2000.36*, l'écart passe de 3 à 18 %. Il faudrait cependant plus de mesures sur cette variante pour être sûr qu'il ne s'agit pas d'un problème de fiabilité du composant.

En ajustant les contraintes afin de se rapprocher le plus possible de la déformée mesurée, il a été constaté que les fréquences propres simulées peuvent se rapprocher beaucoup plus des mesures. Néanmoins, pour pouvoir garder un modèle prédictif pour de futures dimensions potentielles de speaklets, il a été choisi de ne pas changer les contraintes pour chaque variante et de garder celles du tableau 4.2.

De plus, des tests ont montrés que de faibles modifications de contraintes (de l'ordre de 5 MPa) dans la couche de polysilicium ou dans la couche d'oxyde peuvent conduire à des différences de déformée relativement importantes qui conduisent elles même à des modifications de fréquences propres, dans un sens ou dans l'autre. Cela tend à montrer que l'influence des contraintes sur l'évolution des fréquences propres n'est pas trivial.

On peut maintenant se poser la question de savoir si ces contraintes influencent également le comportement statique du speaklet et plus particulièrement sa déflexion en fonction de la tension.

#### 4.4.4.3 Déflexion en fonction de la tension et comparaison avec les mesures

Le déplacement du centre de plusieurs variantes de speaklet a été mesuré en fonction du type d'actionneurs utilisé et de la tension appliquée. Cette tension varie tout d'abord de 15 V jusqu'à -15 V avec un pas de 2 V puis de -15 V jusqu'à 15 V avec le même pas dans le but de faire apparaître le cycle d'hystérésis (voir section 2.2.1 pour connaître d'où vient cette hystérésis). Dans un second temps, d'autres mesures ont été effectuées mais en faisant varier la tension de 15 V jusqu'à 0 V puis de 0 V à 15 V de façon à se rapprocher du cas réel d'utilisation des actionneurs.

Les mesures sont effectuées en mesurant la distance entre deux points : le premier point est pris au centre de la membrane et le second point est pris sur le substrat en silicium. Le substrat sert alors à la fois de référence pour mesurer une variation de déplacement du centre de la membrane mais également de référence de planéité. Dans une première approche, une mesure de la position de la membrane sans actuation était mesurée pour être ensuite soustraite aux autres mesures effectuées, c'est à dire que cette position était prise comme le zéro de déplacement. En procédant ainsi et en traçant le déplacement du centre de la membrane en fonction de la tension, il était malheureusement parfois possible d'obtenir un cycle d'hystérésis avec un déplacement non nul lorsque aucune tension n'était appliquée. Ce décalage peut s'expliquer par un état de polarisation du PZT différent pendant la mesure d'état d'équilibre de la membrane et pendant le cycle d'hystérésis qui commence par la tension maximale de 15 V. Il a donc été choisi de recalibrer verticalement les mesures pour faire coïncider le centre de la figure d'hystérésis avec le point de déplacement nul. Par contre les décalages horizontaux en tension qui créent une dissymétrie autour de l'axe des déplacements

ne sont pas corrigés. Ceux-ci peuvent provenir de légers défauts dans l'empilement technologique, comme un problème d'interface d'une des 2 électrodes.

Pour cette étude, nous nous sommes limités aux speaklets dont les rayons valent 400,500 et 600  $\mu\text{m}$ . Avant de commencer à proprement dit les mesures, certains tests préliminaires ont été effectués. Le premier test a consisté à mesurer la tension de claquage du PZT, qui est de 28 V environ pour la variante *R400A200 0.36* (voir annexe A). Plus l'aire des actionneurs en PZT augmente, plus la probabilité d'avoir des défauts augmente et moins la tension de claquage est élevée. Par sécurité, les speaklets seront donc caractérisés et utilisés avec une tension maximale de 15 V. Le deuxième test consiste à vérifier la fiabilité d'une mesure de l'interféromètre et la stabilité de la position neutre d'un speaklet après l'application d'une tension de 15 V<sup>1</sup>. Pour cela, un speaklet *R400A200 0.36* a été choisi au hasard et la tension envoyée sur l'actionneur interne. Deux séries de 3 mesures ont été effectuées : la première en mesurant la position de repos 3 fois de suite (une même tension aurait très bien pu être appliquée) et la seconde en mesurant la position de repos juste après avoir appliqué une tension de 15 V. Les résultats sont visibles dans le tableau 4.4.

Mesure n°	Mesure de la position neutre du centre de la membrane ( $\mu\text{m}$ )	
	Sans actuation	Après une tension de 15 V
1	3.427	3.397
2	3.421	3.425
3	3.421	3.425

Tableau 4.4 – Résultats des tests de reproductibilité de l'interféromètre et de la stabilité du point de repos d'un speaklet de la variante *R400A200 0.36*

Les valeurs de déflexion obtenues sont très proches et laissent penser que les mesures de l'interféromètre sont fiables et que la position de repos du speaklet étudié est répétable. L'hypothèse sera faite que tous les speaklets possèdent une position de repos stable tant que le même champ électrique est appliqué avant la mesure.

Le troisième et dernier test préliminaire consiste à vérifier la reproductibilité d'un cycle d'hystérésis représentant le déplacement du centre de la membrane entre -15 V et 15 V en utilisant l'actionneur interne ou externe. Pour cela, le même speaklet *R400A200 0.36* que précédemment est étudié. Les résultats obtenus sont visibles sur la figure 4.21 où il apparaît que pour les actionneurs internes et externes, les points de mesures des 2 cycles d'hystérésis sont très proches. Ce speaklet *R400A200 0.36* possède donc un comportement mécanique reproductible dans le domaine statique et on fera l'hypothèse qu'il en est de même pour tous les autres speaklets. Il est donc maintenant possible de passer aux mesures de déflexions à proprement parlé.

Les résultats obtenus en utilisant les actionneurs internes puis externes de différentes variantes dont le rayon varie de 400 à 600  $\mu\text{m}$  sont visibles sur la figure 4.22.

Le principe de fonctionnement des speaklet à base de double actionneurs est validé et la nature ferro-électrique du PZT est bien visible puisqu'un changement de polarité ne change pas le sens de la déflexion, sauf dans une petite gamme de tension d'environ  $\pm 2$  V. Le champ coercitif du PZT étant compris entre 2 et 3 V/ $\mu\text{m}$  et l'épaisseur de PZT étant ici de 0.36  $\mu\text{m}$ , la théorie prévoit une tension de repolarisation à partir de 1 V environ, ce qui n'est dans l'absolu pas éloigné de ce qui est observé. Le déplacement des

1. On s'assure ainsi que l'état de polarisation du PZT à chaque mesure est la même et qu'elle n'influe donc pas sur les différences éventuellement constaté de position neutre

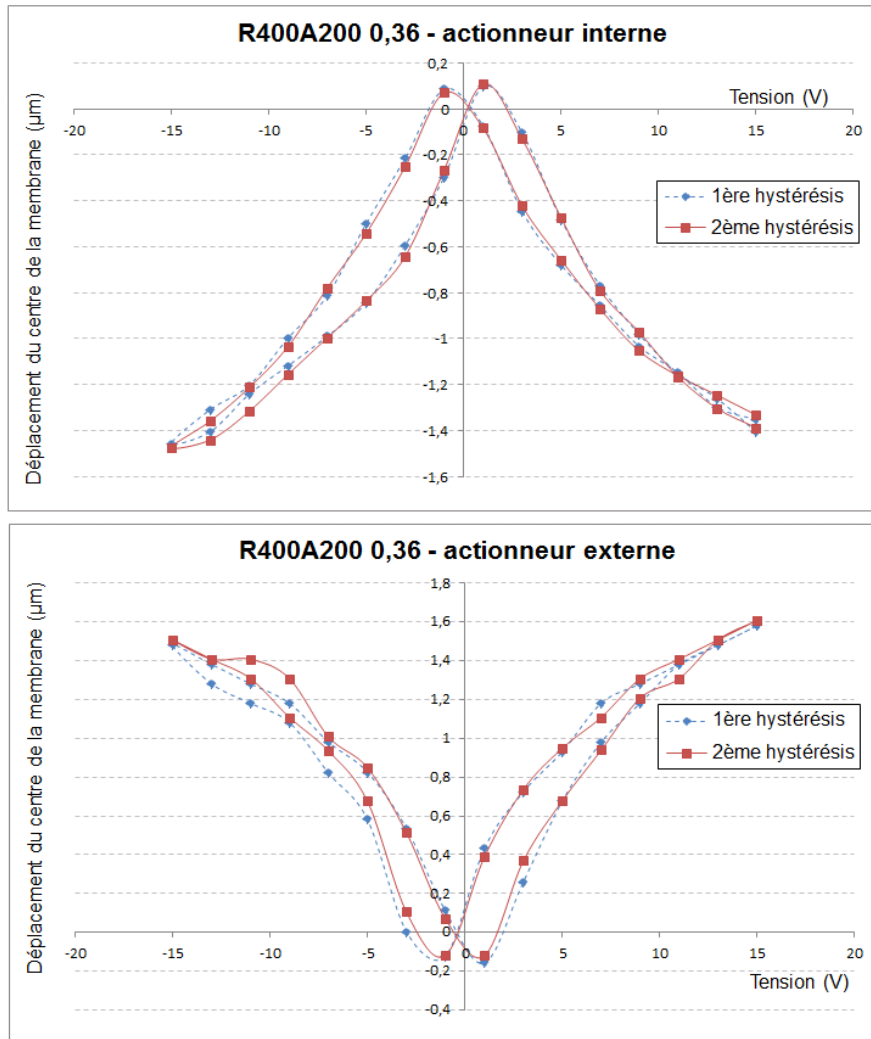


FIGURE 4.21 – Test de reproductibilité du déplacement du centre de la membrane en fonction de la tension sur un speaklet *R400A200 0.36*

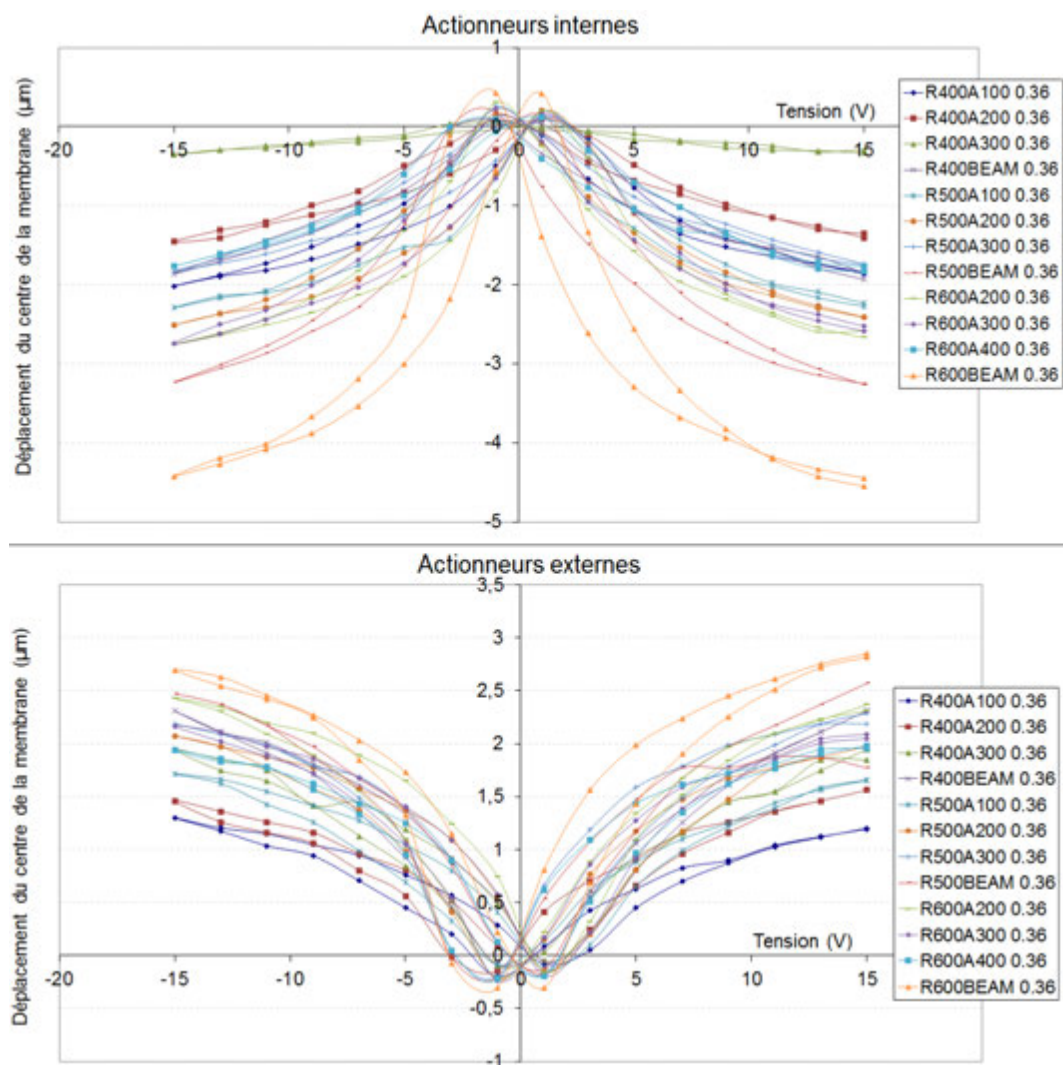


FIGURE 4.22 – Mesure de déflexion au centre des membranes de plusieurs variantes de speaklets, en fonction de la tension



membranes n'est pas proportionnelle à la tension appliquée. Cette non linéarité est d'autant plus marquée que le déplacement est important. Pour plus de lisibilité, d'autres figures ont été tracées à partir de ces résultats.

La figure 4.23 présente sous forme d'histogramme les déflexions extrêmes obtenues en appliquant 15 V sur les 2 types d'actionneurs des différentes variantes de speaklets. De façon générale, l'amplitude du déplacement augmente avec le rayon  $R$ , à largeur d'actionneur  $A$  constante. Ceci est vrai seulement pour une certaine variation du rayon, qui est ici relativement faible, car le point d'application du moment sur la ligne neutre reste en effet relativement constant. Les variantes *RxxxBEAM*, qui ont été conçues dans le but de réduire les contraintes pour permettre à la membrane de se mouvoir plus facilement, remplissent bien leurs rôles puisqu'elles sont toujours bien plus efficaces que les variantes *RxxxA200* qui possèdent les mêmes dimensions. Une source de distorsions supplémentaire dans la reconstruction du son en digital apparaîtra pour les speaklets dont les amplitudes de déplacement générées par les actionneurs internes et externes sont trop différentes. C'est par exemple le cas pour le speaklet *R400A300 0.36* où cette différence est d'environ d'un facteur 4.

Ces déflexions maximales sous une tension 15 V obtenues par la mesure sont groupées par rayons de speaklets et sont tracées en fonction du paramètre  $A$  figure 4.24. Les résultats des modèles analytiques et éléments finis sont également présents sur cette figure. Concernant le modèle éléments finis, seules les études non linéaires sont ici tracées, en prenant en compte ou non les contraintes initiales. Ces dernières peuvent diminuer considérablement les déflexions simulées, jusqu'à les diviser par 2.

Par rapport aux mesures, le modèle théorique semble peu précis puisqu'il surestime beaucoup les mesures : dans le pire des cas, des différences de 400% sont visibles. Ces différences proviennent de la limitation principale du modèle théorique, à savoir sa linéarité. Les modèles éléments finis non linéaires donnent des résultats beaucoup plus proches des mesures, surtout celui qui prend en compte les contraintes initiales. De façon générale, l'allure des courbes formées par les quelques points de mesures suit celles des courbes théoriques, sauf pour l'actionneur externe des speaklets de 400  $\mu\text{m}$  de rayon. Ceci peut s'expliquer par le faible nombre de speaklets testés. Il existe en effet peut être des différences de déflexions à 15 V pour un même type de speaklet. Le choix des paramètres  $A$  optimaux effectués dans le chapitre 3 est donc validé.

Plusieurs speaklets appartenant à 3 variantes (*R400A200 0.36*, *R500A200 0.36* et *R600A400 0.36*) ont donc été sélectionnés au hasard sur des matrices situées en différents endroits d'un même substrat silicium (les positions des matrices sont visibles en annexe I). L'idée initiale était de détecter un éventuel phénomène de dispersion qui serait corrélé à ces positions. En effet, l'étalement des couches technologiques n'est pas homogène sur le substrat. Cependant, il s'est avéré plus tard que cet éventuel effet est complètement masqué par un autre problème d'origine électrique, qui sera mis en évidence en section 4.5.4. Pour faire apparaître les cycles d'hystérésis, la même méthodologie que précédemment a été appliquée, sauf que cette fois la tension varie de 15 V jusqu'à 0 V puis de 0 V à 15 V. Cela permet de faire des mesures plus rapidement et de s'approcher de la façon dont seront réellement utilisées les actionneurs. Les résultats de cette étude sont regroupés par variantes et sont visibles figure 4.25 pour les speaklets de 400  $\mu\text{m}$  de rayon et en annexe J pour les deux autres rayons. Les résultats du modèle analytique ainsi que des 2 modèles éléments finis non linéaires prenant en compte ou non les contraintes initiales sont de nouveau tracés. Pour les modèles éléments finis, les déflexions au centre des membranes sont relevées pour des tensions de 0, 5, 10 et 15 V. Dans le cas où les contraintes sont prises en compte, il existe déjà un déplacement au centre de la membrane à 0 V, qui est pris comme le zéro de déflexion.

Sur ces nouvelles mesures, le phénomène d'hystérésis est moins marqué (par rapport au mesure de -15 à 15 V de la figure 4.22) car il n'y a pas de changement de sens de la polarisation. Le modèle analytique



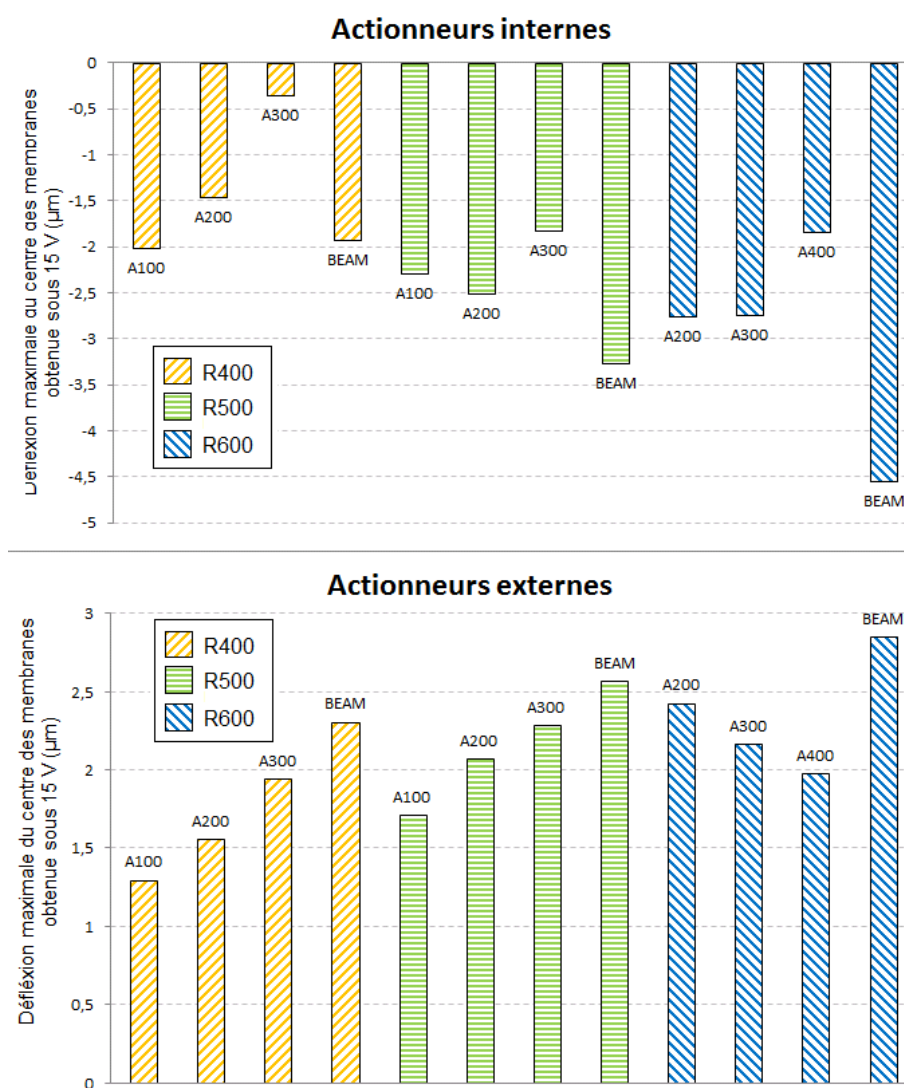


FIGURE 4.23 – Déflexion maximale de plusieurs variantes de speaklet, sous une tension de 15 V

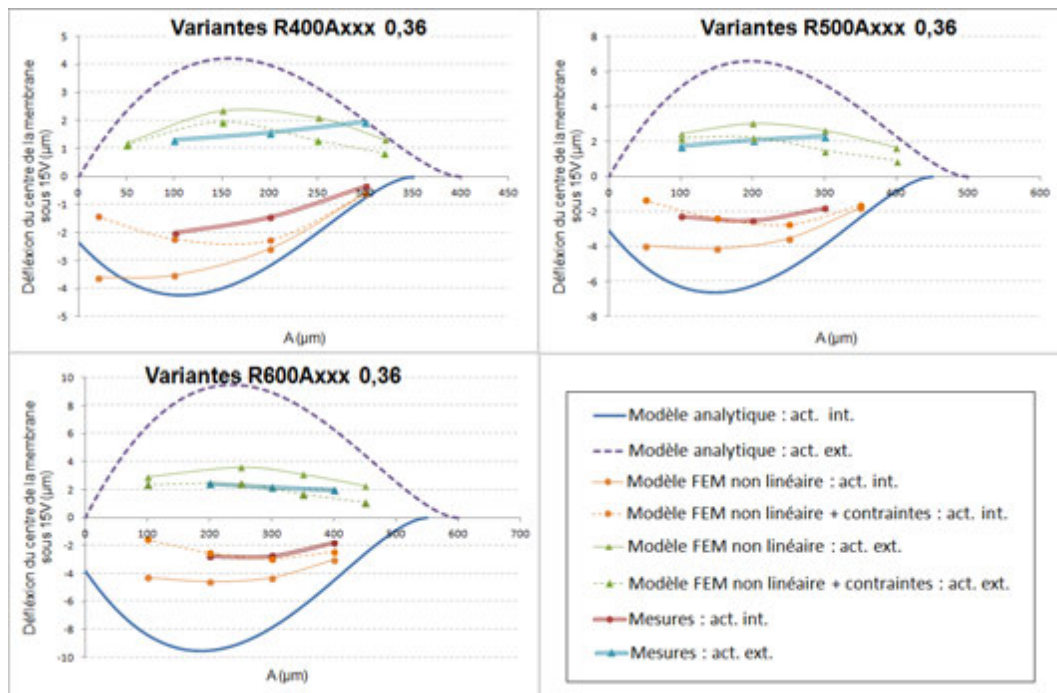


FIGURE 4.24 – Comparaison entre les déflexions théoriques, simulées et mesurées, regroupées par rayon de membranes et tracées en fonction de la largeur de l'actionneur externe sur la membrane (paramètre noté  $A$ )

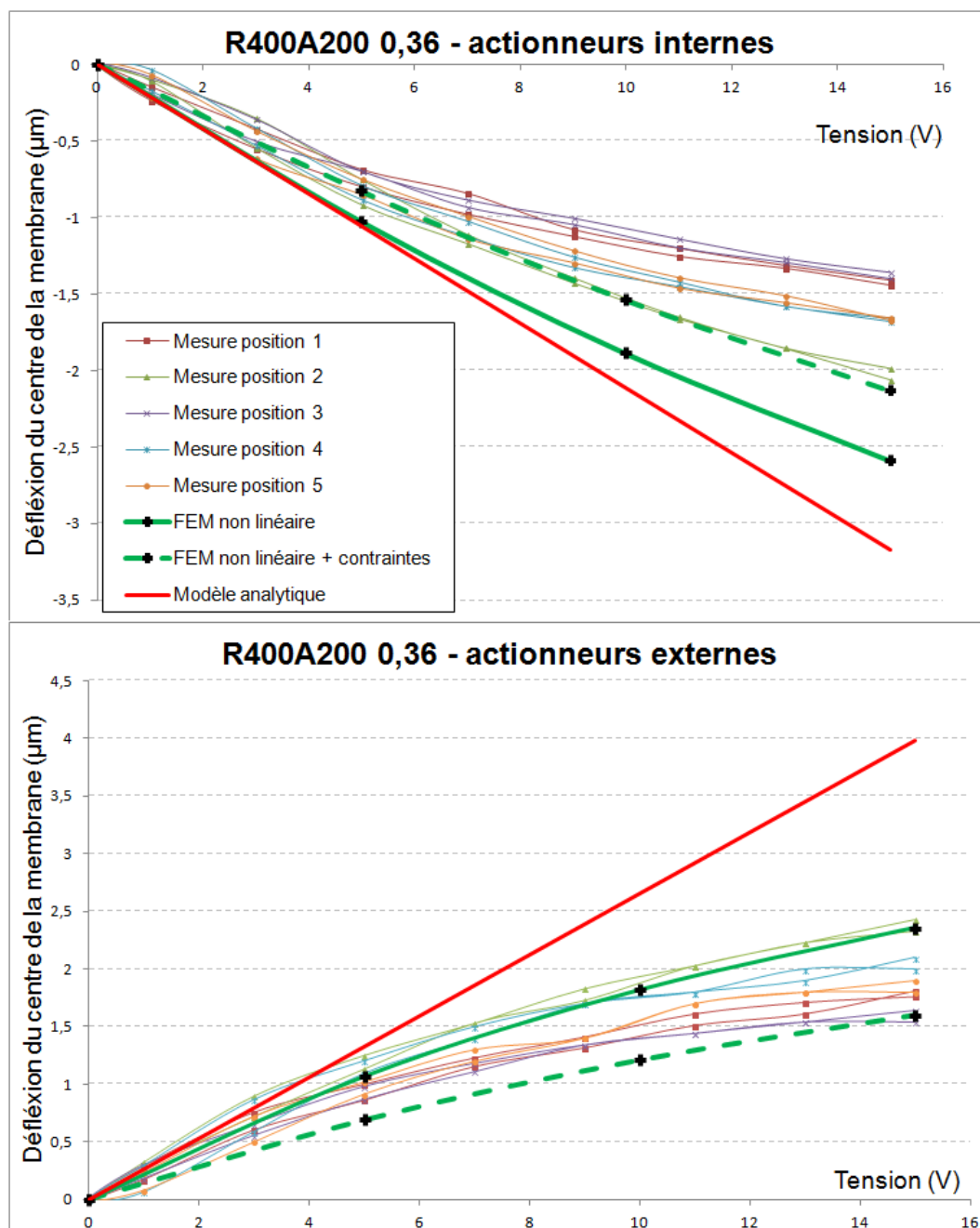


FIGURE 4.25 – Comparaison des déflexions obtenues au centre des membranes *R400A200 0.36* en effectuant des mesures en différents endroits du Wafer, en utilisant le modèle analytique et en utilisant le modèle éléments finis.

peut être considéré comme valable jusqu'à 5 V environ. Les speaklets se comportent en effet de façon assez linéaire en basse tension. Il est cependant difficile de donner un pourcentage de fidélité. En effet les mesures de déflexions possèdent des amplitudes différentes qui peuvent varier du simple au double selon le speaklet testé. Pour des tensions plus élevées, la prise en compte des non linéarités gagne en importance.

Les 2 modèles éléments finis donnent des courbes possédant des formes et des amplitudes beaucoup plus proches des mesures que le modèle analytique, ce qui démontre leurs validités. Il est cependant difficile de dire ici si la prise en compte des contraintes initiales améliore le modèle, à cause de l'étalement des mesures.

#### 4.4.5 Modèle de rayonnement monopolaire appliqué à un speaklet

Dans l'étude sur le rayonnement des speaklets macroscopiques, la présence d'un baffle de taille suffisamment grand a montré que cela permettait d'obtenir des mesures de pressions plus proches des modèles théoriques qui font l'hypothèse de la présence d'un baffle infini.

Dans cette partie, on fera l'hypothèse que les speaklets MEMS sont suffisamment bafflés et les mesures de pressions seront comparées à des pressions recalculées à partir du modèle monopolaire.

##### 4.4.5.1 Calcul des coefficients correcteurs sur les débits expérimentaux

Avant de pouvoir appliquer le modèle monopolaire, il est nécessaire de connaître le coefficient correcteur sur les débits. La théorie (équation 2.7) dit que ce coefficient vaut 0.3 quelque soit la variante de speaklet. En utilisant les maillages visibles en annexe H, il est possible de vérifier la valeur de ce coefficient pour les variantes de speaklet *R600A200 0.36*, *R800A200 0.36* et *R2500A1000 0.36* car les estimateur  $H_1$  de la fonction de transfert *vitesse/tension* sont connus en chaque point de leurs surfaces. Les résultats des ces calculs de coefficients correcteurs sont visibles dans le tableau 4.5.

Variante	R600A200 0.36	R800A200 0.36	R2500A1000 0.36
Speaklet	7H	5H	2
Actionneur	interne	interne	interne
$\alpha$	0.28	0.4	0.31

Tableau 4.5 – Coefficients correcteurs calculés sur différentes variantes de speaklets

Il semble que le coefficient théorique de 0.3 soit proche de la réalité. Seul le speaklet de la variante *R800A200 0.36* donne un résultat un peu plus éloigné. Néanmoins il ne s'agit que d'un test effectué sur un seul speaklet. Il serait bénéfique d'étoffer ce tableau à l'avenir en calculant ce coefficient sur plusieurs speaklets de la même variante pour mieux connaître la dispersion et obtenir un  $\alpha$  moyen. On considèrera donc que le coefficient théorique  $\alpha$  de 0.3 est bon pour toutes les variantes de speaklet et il sera donc utilisé dans les calculs de rayonnement monopolaire.

##### 4.4.5.2 Application du modèle monopolaire

Maintenant que le coefficient correcteur théorique est confirmé, il est possible de comparer les fonctions de transfert théoriques *pression/tension* obtenues grâce au modèle monopolaire avec des mesures effectuées au microphone. Les mesures effectuées consistent à envoyer un bruit blanc gaussien (toujours avec une tension d'offset) sur le speaklet et à enregistrer de façon simultanée la vitesse vibratoire au centre des

membranes et la pression à une certaine distance en face du speaklet. L'estimateur  $H_1$  de la fonction de transfert *vitesse/tension* et la cohérence associée sont alors exportées ainsi que l'interspectre entre pression et tension et les autospectres de la tension et de la pression, qui permettent de recalculer l'estimateur  $H_1$  de la fonction de transfert *pression/tension*.

Les 2 estimateurs  $H_1$  obtenus pour 3 speaklets de différentes variantes sont visibles figures 4.26, 4.27 et 4.28. Chaque courbe est associée à une mesure de cohérence.

Pour les 3 speaklets, le modèle monopolaire correspond relativement bien aux mesures. Des différences d'amplitudes sont constatées en basse fréquence mais les cohérences très proches de 0 montrent que les mesures ne sont pas optimisées. On sait également que la chambre anéchoïque présente certains défauts qui peuvent créer des pics dans les fonctions de transfert et que la bafflage des speaklets n'est pas forcément suffisant.

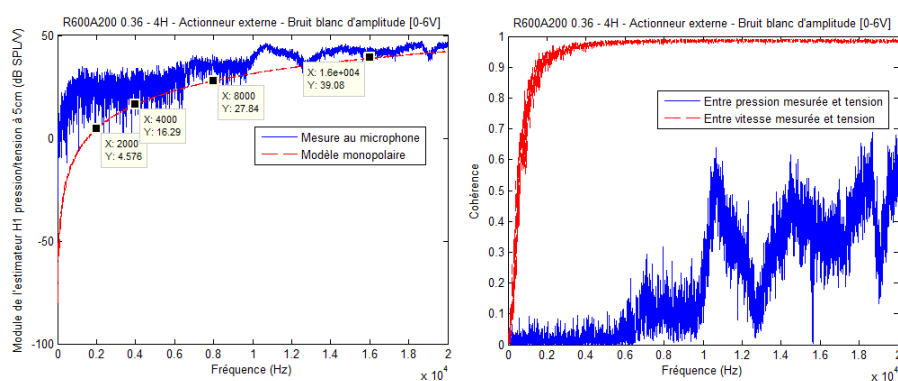


FIGURE 4.26 – Comparaison entre les fonctions de transfert *pression/tension* issue du modèle monopolaire et mesurée au microphone pour un speaklet appartenant à la variante *R600A200 0.36*. Les cohérences associées sont également visibles.

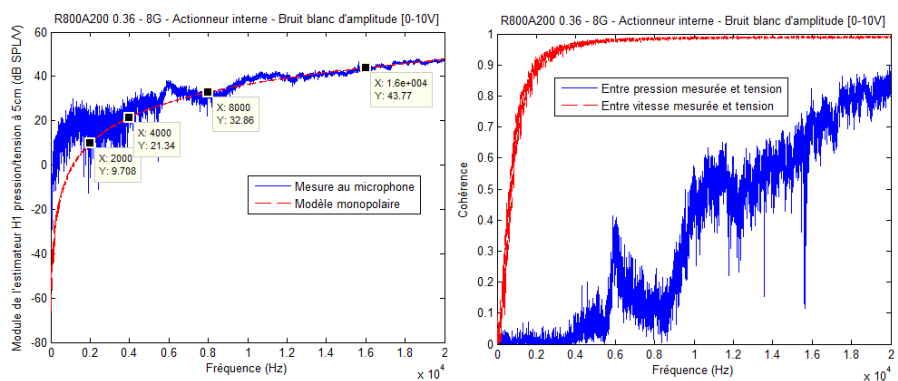


FIGURE 4.27 – Comparaison entre les fonctions de transfert *pression/tension* issue du modèle monopolaire et mesurée au microphone pour un speaklet appartenant à la variante *R800A200 0.36*. Les cohérences associées sont également visibles.

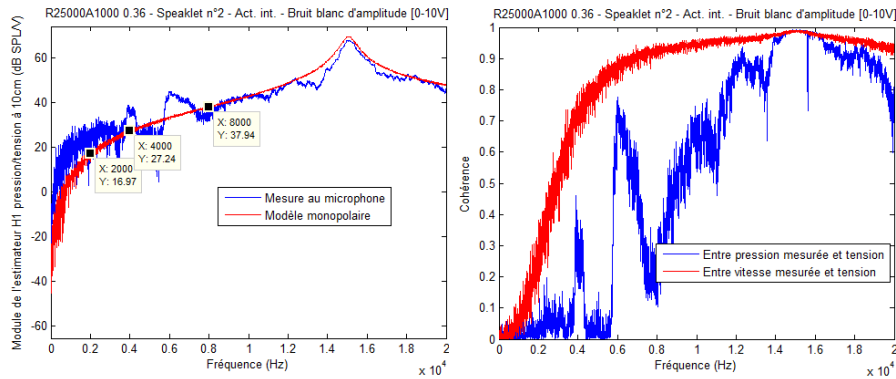


FIGURE 4.28 – Comparaison entre les fonctions de transfert *pression/tension* issue du modèle monopolaire et mesurée au microphone pour un speaklet appartenant à la variante *R2500A200 0.36*. Les cohérences associées sont également visibles.

Les mesures au microphone valident donc l'utilisation du modèle monopolaire pour les speaklets MEMS. Cette étude permet au passage de confirmer que les speaklets se comportent effectivement comme des systèmes mécaniques à 1 degré de liberté puisque avant le mode 00, la pression augmente de +12 dB par octave.

#### 4.4.6 Étude statistique des fonctions de transfert par comparaison avec le modèle 1 degré de liberté

De nombreuses fonctions de transfert ont été mesurées à l'aide des vibromètres lors des caractérisations précédentes, que ce soit pour vérifier les fréquences propres des speaklets, calculer les coefficients correcteurs ou vérifier le modèle monopolaire. Ce dernier point a permis de vérifier que les speaklets se comportent comme des systèmes mécaniques à un degré de liberté avant l'apparition du mode 01.

Chaque fonction de transfert *vitesse/tension* mesurée au centre d'un speaklet a donc été comparée avec une autre tirée du modèle à un degré de liberté, donnée par l'équation 4.3.

$$|H_{1DDL}(vitesse/tension)| = \frac{\omega Amp}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (2\omega\epsilon\omega_0)^2}} \quad (4.3)$$

Pour obtenir le facteur de qualité  $Q$ , la largeur du pic de résonance à -3 dB, noté  $\Delta f$  est mesurée. A partir du facteur de qualité, le taux d'amortissement  $\epsilon$  est obtenu. Enfin, l'amplitude  $Amp$  est ajustée de façon à coller à la mesure. La figure 4.29 présente un exemple de fonction de transfert mesurée ainsi que le modèle à un degré de liberté associé. La cohérence de la mesure est également visible. Les 2 courbes représentant les fonctions de transfert sont très proches et la représentation en dB (en prenant une référence arbitraire) permet de visualiser facilement la pente de +6 dB par octave.

Les paramètres mécaniques de l'équation 4.3 obtenues pour chaque fonction de transfert mesurée sont visibles en annexe K. Une étude statistique a ensuite été menée sur ces résultats. Le tableau 4.6 présente les moyennes, variances, écarts types et écarts types relatifs de chacun des paramètres mécaniques regroupés par variante de speaklets.

L'écart type relatif est sans doute le paramètre le plus intéressant à analyser car il indique des variations

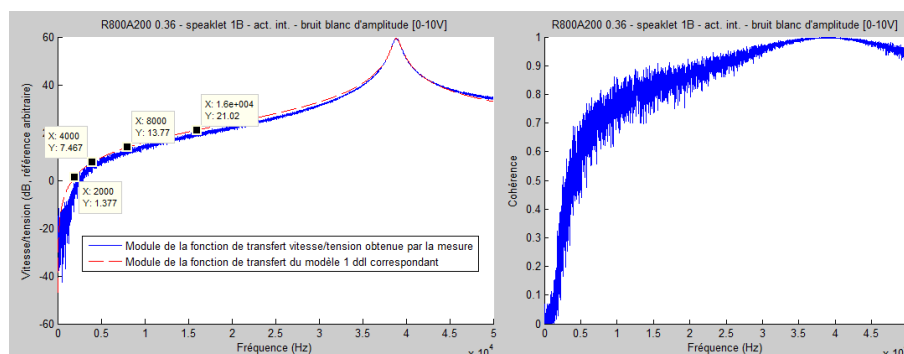


FIGURE 4.29 – Module de l'estimateur  $H_1$  de la fonction de transfert *vitesse/tension* d'un speaklet appartenant à la variante R800A200 0.36 et modèle à 1 degré de liberté associé. La cohérence de la mesure est également visible.

Variante	Indicateur	$f_0$ (Hz)	$\omega_0$ (rad/s)	$\Delta f$ (Hz)	$\epsilon$	Amp
R600A200 0,36	Moyenne ([x])	6,06E+04	3,80E+05	1,04E+03	8,59E-03	3,50E+03
	Variance ([x <sup>2</sup> ])	1,06E+05	4,18E+06	4,88E+04	3,33E-06	3,01E+06
	Ecart-type ([x])	3,26E+02	2,05E+03	2,21E+02	1,82E-03	1,74E+03
	Ecart-type relatif (%)	0,5	0,5	21,2	21,2	49,7
R600A200 0,54	Moyenne	5,70E+04	3,58E+05	7,09E+02	6,22E-03	5,66E+01
	Variance	3,73E+06	1,47E+08	3,01E+03	1,83E-07	1,02E+03
	Ecart-type	1,93E+03	1,21E+04	5,49E+01	4,28E-04	3,20E+01
	Ecart-type relatif (%)	3,4	3,4	7,7	6,9	56,5
R800A200 0,36	Moyenne ([x])	4,03E+04	2,53E+05	7,02E+02	8,74E-03	2,36E+03
	Variance ([x <sup>2</sup> ])	1,48E+06	5,85E+07	1,55E+04	3,11E-06	2,83E+06
	Ecart-type ([x])	1,22E+03	7,65E+03	1,24E+02	1,76E-03	1,68E+03
	Ecart-type relatif (%)	3,0	3,0	17,7	20,2	71,3
R800A200 0,54	Moyenne ([x])	4,19E+04	2,63E+05	8,48E+02	1,01E-02	2,21E+03
	Variance ([x <sup>2</sup> ])	1,69E+06	6,69E+07	4,13E+04	6,21E-06	7,77E+05
	Ecart-type ([x])	1,30E+03	8,18E+03	2,03E+02	2,49E-03	8,82E+02
	Ecart-type relatif (%)	3,1	3,1	24,0	24,6	39,9
R2500A1000 0,36	Moyenne ([x])	1,44E+04	9,03E+04	6,29E+02	2,19E-02	1,47E+02
	Variance ([x <sup>2</sup> ])	5,85E+05	2,31E+07	1,32E+03	1,99E-06	1,38E+04
	Ecart-type ([x])	7,65E+02	4,81E+03	3,64E+01	1,41E-03	1,17E+02
	Ecart-type relatif (%)	5,3	5,3	5,8	6,4	79,8
R2500A1000 0,54	Moyenne	1,48E+04	9,28E+04	1,38E+03	4,68E-02	1,65E+02
	Variance	7,64E+05	3,02E+07	9,75E+04	1,33E-04	1,60E+04
	Ecart-type	8,74E+02	5,49E+03	3,12E+02	1,15E-02	1,26E+02
	Ecart-type relatif (%)	5,9	5,9	22,7	24,6	76,6

Tableau 4.6 – Etude statistique effectuée sur les paramètres mécaniques des fonctions de transfert issues du modèle à 1 degré de liberté



ramenées à la moyenne et est donc sans unité, ce qui permet de comparer des séries de valeurs exprimées dans des unités différentes. Dans le tableau 4.6, les écarts types relatifs sont exprimés en pourcentage et celui concernant les amplitudes (paramètre  $Amp$  de l'équation 4.3) peut atteindre des valeurs importantes, allant jusqu'à près de 80%. Ceci indique que la plus grande source de dispersion entre des speaklets d'une même matrice se situe au niveau de l'amplitude de vibration. L'origine de cette dispersion sera mise en évidence en section 4.5.4.

#### 4.4.7 Pression en fonction du rayon des speaklets

Dans la section 3.7.2, les modèles analytiques et éléments finis ont montrés qu'après le pic de résonance (mode 00), l'amplitude de la pression générée par un speaklet est la même quelque soit son rayon pour des actionneurs dont les dimensions ne sont pas trop éloignées des optimaux.

Dans la section 4.4.6, des fonctions de transfert *vitesse/tension* ont été mesurées pour plusieurs variantes de speaklets et comparées à un modèle à un degré de liberté. Sur la même matrice, plusieurs speaklets ont également été testés, ce qui a permis de faire une étude statistique sur les paramètres mécaniques obtenus. En utilisant les paramètres mécaniques moyens communs aux 2 types d'actionneurs, qui sont donc représentatifs des échantillons testés, il est possible de recalculer la fonction de transfert *vitesse/tension* avec l'équation 4.3 puis de calculer la pression rayonnée à l'aide de l'équation 2.9. La section 4.4.5.2 a en e et montrée que le modèle monopolaire donne de bons résultats.

Les modules des fonctions de transfert *pression/tension* ainsi obtenus sont visibles figure 4.30. Pour les variantes possédant 0.36  $\mu\text{m}$  d'épaisseur de PZT, les pressions générées par les 3 variantes de 600, 800 et 2500  $\mu\text{m}$  de rayon, dont les dimensions d'actionneurs sont proches des optimaux, semblent valider la théorie. En e et les pressions stabilisées après les résonances sont proches, avec tout de même la pression générée par  $R2500A1000\ 0.36$  qui se situe environ 5 dB en dessous. Rappelons tout de même que ces pressions qui saturent après la résonance quelque soit le rayon ne sont en réalité exactes que tant que les modes secondaires ne sont pas apparus.

Pour les variantes possédant 0.54  $\mu\text{m}$  d'épaisseur de PZT, les pressions générées par les variantes de 800 et 2500  $\mu\text{m}$  sont cette fois très proches et c'est la variante  $R600A200\ 0.54$  qui se situe largement en retrait.

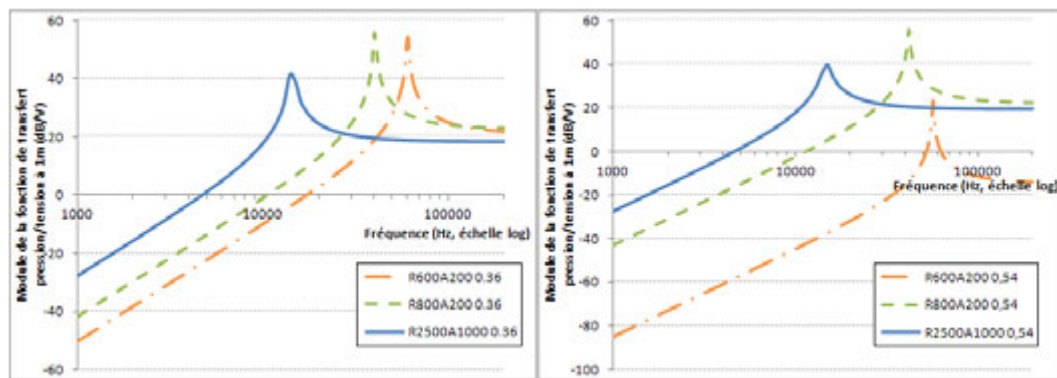


FIGURE 4.30 – Module des fonctions de transfert *pression/tension* recalculé à partir du modèle à un degré de liberté et des paramètres mécaniques moyens

A partir de ces constatations, on peut faire 2 remarques. Tout d'abord le nombre de speaklets testés pour

obtenir les paramètres mécaniques moyens est limité et on peut penser qu'en augmentant ce nombre, les pressions après les résonances tendraient à se confondre pour toutes les variantes. On constate ensuite une forte différence d'amplitude entre les pressions générées par les variantes  $R600A2000.36$  et  $R600A2000.54$  alors que les paramètres mécaniques moyens ont été obtenus à partir de plusieurs speaklets situés à des coordonnées identiques sur les 2 matrices (voir tableau K.1). Cela montre qu'il existe des problèmes de fiabilité sur certains speaklets.

Dans la section 3.7.3, l'analyse de pressions surfaciques (ou de l'accélération) générées par des speaklets de différents rayons en fonction de la fréquence a permis de trouver les rayons optimaux pour générer les fréquences audibles. Cette analyse s'est faite en ne prenant pas en compte les contraintes résiduelles qui conduisent à des déformées initiales des membranes, ce qui a eu pour conséquence de sous-estimer les fréquences de résonances. Vérifions maintenant ce que l'on obtient à partir des fonctions de transfert expérimentales de la section 4.4.6. Toujours en utilisant les paramètres mécaniques moyens pour chaque variante, les fonctions de transfert *accélération/tension* peuvent être obtenues (voir figure 4.31).

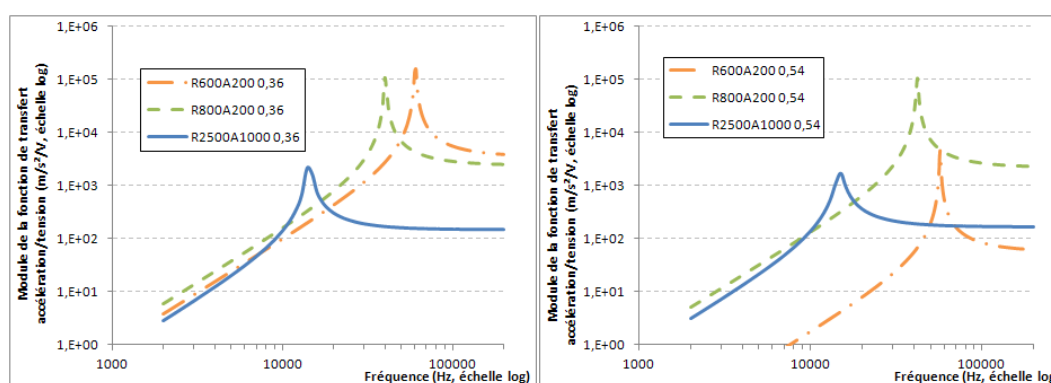


FIGURE 4.31 – Module des fonctions de transfert *accélération/tension* recalculé à partir du modèle à un degré de liberté et des paramètres mécaniques moyens

Si on fait abstraction de la courbe  $R600A200/0.54$  qui a été obtenue à partir de speaklets défaillants, les 3 rayons de speaklets génèrent des pressions dont les niveaux sont proches entre 2 et 10 kHz. Ils possèdent donc la même efficacité (d'un point de vue de la surface émettrice) pour ces fréquences. Ceci s'explique par un décalage des fréquences propres (dû aux déformées initiales des membranes) plus important pour les speaklets de grand rayon. En effet, en reprenant les pressions surfaciques de la figure 3.14 puis en faisant correspondre les pics de résonances théoriques avec ceux mesurés (voir tableau 4.3) les amplitudes des pressions surfaciques pour les différents rayons de speaklets sont effectivement proches entre 2 et 10 kHz (voir figure 4.32).

Selon la figure 4.31, vers les 15 kHz, les variantes de 2500  $\mu\text{m}$  de rayon sont les plus efficaces car c'est à cette fréquence que se situe leur résonance. Si on suppose que les réponses en accélération avant la résonance de n'importe quels speaklets viendraient se superposer, alors des speaklets de grandes tailles (c'est à dire de fréquences propres basses) seraient seulement efficaces pour reproduire les fréquences correspondantes à leur fréquences propres. Les fréquences inférieures seraient alors toutes aussi bien reproduites par des speaklets de plus petites tailles, à surface émettrice égale. Les fréquences supérieures aux fréquences propres se situant dans l'audible ne seraient par contre pas générées de façon efficace. C'est ce qu'on voit sur la figure 4.31, où à 20 kHz, les variantes de 2500  $\mu\text{m}$  de rayon sont moins efficaces que les variantes de 800  $\mu\text{m}$

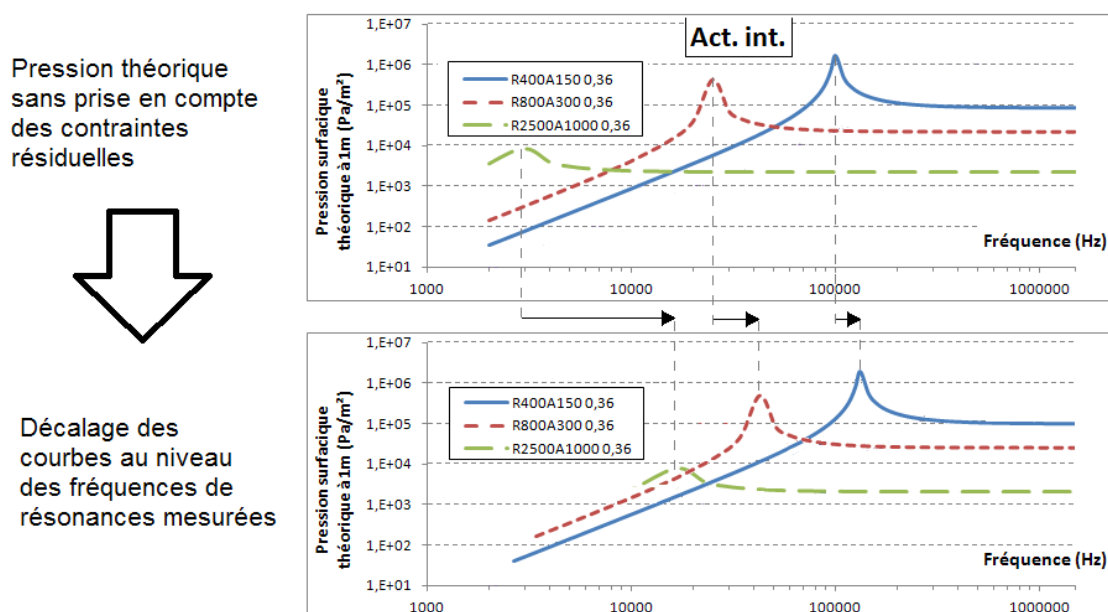


FIGURE 4.32 – Recalage des pressions surfaciques théoriques sur les résonances mesurées

de rayon. Ceci montre qu'il est inutile d'utiliser des speaklets de grands rayons tant qu'une déformée initiale des membranes existe.

Des matrices composés de grands speaklets poseraient de plus des problèmes d'encombrement, de faibles résolutions ou de directivité élevée. Reste également le problème des contributions résiduelles (voir figure 2.7), qui dureront d'autant plus longtemps que le speaklet possède une fréquence propre basse.

Le choix concernant le rayon des speaklets effectué dans la section 3.7.3 reste donc pertinent.

#### 4.4.8 Effet de diaphonie

La diaphonie est un terme employé surtout en télécommunication. C'est une interférence entre un signal présent dans un système (des câbles par exemple) et un second signal présent dans un autre système à cause de l'é et d'induction électromagnétique. Cela se traduit concrètement par des traces du premier signal dans le second.

Dans le cas du HPDM, on est en droit de se demander si l'activation d'un speaklet n'a pas une influence trop importante sur ses voisins. Le signal joué par un speaklet peut effectivement se propager à travers le silicium ou dans l'air et causer un phénomène de diaphonie mécanique ou acoustique<sup>2</sup> sur les speaklets voisins.

La matrice utilisée dans cette étude est une *R800A200 0.36*. Un bruit blanc d'amplitude [0-10V] a été envoyé sur l'actionneur externe du speaklet repéré par les coordonnées *8G*. En utilisant un vibromètre laser, l'estimateur  $H_1$  de sa fonction de transfert *accélération/tension* a été mesuré. Il a été fait de même pour le speaklet voisin *7G* puis pour le speaklet plus éloigné *6G*. Les résultats sont visibles figure 4.33 avec les cohérences associées. Le module de la fonction de transfert *accélération/tension* est ici tracé en

2. On ne fera aucune di érence entre diaphonie acoustique et mécanique dans les mesures

dB/V en utilisant une référence arbitraire. La pression étant proportionnelle à cette accélération, les écarts constatés entre les courbes en dB seront identiques en dB SPL<sup>3</sup>.

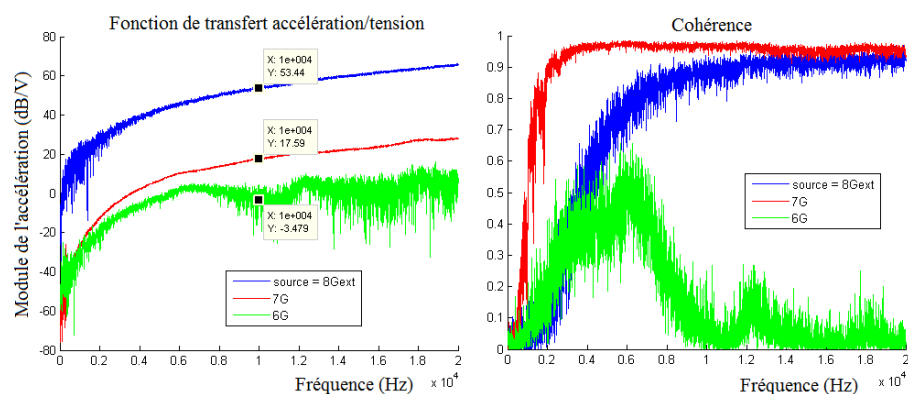


FIGURE 4.33 – Module des fonctions de transfert *accélération/tension* des speaklets 8G, 7G et 6G et cohérences associées

A la fréquence 10 kHz, 36 db d'écart environ sont constatés entre le speaklet source 8G et son voisin direct 7G. Avec le speaklet un peu plus éloigné 6G, l'écart s'agrandit et passe à 56 dB environ. Ce sont dans les deux cas des différences importantes et le phénomène de diaphonie apparait donc comme négligeable.

## 4.5 Utilisation des matrices et enregistrement des sons produits

### 4.5.1 Présentation de la carte de pilotage des speaklets MEMS

Pour piloter les HPDM, un prototype de carte électronique a été fabriqué. La « carte mère » est un circuit logique programmable qui contient un support à levier (support ZIF) dans lequel s'insère un adaptateur à broches. Sur cet adaptateur, les HPDM sont collés et du bonding est réalisé avec des micro-fils d'or pour relier les pads de la puce et ceux de l'adaptateur. Dans la suite de cette thèse la carte mère sera dénommée par le sigle FPGA et l'adaptateur par le sigle PCB. Le FPGA ainsi qu'un HPDM de 64 speaklets de 800  $\mu\text{m}$  de rayon en place sur le PCB sont visibles figure 4.34. Les fils d'or ont été protégés par une résine.

Pour reconfigurer le FPGA, un logiciel a été développé. Il permet tout d'abord de rentrer l'amplitude et la forme des pulses de tension à envoyer sur les actionneurs internes et externes (il est possible de donner des formes différentes pour chacun des actionneurs). Un convertisseur numérique/analogique est présent sur le FGPA dans le cas où des formes de pulses complexes sont utilisées. Après avoir rentré la fréquence d'horloge du HPDM, les matrices de pilotage des actionneurs internes et externes sont ensuite importées. Ces matrices reconfigurent le comportement des interrupteurs présents sur le FPGA pendant la durée de la reconstruction digitale. Une ligne de la matrice correspond alors à un speaklet du HPDM et une colonne à une période d'horloge. Ces matrices de pilotage sont générées en utilisant un logiciel externe (Matlab par exemple). Cela rend le prototype électronique très polyvalent car les possibilités de pilotage ne sont pas limitées. Le repérage des speaklets sur les PCB ainsi que la correspondance avec le logiciel sont visibles

3. SPL =Sound Pressure Level. La référence prise dans les calculs est la limite de perception humaine, égale à 20  $\mu\text{Pa}$

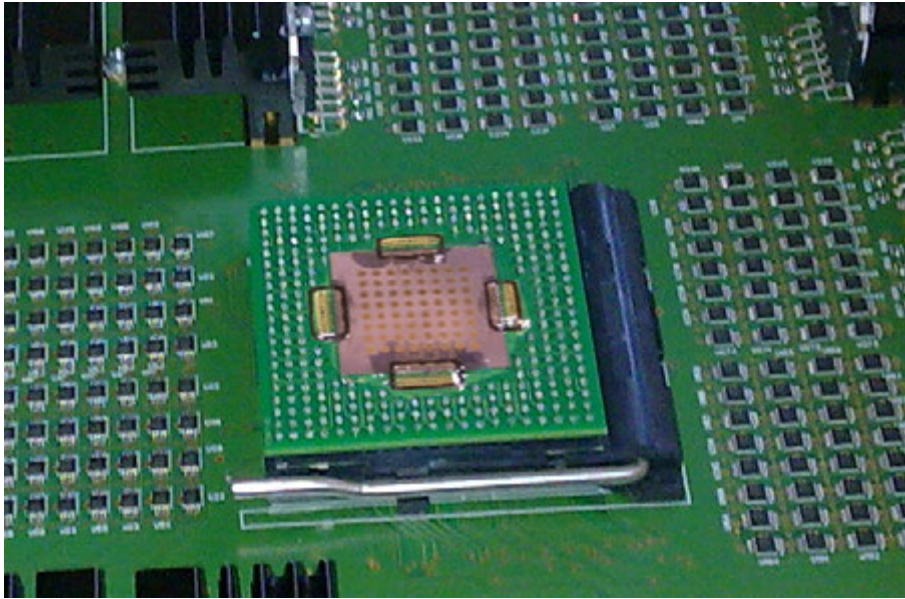


FIGURE 4.34 – Photographie du prototype de carte électronique de pilotage pour HPDM MEMS

figure 4.35a et 4.35b, respectivement pour une matrice de 64 et 7 speaklets. Le nom des puces sert de repère pour le speaklet n°1.

#### 4.5.2 HPDM MEMS caractérisés

Pour effectuer des enregistrements de reconstruction digital, il est nécessaire de sélectionner certaines matrices. En effet, seuls quelques PCB sont à disposition. Les tests individuels de déflexion sous une tension d'activation de 15 V et en fonction du paramètre géométrique  $A$  de la section 4.4.4.3 ont permis de confirmer l'allure des courbes théoriques et simulées. Les dimensions optimales des actionneurs mentionnées en section 3.5 sont donc également confirmées. De plus les versions *RxxxBEAM* ont montré leur efficacité par rapport aux speaklets « classiques » de mêmes dimensions. Parmi les matrices présentes sur le substrat (voir figure 4.14) il a donc été choisi de présenter les mesures acoustiques sur les HPDM suivants :

- Une matrice *R400BEAM* 0.54 composées de 64 speaklets
- Une matrice *R600BEAM* 0.54 composées de 64 speaklets
- Une matrice *R800BEAM* 0.54 composées de 64 speaklets
- Une matrice *R800A200* 0.54 composées de 64 speaklets
- Deux matrices *R2500A1000* 0.54, différenciées par les notations *R2500A1000* 0.54  $n^{\circ}1$  et *R2500A1000* 0.54  $n^{\circ}2$  composées toutes les deux de 7 speaklets

#### 4.5.3 Prototypes de HPDM MEMS supplémentaires

En utilisant l'empilement technologique de la section 3.2, des matrices « bit-grouped » ont également été disposées sur des puces de  $2.8 \times 2.8 \text{ cm}^2$  et sont constituées de 255 speaklets *R600A200* 0.54 ou *R600BEAM* 0.54 qui sont connectés en 8 groupes de façon électrique. Le groupe qui correspond au LSB n'est constitué que d'un seul speaklet, puis les groupes suivants en comptent le double du précédent.



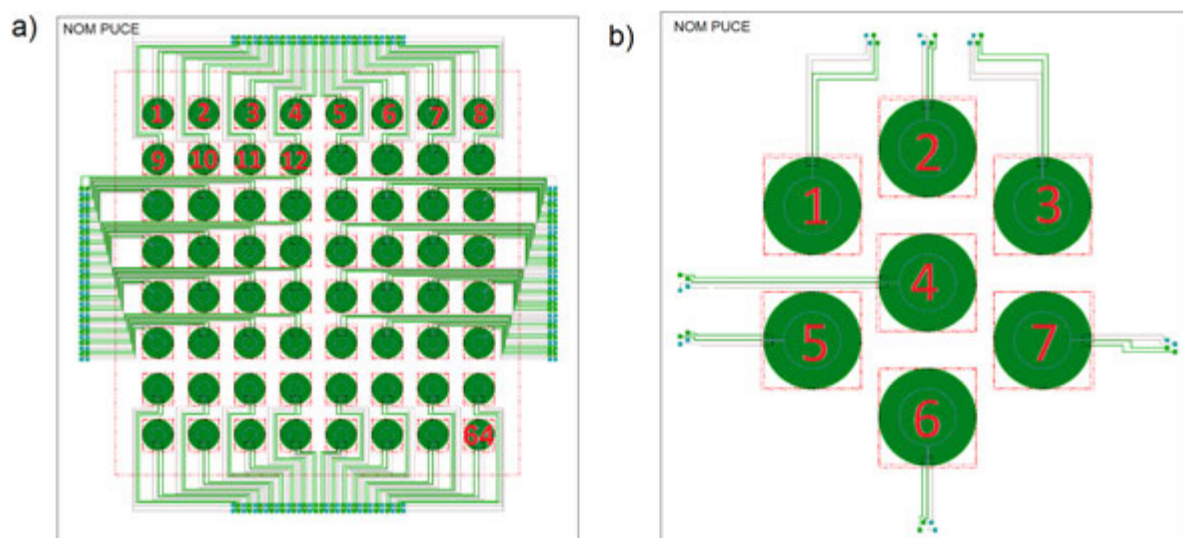


FIGURE 4.35 – Repérage des speaklets en place sur les PCB a) pour une matrice de 64 speaklets b) pour une matrice de 7 speaklets

Le groupe correspondant au MSB comporte donc 128 speaklets connectés en parallèles. Seul l'actionneur externe des speaklets est utilisé et ils ne peuvent donc générer que des pulses de pressions positifs. La résolution de ce type de HPDM est donc de 8 bits. Pour limiter le THD dans l'axe, il aurait été bénéfique de placer les groupes de speaklets en cercles concentriques [68]. Malheureusement, des problématiques de câblage et de reports de pads ne permettent pas une telle disposition. Il a donc été choisi de placer les speaklets en nid d'abeille et de les grouper en quarts de cercles concentriques. Le centre de ce quart de cercle est placé dans un coin de la puce et correspond au LSB. Le MSB est alors le quart d'anneau externe. C'est cette difficulté de câblage qui explique également que seuls les actionneurs externes soient utilisés. La disposition des speaklets sur cette puce ainsi que les groupements sont visibles sur la figure 4.36a tandis que la figure 4.36b présente une photographie d'une matrice « bit-grouped » constituée de speaklets *R600BEAM* 0.54. Trois matrices « bit-grouped » ont été mises en place sur des PCB spécifiques : une composée de speaklet *R600A200* 0.54 et deux composées de speaklets *R600BEAM* 0.54, qu'on différenciera en *R600BEAM* 0.54  $n^{\circ}1$  et *R600BEAM* 0.54  $n^{\circ}2$ . Il est possible de les piloter avec le FPGA en important des matrices de pilotage adaptées.

#### 4.5.4 Dispersion des speaklets au sein des HPDM uniformes

Dans la section 4.4.6, la dispersion des comportements mécaniques de speaklets appartenant à la même matrice a été constatée. Pour chaque matrice, les mesures avaient alors été effectuées sur un nombre assez restreint de speaklets.

Maintenant que l'on dispose de matrices en place sur les PCB, il est possible de caractériser tous les speaklets en utilisant le FPGA. La matrice *R800A200* 0.54 a été étudiée en première . Un maillage dont les points correspondent aux positions de chacun des 64 speaklets a été tracé. Certains points, en bas et à droite du maillage, ne sont volontairement pas situés sur des speaklets et servent en quelque sorte

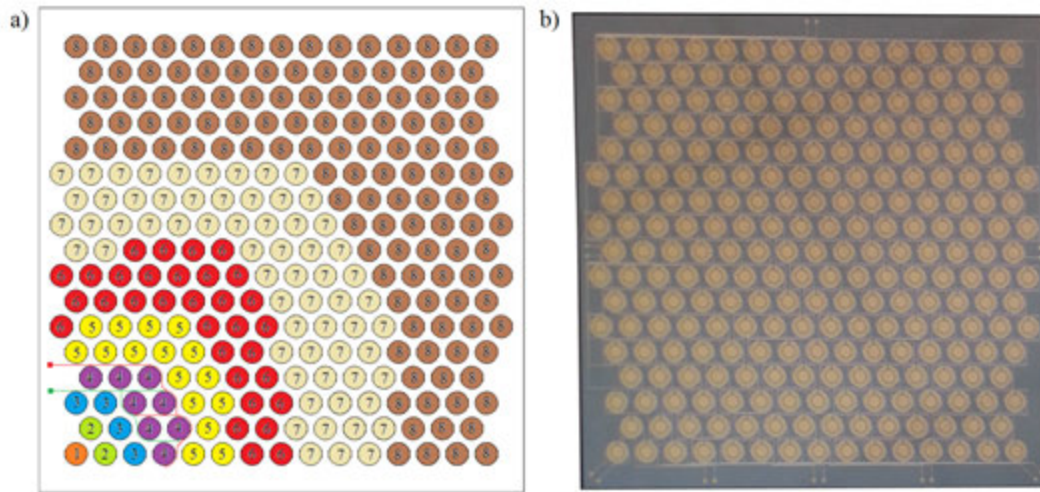


FIGURE 4.36 – a) Disposition et groupement des speaklets pour les variantes « bit-grouped ». b) Photographie d'une matrice « bit-grouped ».

de témoins de zones de non vibration. Un signal sinusoïdal de fréquence 6 kHz et d'amplitude [0-10V] a ensuite été envoyé simultanément sur les actionneurs internes de tous les speaklets puis le balayage laser a été lancé. La même chose a été ensuite réalisée avec les actionneurs externes. La puce *R800A200* 0.54 bondée sur son support ainsi que les résultats issus du vibromètre exprimé en dB sont visibles figure 4.37. La numérotation utilisée pour repérer les speaklets d'une matrice de 64 speaklets est également visible.

Les points qui ne sont pas positionnés sur des speaklets sont encadrés en blanc et on constate qu'ils sont tous en rouge, ce qui correspond à l'amplitude de vibration minimale. Pour les autres points, le dégradé de couleurs et les amplitudes en dB rendent difficiles des comparaisons précises mais permettent de classer les speaklets en différents groupes. Le tableau 4.7 donne les numéros de speaklets correspondant aux actionneurs qui ne fonctionnent pas ou très faiblement (couleur rouge/orange/jaune).

	Actionneurs internes	Actionneurs externes
N° de speaklet	3, 12, 18, 33, 34, 43, 44, 50, 55, 57, 64	1, 3, 12, 29, 31, 33, 34, 35, 38, 44, 45, 49, 50, 53, 56, 58

Tableau 4.7 – Numéro des speaklets possédant une amplitude de vibration nulle ou très faible obtenue à partir de la figure 4.37

Pour en apprendre d'avantage, des mesures au microphone ont ensuite été effectuées. Cette fois, chaque speaklet est alimenté successivement en tension par un bruit blanc gaussien d'amplitude [0-15V]. Le microphone est placé à 5 cm en face du HPDM et les enregistrements obtenus sont visibles figure 4.38. Les résultats obtenus sont en grande majorité en concordance avec les mesures vibrométriques mais on constate quelques anomalies :

- Les actionneurs internes des speaklets n°18, 43, 55 et 64 produisent un son mesurable alors que les mesures vibrométriques indiquent le contraire.
- L'actionneur externe du speaklet n°56 produit également un son mesurable alors qu'il est en rouge



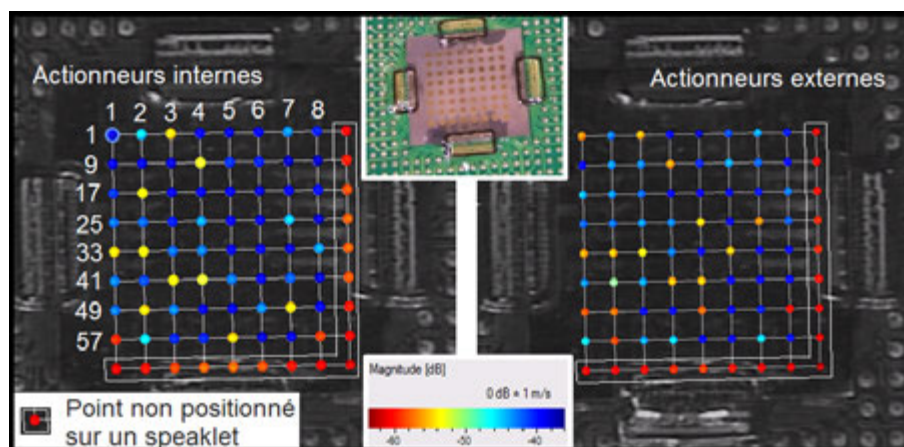


FIGURE 4.37 – Amplitude de vibrations des speaklets de la matrice *R800A200 0.54* soumise à une tension sinusoïdale

sur la figure 4.37. Au contraire l'actionneur externe du speaklet n°28 ne semble produire aucun son alors qu'il est en bleu (forte amplitude) sur la même figure.

Dans le cas des actionneurs externes, les deux anomalies qui vont en sens inverses laissent penser à une inversion dans l'adressage de la carte électronique. Par contre pour les actionneurs internes une simple inversion n'explique pas ces anomalies qui ne vont que dans un sens. Une explication pourrait être que certains speaklets ont été abimés en passant d'un test à l'autre ou qu'il existe une erreur d'adressage. Dans tous les cas, ces problèmes ne changent pas la conclusion principale de cette étude qui est que les speaklets de la matrice *R800A200 0.54* ne possèdent pas des comportements homogènes.

Sur la figure 4.38, une autre information est visible : une sorte de modulation apparaît, mise en évidence sur la figure par une courbe en pointillé. Il a été remarqué que cette modulation est liée à la longueur des pistes d'accès aux actionneurs, les plus longues correspondant aux speaklets situés au centre de la matrice. Les largeurs et les épaisseurs de ces pistes sont constantes. Par conséquent, les résistances électriques des pistes varient en fonction de leur longueur et sont comprises entre 200 et 800  $\Omega$  pour celles en platine (qui est plus résistif que l'or). Plus la résistance des pistes est grande, plus l'amplitude de la tension électrique entre les électrodes est diminuée par rapport à celle de la tension appliquée au niveau des pads. C'est ce qui explique les différences d'amplitudes des sons émis par chacun des speaklets. La figure 4.39 montre les speaklets n°41 à 48 d'une matrice *R800A200 0.54* ainsi que le routage des pistes qui permet de comparer les longueurs des pistes. Ces longueurs sont bien inversement proportionnelles aux amplitudes des sons mesurés figure 4.38.

Néanmoins certains speaklets semblent ne pas du tout fonctionner. La cause exacte n'est pas connue mais 2 possibilités principales ont été identifiées. La première concerne les fils de bonding, qui peuvent se décoller ou se casser. La seconde concerne des défaillances au niveau du PZT. De récentes expériences ont en effet montrées qu'en dessous d'une épaisseur de 2  $\mu\text{m}$  de PZT, des décollements à l'interface avec le ruthénium peuvent se produire.

Des tests de dispersion ont également été effectués avec les autres matrices uniformes. Le test au microphone étant plus facile à mettre en œuvre et donnant autant voir plus d'informations que le test au vibromètre, il a été privilégié. Les résultats sont visibles en annexe L. Les speaklets de la matrice

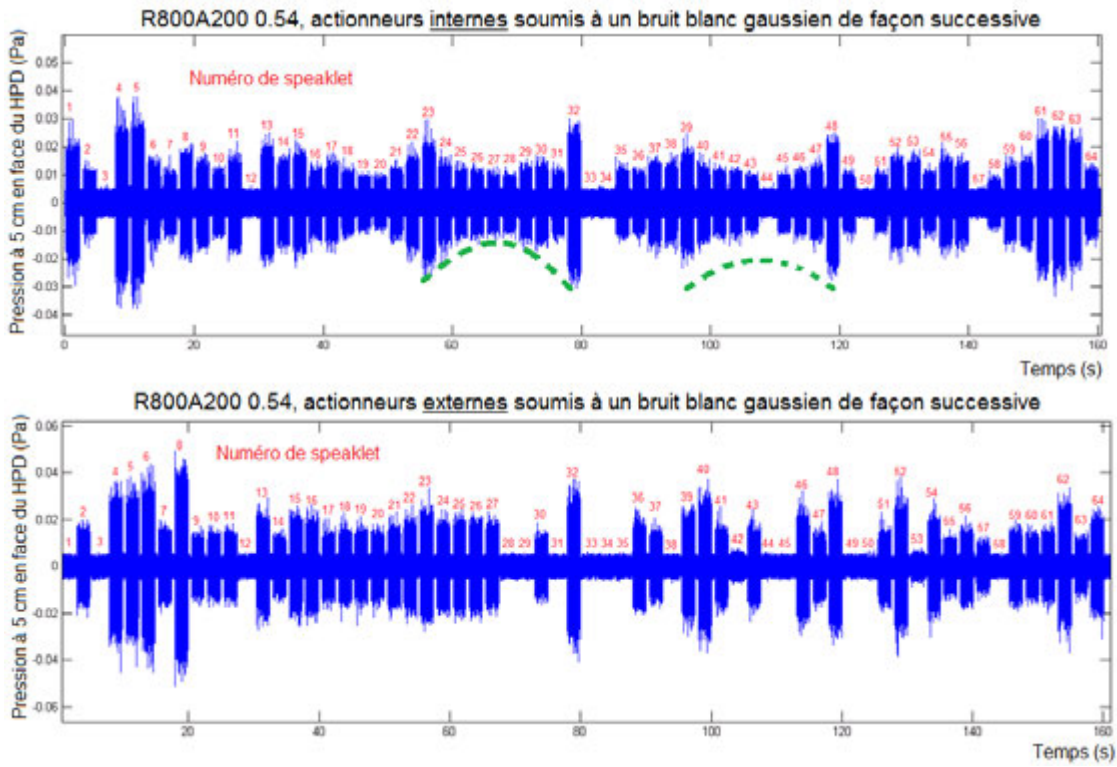


FIGURE 4.38 – Enregistrements des pressions générées par chaque speaklet de la matrice *R800A200 0.54* soumis à un bruit blanc gaussien

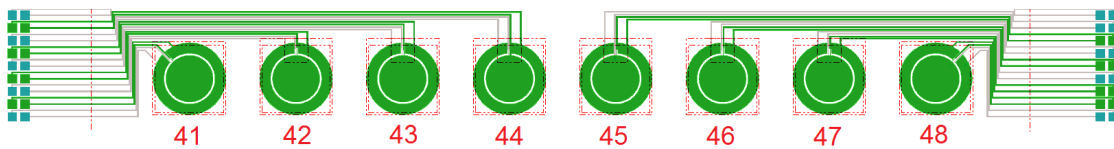


FIGURE 4.39 – Speaklet n° 41 à 48 d'une matrice *R800A200 0.54* et routage des pistes

*R400BEAM* 0.54 ne produisant pas assez de niveau sonore de façon individuelles pour sortir du bruit de fond, il n'y a pas d'enregistrement visible concernant ce HPDM. Un seul actionneur interne du HPDM *R2500A1000* 0.54 n°1 fonctionne et de fortes distorsions sont donc à attendre. La même chose est valable pour le HPDM *R600BEAM* 0.54 qui possède également un fort taux de speaklets qui ne fonctionnent pas ou qui fonctionnent très mal.

Etant donné que chaque speaklet des HPDM testés a été actionné à l'aide d'un bruit blanc gaussien, toutes les fréquences ont été excitées et il peut être intéressant de passer dans le domaine fréquentiel. La figure 4.40 présente les DSP des actionneurs internes de 5 speaklets appartenant aux différents HPDM testés. Ces speaklets ont été choisis parmi ceux qui fonctionnent de manière correcte et dont la mesure en temporel ressort bien du bruit de fond.

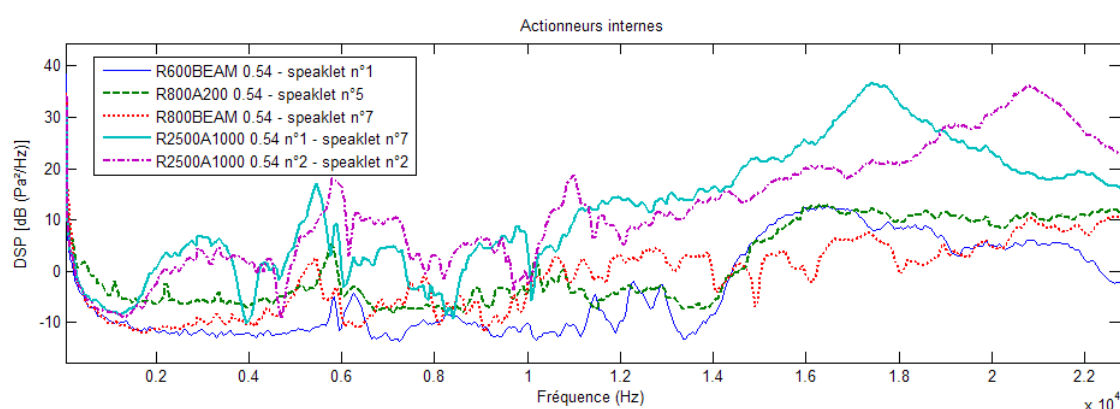


FIGURE 4.40 – Densités spectrales de puissance des actionneurs internes de speaklets appartenant à différentes variantes.

Alors qu'il a été vérifié par la mesure en section 4.4.5.2 que les pressions générées par des speaklets de 600  $\mu\text{m}$  ou de 800  $\mu\text{m}$  de rayons augmentent de +12 dB par octave avant la fréquence propre, des résultats étonnants sont ici obtenus pour les speaklets *R600BEAM* 0.54 et *R800A200* 0.54. Les courbes représentatives de leurs DSP sont effectivement assez plates jusqu'à 14 kHz, où une brutale augmentation d'amplitude se produit. Aucune explication n'a pour l'instant été trouvée pour expliquer ce résultat qui sera invalidé en section 4.5.7.1, où des différences de l'ordre de 12 dB seront obtenues lors de la reconstruction digitale d'un son de fréquences 3 et 7 kHz.

Pour chacune des courbes, un pic est obtenu vers 5800 Hz. Puisqu'il est présent pour chacun des différents HPDM, une propriété commune entre eux doit pouvoir l'expliquer. Il s'agit alors peut-être du premier mode de résonance des puces en silicium, qui font toutes  $2.8 \times 2.8 \text{ cm}^2$ . D'après le tableau 11-4 du livre de Blevins [86], le premier mode d'une plaque carré en silicium de 2.8 cm de coté et de 725  $\mu\text{m}$  d'épaisseur apparaît à 5400, 7900 et 14400 Hz environ, en fonction des conditions aux limites qui sont respectivement libres, en appui aux extrémités et enfin encastrés aux extrémités. Ces puces étant collées par le dessous, leurs conditions aux limites doivent certainement se rapprocher de l'état libre, ce qui explique les pics à 5800 Hz. Une mesure vibratoire sur toute la surface des puces pendant que les speaklets émettent des sons pourrait permettre à l'avenir de vérifier cette hypothèse.

### 4.5.5 Vérification du bon fonctionnement des matrices « bit grouped »

Théoriquement, la pression générée par un groupe de speaklets doit être proportionnelle au nombre de speaklets présents dans le groupe. Pour vérifier ceci, des tests ont été effectués en envoyant un signal sinusoïdal de fréquence 6 kHz sur chacun des groupes de speaklets. Des mesures de pressions ont été effectuées en mettant un microphone à 5 cm en face des matrices. L'amplitude de la fréquence d'intérêt en fonction du nombre de speaklets présent dans un groupe est tracée figure 4.41 pour le HPDM constitué de speaklets *R600A200 0.54*

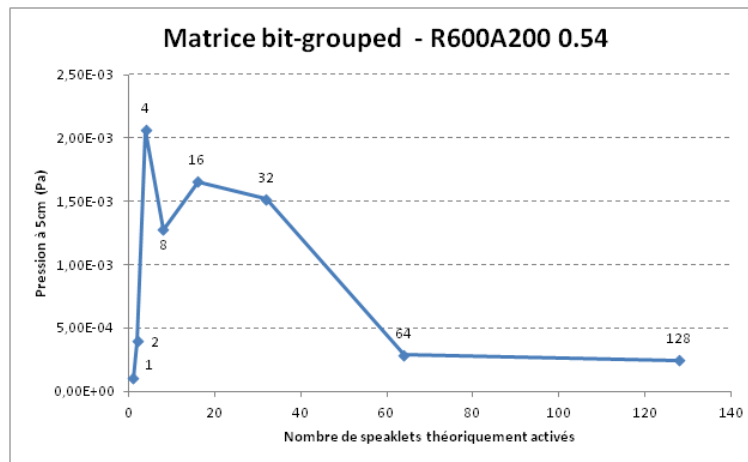


FIGURE 4.41 – Test de la pression générée par chaque groupe de speaklets de la matrice « bit-grouped » constitué de speaklets *R600A200 0.54*

Alors qu'une droite passant par l'origine devrait être théoriquement obtenue, le résultat est tout autre. Une droite est bien obtenue jusqu'à l'activation du groupe constitué de 8 speaklets mais la pression augmente plus rapidement que le nombre de speaklets. Au delà, la pression diminue et le groupe contenant 128 speaklets produit un niveau sonore environ égal au groupe en contenant seulement 2. Ce problème provient de nouveau de la résistance trop importante des pistes en platine, dont la longueur augmente selon le routage choisi et avec le nombre de speaklet à faire jouer en parallèle.

Des résultats similaires ont été obtenus avec les 2 autres matrices « bit-grouped » et on peut donc s'attendre à des reconstructions digitales de très mauvaise qualité en les utilisant.

### 4.5.6 Comparaison d'un même son joué en analogique et en digital et mise en évidence des effets de quantifications

Le FPGA possède un convertisseur numérique/analogique dans le cas où des formes de pulses de tension complexes sont utilisées. La présence de ce convertisseur permet également de faire jouer les matrices en analogique en utilisant un seul type d'actionneur (interne ou externe). Un signal cible constitué des fréquences 3 et 7 kHz (d'amplitude égale) a été joué successivement avec les 2 types d'actionneurs de la matrice *R800A200 0.54*. La figure 4.42 présente le spectre des enregistrements en utilisant les actionneurs internes puis externes de tous les speaklets. Le microphone est placé à 8 cm en face de la matrice. Les fondamentaux, les harmoniques et les intermodulations sont repérés et leurs rangs sont également indiqués

(jusqu'au rang 3).

En utilisant les actionneurs internes, les amplitudes des 2 fréquences d'intérêt 3 et 7 kHz sont respectivement 59.9 et 62.8 dB SPL. L'utilisation des actionneurs externes donne respectivement 45.2 et 70.9 dB SPL. Ceci indique que les deux types d'actionneurs ne mettent pas en mouvement les membranes de façon parfaitement identiques : les actionneurs externes semblent avoir plus de difficultés à générer les basses fréquences que les actionneurs internes. Un grossissement effectué sur la courbe obtenue en utilisant les actionneurs interne est également visible sur la figure 4.42 et permet de constater que des pics sont régulièrement espacés de 100 Hz. Ces pics sont dus à la périodisation de la quantification et leur espacement est conforme avec la théorie exposée dans la section 2.1.4.1. Le même effet serait visible en grossissant la mesure effectuée avec les actionneurs externes.

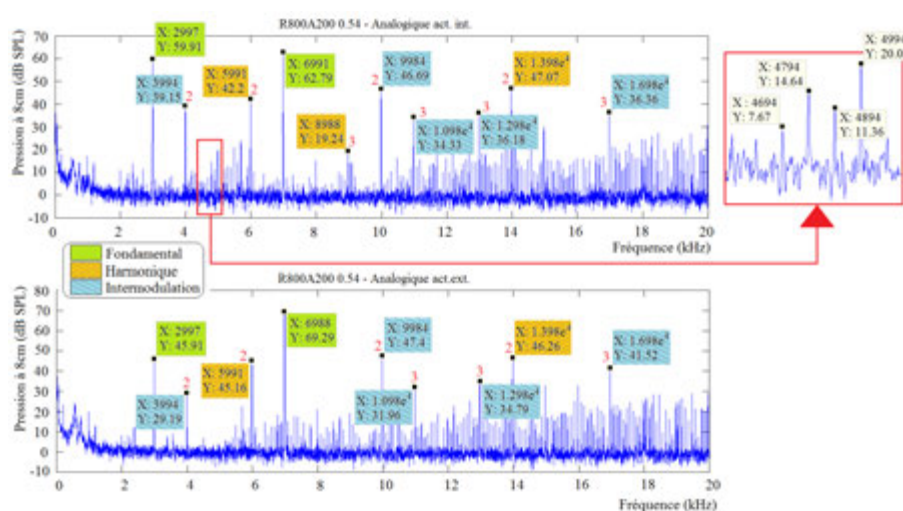


FIGURE 4.42 – Spectres des enregistrements des sons joués en analogique

La figure 4.43 présente le spectre de l'enregistrement du même signal joué en digital. Le pulse de tension utilisé est théoriquement rectangulaire, d'une amplitude de 15 V et d'une durée de 22.68  $\mu$ s. La forme réelle de ce pulse de tension sera mesurée en section 4.7.4. Le microphone est de nouveau placé à 8 cm en face de la matrice et la fréquence d'horloge est fixée à 44.1 kHz. Les speaklets peuvent émettre aussi bien des pulses positifs ou négatifs et un même speaklet peut être réutilisé sur 2 périodes d'horloges successives bien que ceci est évité dans la mesure du possible. Les amplitudes des deux fréquences d'intérêt mesurées sont respectivement 61.6 et 74.3 dB SPL. Un gain d'amplitude a donc été obtenu aux fréquences d'intérêt par rapport à l'analogique mais on constate également plus de bruit haute fréquence (à partir de 10 kHz). Les harmoniques et intermodulations sont toujours présents mais plus difficiles à repérer en haute fréquence justement à cause du bruit.

L'approche digitale semble fournir des pressions plus importantes que l'analogique. Il faut pourtant garder à l'esprit que l'analogique possède une dynamique 2 fois plus petite que le digital à cause de l'utilisation d'un seul type d'actionneur.

Pour éviter les pics régulièrement espacés dus à la quantification, un signal aléatoire de densité de probabilité gaussienne, appelé signal de dither, est appliqué. Son amplitude doit être égale à la moitié du plus petit niveau de quantification. Après plusieurs essais, il s'est avéré qu'un signal d'amplitude  $\mp 0.01$  V



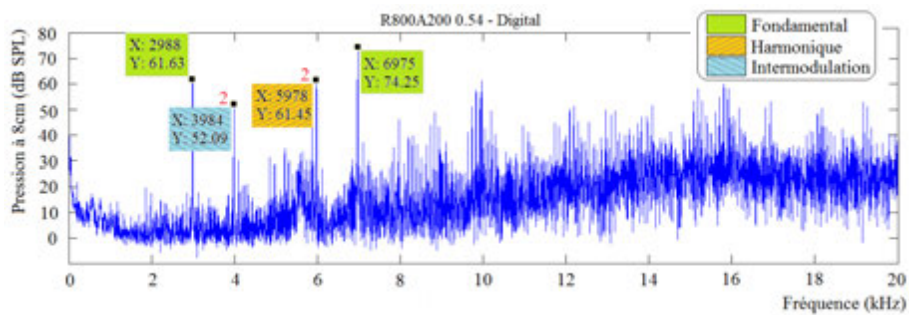


FIGURE 4.43 – Spectre de l'enregistrement du son joué en digital

est bien adapté dans le cas analogique. En digital, un bruit d'amplitude  $\mp 0.5$  speaklet est ajouté dans le calcul du nombre de speaklets à activer à chaque période d'horloge. Les résultats obtenus en analogique et en digital dans les mêmes conditions expérimentales qu'auparavant sont visibles respectivement figure 4.44 et 4.45. Les pics dus à la périodisation ont alors disparus au profit d'un bruit de fond continu.

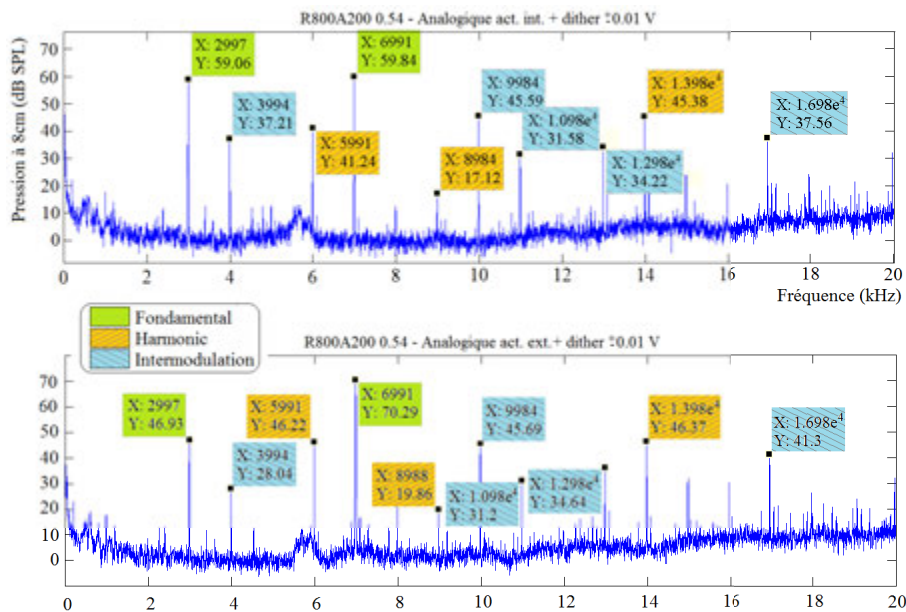


FIGURE 4.44 – Spectres des enregistrements des sons joués en analogique en appliquant un signal de dither

Dans la suite de cette thèse, tous les enregistrements seront donc effectués en utilisant les deux signaux de dither mentionnés.

#### 4.5.7 Enregistrements et calculs de THD+N

Dans la section 4.5.6, des enregistrements en mode digital et analogique ont été effectués en utilisant la matrice R800A200 0.54. Le signal de dither a de plus été utilisé et a montré son efficacité.

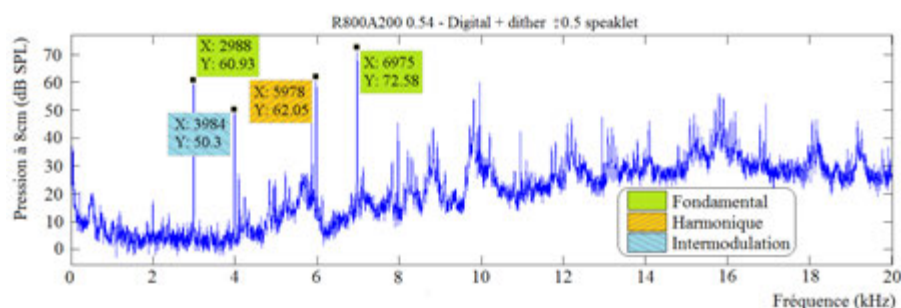


FIGURE 4.45 – Spectre de l'enregistrement du son joué en digital en appliquant un signal de dither

Dans cette section, nous allons présenter les mesures réalisées sur les autres matrices MEMS, relever les amplitudes des fréquences d'intérêt et calculer les THD+N. Les conditions de mesures et de pilotage utilisées sont identiques à celles de la section 4.5.6

#### 4.5.7.1 Pilotage en mode digital

La figure 4.46 présente le spectre des enregistrements obtenus pour les HPDM uniformes utilisés en mode digital. Les pics correspondant aux fréquences d'intérêt sont mis en évidence par des marqueurs.

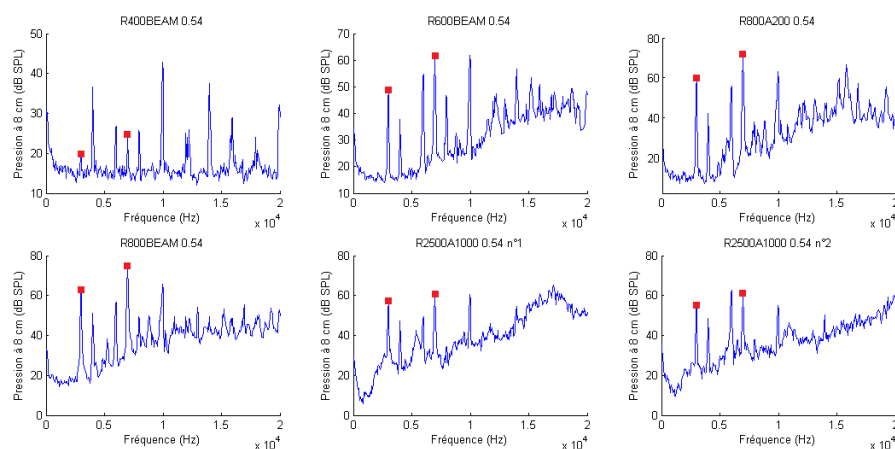


FIGURE 4.46 – Spectres des signaux reconstruit de façon digital à l'aide des HPDM uniformes en place sur les PCB

Les amplitudes de ces fréquences d'intérêt, obtenues pour chaque HPDM uniforme, sont regroupées sous la forme d'un histogramme figure 4.47. Des enregistrements ont été également réalisés en utilisant les HPDM « bit-grouped » mais les signaux enregistrés ressemblent tellement peu au signal cible qu'il a été choisi de ne pas relever les amplitudes aux fréquences 3 et 7 kHz.

L'équation 2.14 a montrée que les amplitudes des fréquences du son reconstruit de façon digital sont proportionnelles au spectre du pulse de pression émit par un speaklet. Si on considère que la réponse



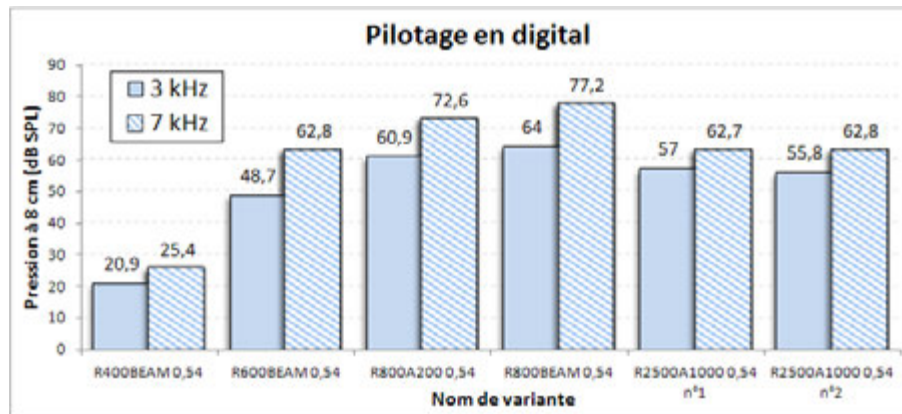


FIGURE 4.47 – Amplitudes de pression des fréquences d’intérêt en pilotage digital pour chacune des variantes de HPDM, obtenues en intégrant les spectres sur la largeur des pics

fréquentielle d’un speaklet qui reçoit un pulse de tension rectangulaire est toujours celle d’un modèle à un degré de liberté, alors l’augmentation d’amplitude en accélération ou en pression entre 3 et 7 kHz doit être de 14 dB environ. C’est ce qui est à peu près observé pour les matrices *R600BEAM 0.54*, *R800A200 0.54* et *R800BEAM 0.54*. Par contre pour les matrices *R400BEAM 0.54*, *R2500A1000 0.54 n 1* et *R2500A1000 0.54 n 2* ce gain est seulement de 5 dB environ. L’absence d’homogénéité des speaklets ainsi que le premier mode propre de vibration de la puce en silicium situé entre les 2 fréquences d’intérêt peuvent être à l’origine de différences avec la théorie.

Pour comparer l’efficacité des HPDM entre eux, il est utile de diviser les pressions mesurées par les surfaces totales d’émission. La figure 4.48 présente ces pressions surfaciques par variantes de HPDM. La variante *400BEAM 0.54* apparaît comme étant la moins efficace pour reconstruire le son désiré tandis que la variante *R800BEAM 0.54* est la plus efficace. Finalement, par comparaison avec la figure 4.47, un classement des histogrammes par rapport à leurs amplitudes donnerait les mêmes résultats. Ce qui change, ce sont les écarts relatifs, qui ne sont pas mis en évidence figure 4.48 par le choix de commencer l’axe des ordonnées à 100 dB/m<sup>2</sup>. Ainsi la variante la plus efficace génère environ 200% de pression en plus que la moins efficace en prenant cette dernière comme référence alors que ce pourcentage passe à 30% si on raisonne en pressions surfaciques. Selon l’hypothèse émise en section 4.4.7 à partir de constatations expérimentales, les pressions surfaciques avant les résonances ne dépendent pas du rayons des speaklets. Etant donné les fréquences d’intérêt du signal cible, des niveaux de pressions surfaciques proches auraient donc dus être obtenus. Les différences peuvent alors provenir des variations de proportions de speaklets défaillants (voir figure 4.38 et annexe L).

Pour quantifier le degré de fidélité des mesures par rapport au signal cible, le THD+N a été calculé pour chacune des matrices entre 500 et 20000 Hz. Cette fois, le calcul est également effectué pour les matrices « bit-grouped ». Les résultats sont visibles figure 4.49, où le calcul de THD+N a été effectué de 2 façons. La première ne considère pas la différence d’amplitude entre les 2 fréquences d’intérêt comme étant un défaut, ce qui est le cas de la seconde méthode.

Des valeurs très importantes sont obtenues sans surprise pour les variantes *R400BEAM 0.54*, *R2500A1000 0.54 n 1* et les « bit-grouped ». Pour la première, le fort THD+N s’explique par les faibles niveaux de pressions générés et donc par un niveau de bruit relativement plus important. Pour la variante

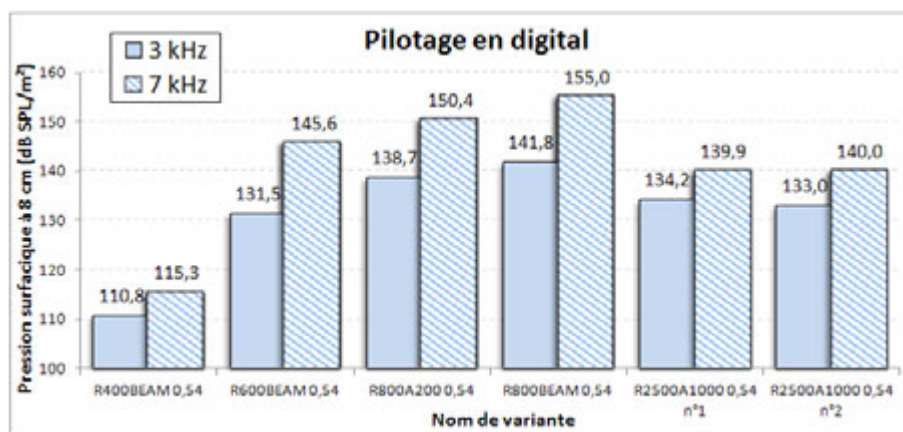


FIGURE 4.48 – Amplitudes de pression des fréquences d'intérêt en pilotage digital pour chacune des variantes de HPDM, ramenées à la surface totale d'émission

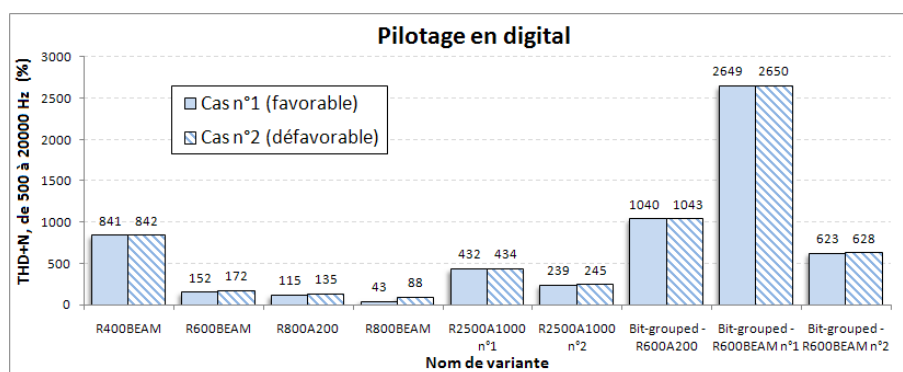


FIGURE 4.49 – THD+N du signal cible reconstruit de façon digital avec les di érents HPDM MEMS

*R2500A1000 0.54 n°1*, un seul actionneur interne fonctionne de façon satisfaisante, or le pilotage utilisé considère que tous les speaklets sont opérationnels. Enfin pour les variantes « bit-grouped », les groupes comportant de nombreux speaklets ne fonctionnent pas comme ils le devraient (voir section 4.5.5).

La variante *R800BEAM 0.54*, qui était déjà la plus efficace en terme de pression générée par rapport à la surface d'émission, est également celle qui reconstruit le son le plus fidèlement. C'est en effet la seule à passer sous les 100% de THD+N, avec 43% et 88% selon la méthode de calcul.

#### 4.5.7.2 Pilotage en mode analogique

Des mesures en mode analogique ont été effectuées en utilisant les actionneurs internes ou externes des matrices uniformes. De la même façon que pour les reconstructions digitales, les amplitudes des fréquences d'intérêt ont été relevées sur les spectres des enregistrements. Les résultats, regroupés par variante, sont visibles figure 4.50. Théoriquement, comme pour le pilotage en digital, une augmentation d'amplitude de +14 dB SPL devrait être obtenue entre 3 et 7 kHz. Dans les faits, ce n'est pas forcément le cas à cause de multiples raisons qui sont les mêmes que celles du pilotage en digital.

Des différences d'amplitudes importantes peuvent être obtenues entre les actionneurs internes et externes d'un même HPDM et pour une fréquence donnée. Ceci provient d'un manque de symétrie dans le comportement des 2 types d'actionneurs, mais également d'un nombre d'actionneurs fonctionnels différents.

En comparant les amplitudes des 2 méthodes de pilotage, un gain relativement faible est globalement obtenu en digital par rapport à l'analogique, mais il faut de nouveau préciser que la dynamique en digital est 2 fois plus importante.

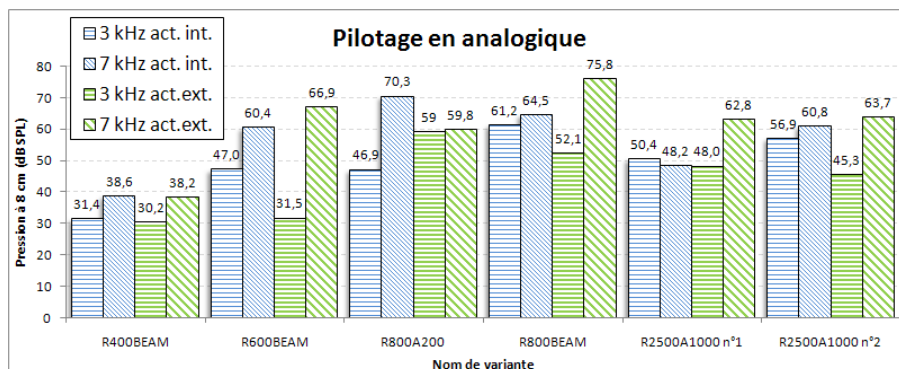


FIGURE 4.50 – Amplitudes de pression des fréquences d'intérêt en pilotage analogique pour chacune des variantes de HPDM, obtenues en intégrant les spectres sur la largeur des pics

La figure 4.51 présente les THD+N calculés en pilotage analogique. Des valeurs beaucoup plus faibles qu'en digital sont obtenues, surtout si les différences d'amplitudes entre les 2 fréquences d'intérêt ne sont pas considérées comme des erreurs. Si c'est par contre le cas, le THD+N augmente logiquement de façon proportionnelle avec les écarts d'amplitudes visibles figure 4.50.

## 4.6 Utilisation du simulateur et comparaison avec les mesures

Dans cette section, un signal reconstruit de façon digitale avec la matrice *R800A200 0.54* est comparé avec la simulation. La donnée d'entrée utilisée dans le simulateur est la fonction de transfert *vitesse/tension*

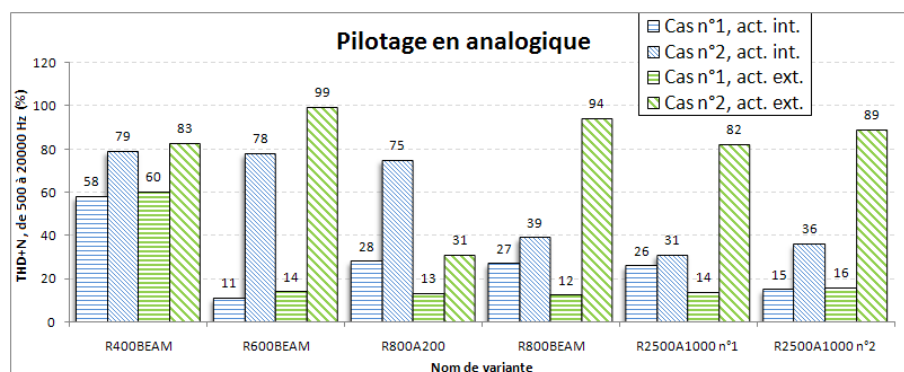


FIGURE 4.51 – THD+N du signal cible joué en analogique avec les différents HPDM MEMS

de l'actionneur interne du speaklet n°16 (ou  $2H$  dans le repérage utilisé pour les caractérisation vibratoire) de la matrice en question. Ce speaklet a été choisi car selon les tableaux K.1 et 4.6, les propriétés mécaniques de ce speaklet sont représentatives de l'échantillon de speaklets qui a été testé sur la matrice. Dans la simulations tous les speaklets sont en effet supposés identiques et en procédant ainsi, les erreurs d'amplitudes sont limitées.

A partir de cette fonction de transfert, le modèle monopolaire est appliqué et le pulse de pression en réponse à un pulse de tension est calculé par convolution. Pour avoir le droit d'effectuer cette convolution, il faut d'abord vérifier que le speaklet en question se comporte de façon linéaire sur le plan dynamique.

#### 4.6.1 Vérification du comportement linéaire du speaklet en dynamique

Les mesures de déflexion en fonction de la tension de la section 4.4.4.3 montrent que les speaklets ont un comportement mécanique non linéaire en statique. Qu'en est il en dynamique ? D'après les simulations par éléments finis de la figure C.2, il semblerait que la linéarité soit de mise.

Pour vérifier ceci, des mesures de l'accélération maximale à la fréquence de résonance (mode 00) ont été réalisées en envoyant une tension de bruit blanc (+ offset) d'amplitude variable sur l'actionneur interne du speaklet  $2H$  appartenant à la variante  $R800A200$  0.54. Les résultats obtenus sont tracés en fonction de la tension maximale figure 4.52.

La droite obtenue confirme l'hypothèse selon laquelle le speaklet se comporte de façon linéaire sur le plan dynamique.

#### 4.6.2 Convolution par le pulse de tension

A l'aide de la carte de pilotage, un pulse de tension théoriquement rectangulaire, d'amplitude 15 V et d'une durée de 22.68  $\mu$ s a été envoyé sur l'actionneur interne du speaklet étudié. Le son produit est enregistré à l'aide du microphone placé à 2 cm en face du speaklet. Le but de cette section est de voir s'il est possible de retrouver ce pulse de pression à partir d'une fonction de transfert.

La fonction de transfert *vitesse/tension* de ce speaklet a été mesurée à l'aide du vibromètre laser. Le microphone étant limité à des mesures jusqu'à 20 kHz, la mesure de cette fonction de transfert est volontairement limité à 20 kHz pour effectuer des comparaisons. Cette fonction de transfert ainsi que la cohérence associée sont visibles figure 4.53. En utilisant le modèle monopolaire puis en effectuant une

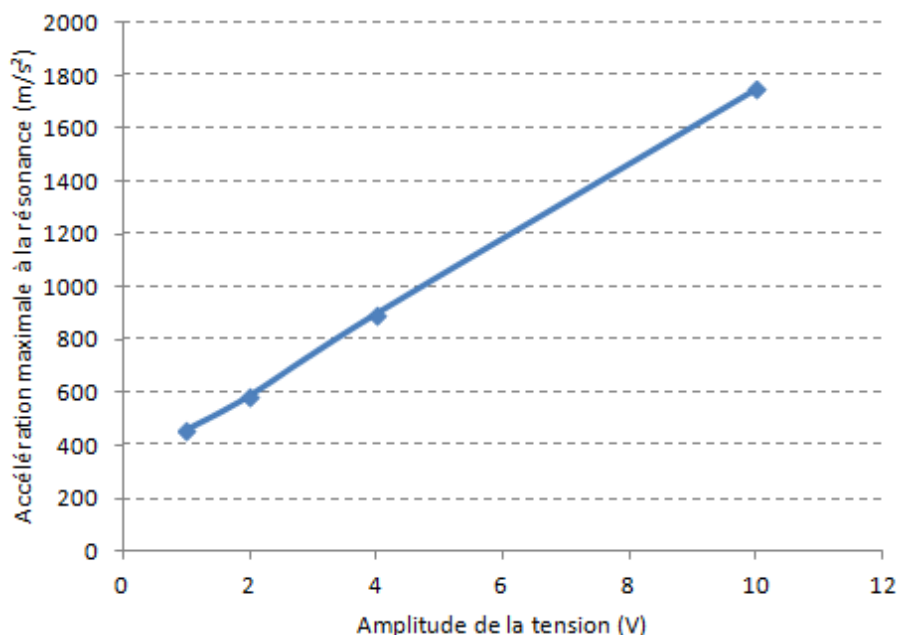


FIGURE 4.52 – Accélérations maximales au centre de d’un speaklet de la variante R800A200 0.54, relevés à la résonance et tracés en fonction de la tension

transformée de Fourier inverse, la réponse impulsionnelle *pression/tension* est obtenue. Pour effectuer cette transformée inverse, la technique dite du « zero padding » a été utilisée. Elle consiste à rajouter des zéros dans le spectre afin d’augmenter de façon virtuelle la fréquence d’échantillonnage et se traduit dans le domaine temporel par une réponse impulsionnelle « lissée » qui contient des points interpolés.

En considérant le comportement des speaklets comme parfaitement linéaire en fonction de la tension sur le plan dynamique, il est possible d’obtenir le pulse de pression en convoluant la réponse impulsionnelle par le pulse de tension. Ce pulse de tension théoriquement rectangulaire a été mesuré en sortie de la carte de pilotage à l’aide d’un oscilloscope numérique en utilisant une fréquence d’échantillonnage de 1 MHz. Il est visible figure 4.54a et sera utilisé pour la convolution. Le pulse de pression directement mesuré au microphone et celui recalculé à partir de la fonction de transfert *vitesse/tension* sont visibles figure 4.54b. Les amplitudes de ces pulses de pression sont très proches et l’utilisation de la convolution semble donc validée. Concernant ces amplitudes, il ne faut pas oublier que ces pulses de pression ne possèdent pas de contenu fréquentiel au dessus de 20 kHz. La fréquence propre des speaklets étant de 40 kHz environ, des mesures allant plus haut que cette fréquence donneraient des amplitudes bien plus importantes.

La figure 4.55 présente les spectres des pulses de pression de la figure 4.54 entre 0 et 20 kHz. En basse fréquence, les amplitudes des 2 spectres ne concordent pas et des différences de l’ordre de 30 dB peuvent être obtenues. Néanmoins le spectre de la pression mesurée apparaît comme étant peu crédible étant donné ses amplitudes et ses variations en basse fréquence. En effet, un simple test à l’oreille en utilisant un sinus glissant permet de constater qu’une chute du niveau sonore se produit en dessous d’environ 3 kHz. De plus, pour les fréquences plus élevées, des différences de l’ordre de 10 dB peuvent également être obtenues alors que les mesures de vitesses sont validées par les cohérences. Du bruit a donc dû interférer avec la mesure au microphone et le pulse de pression recalculé à partir de la vitesse mesurée sera celui considéré

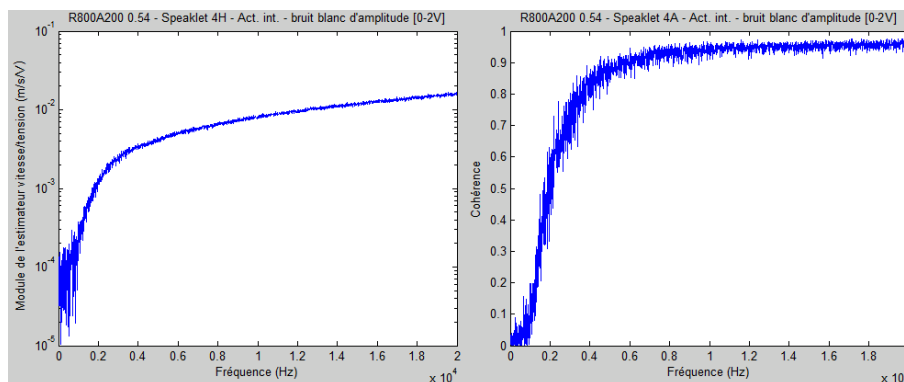


FIGURE 4.53 – Module de l'estimateur H1 *vitesse/tension* de l'actionneur interne du speaklet 2H de la matrice R800A200 0.54 et cohérence associée

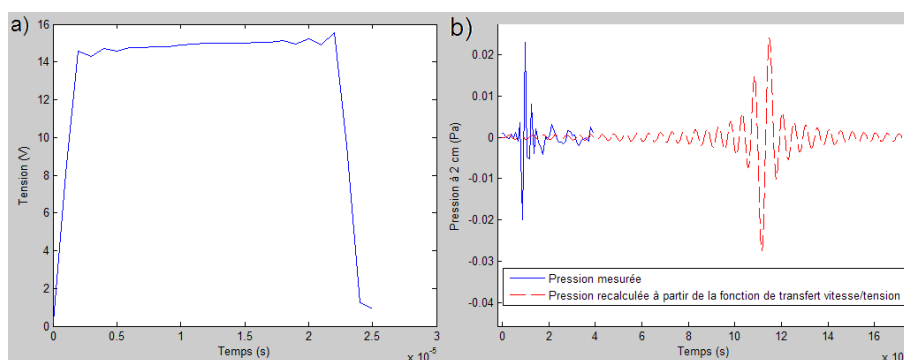


FIGURE 4.54 – a) Pulse de tension mesuré à l'oscilloscope b) Comparaison entre les pulses de pression mesuré et recalculé à partir de la fonction de transfert *vitesse/tension*

comme correct.

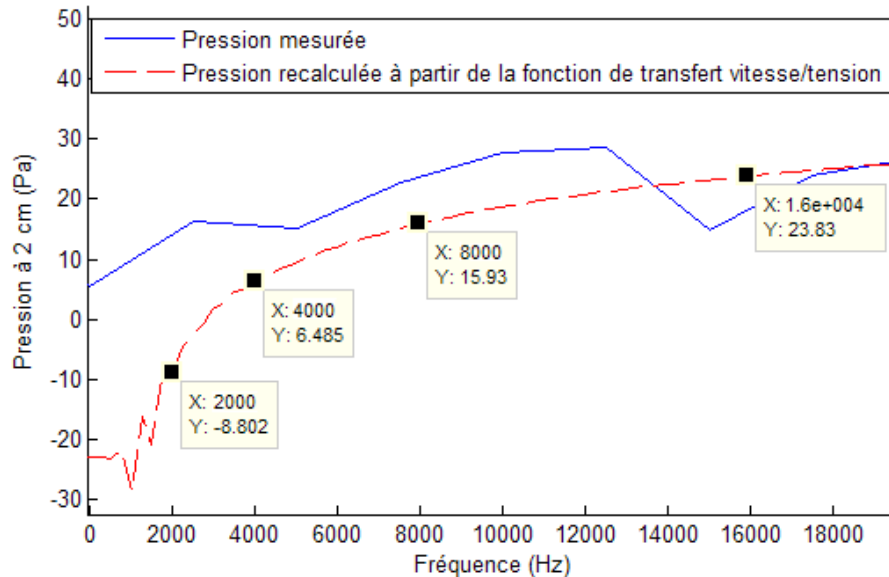


FIGURE 4.55 – Comparaison des spectres des pulses de pression mesuré et recalculé à partir de la fonction de transfert *vitesse/tension*

Section 4.4.5.2, les pentes des fonctions de transfert *pression/tension* avant les fréquences propres sont de +12 dB. Sur la figure 4.55, la convolution par le pulse de tension (ou plutôt la multiplication par le spectre du pulse de tension pour rester dans le domaine fréquentiel) modifie la pente de la courbe qui est légèrement supérieure à +12 dB par octave en basses fréquences et légèrement inférieure à plus hautes fréquences.

### 4.6.3 Résultats de la simulation

La reconstruction digitale du signal cible composé des deux fréquences 3 et 7 kHz d'amplitudes égales a été simulée à partir de la fonction de transfert *vitesse/tension* mesurée en activant l'actionneur interne du speaklet  $2H$  de la matrice  $R800A200$  0.54. Les conditions de pilotage et la position du point d'écoute sont toujours identiques à celles de la section 4.5.6.

Le résultat de la simulation est mis en parallèle avec la mesure sur la figure 4.56. Aux fréquences d'intérêt, une bonne concordance d'amplitude est obtenue entre la simulation et l'expérimentation. Des amplitudes légèrement plus importantes sont obtenues dans la simulation car tous les speaklets sont supposés fonctionner. Sur la mesure, un harmonique de rang 2 à 6 kHz ainsi qu'une intermodulation à 4 kHz sont mis en évidence. Les autres défauts, de rangs égaux ou supérieurs, ressortent plus difficilement du bruit de fond.

Les pics dus aux harmoniques et aux intermodulations ne sont pas présents dans la simulation. Néanmoins, si les coefficients  $a_i$  de la fonction de transfert *pression/tension* sont connus aux fréquences où ces défauts apparaissent, il est possible de les rajouter dans la simulation. La fonction de transfert *vitesse/tension* du speaklet utilisé dans la simulation permet d'obtenir la fonction de transfert



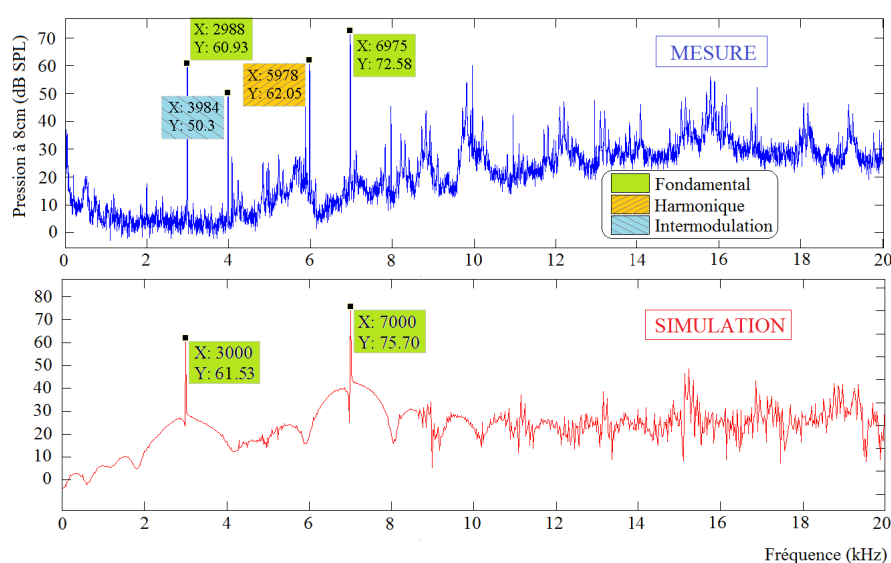


FIGURE 4.56 – Mesure d'un signal reconstruit de façon digitale et comparaison avec la simulation

*pression/tension* en appliquant le modèle monopolaire (voir figure 4.57).

Sur cette figure 4.57, les coefficients  $a_1$  à 3 et 7 kHz sont mesurables et valent respectivement  $7.78e-5$  et  $3.28e-4$  Pa/V. Le signal de tension « global » envoyé sur le HPDM peut être considéré comme étant de la forme  $U = A \cos(2\pi f_1 t) + B \cos(2\pi f_2 t)$ , avec  $f_1$  et  $f_2$  valant respectivement 3 et 7 kHz. Les amplitudes  $A$  et  $B$  sont théoriquement égales mais leurs valeurs sont inconnues. Pour les obtenir, les coefficients  $a_1$  à 3 et 7 kHz ainsi que les amplitudes mesurées à ces mêmes fréquences sont utilisées. En effet d'après le tableau 2.1, l'amplitude des 2 fondamentaux valent  $a_{1(3kHz)}A$  et  $a_{1(7kHz)}B$ .  $A$  et  $B$  valent alors respectivement 287 V et 259 V environ. Ces 2 valeurs sont de façon logique relativement proches. Toujours d'après les mesures d'amplitudes des harmoniques et des intermodulations de la figure 4.56 et en utilisant les formules du tableau 2.1 avec  $A$  et  $B$  désormais connus, les coefficients  $a_2$  à 4 et 6 kHz sont calculables et valent respectivement  $8.81e-8$  et  $6.14e-7$  Pa/V. En utilisant ces coefficients dans la simulation pour obtenir l'intermodulation à 4 kHz et l'harmonique à 6 kHz, en accord avec les amplitudes des fondamentaux simulés, le spectre de la figure 4.58 est obtenu.

Le THD+N de ce signal simulé est de 25.8% si la différence d'amplitude des 2 fondamentaux n'est pas considérée comme une erreur et de 83.1% si c'est le cas. Pour rappel, selon la méthode de calcul du THD+N choisie, 115 et 135% avaient été obtenus pour le signal mesuré (voir figure 4.49). La différence principale entre l'expérimentation et la simulation est que dans cette dernière, tous les speaklets fonctionnent correctement et fournissent exactement la même réponse en pression. On en conclut donc que les forts THD+N proviennent principalement de l'absence d'homogénéité des speaklets MEMS.

## 4.7 Consommation électrique d'un HPDM MEMS

Dans cette section la consommation électrique totale d'une matrice R800A200 0.36 est calculée en pilotage analogique et digitale. Pour cela, des mesures ont été effectuées sur un seul speaklet de cette

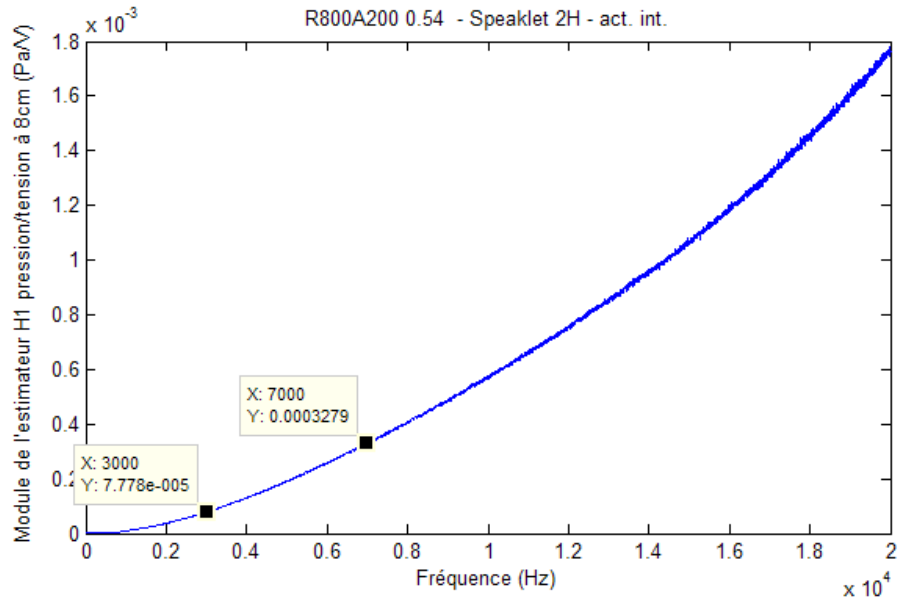


FIGURE 4.57 – Fonction de transfert *pression/tension* permettant d'obtenir les coefficients  $a_1$  à 3 et 7 kHz

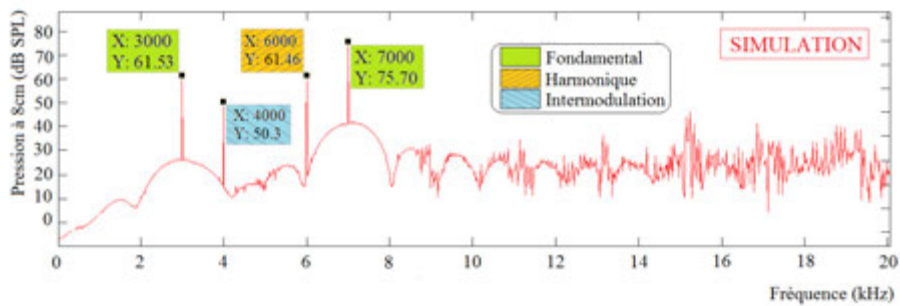


FIGURE 4.58 – Ajout de l'harmonique et de l'intermodulation de rang 2 dans le signal simulé de la figure 4.56

matrice. On considèrera alors que tous les speaklets sont identiques pour obtenir une consommation totale.

#### 4.7.1 Impédance électrique d'un speaklet

Le speaklet choisi est repéré par les coordonnées 8G (voir figure 4.16) et l'actionneur externe est utilisé car les longueurs de ses pistes d'accès sont représentatives de la problématique (6800  $\mu\text{m}$  de long pour 20  $\mu\text{m}$  de large, alors que les pistes les plus courtes et les plus longues existantes sur la matrice sont de l'ordre de 3700 et 16000  $\mu\text{m}$ ).

Après avoir posé les pointes d'un impédancemètre sur les pads de l'actionneur externe du speaklet étudié, une tension continue de 15 V ainsi qu'une tension sinusoïdale d'amplitude crête à crête 0.1 V et dont la fréquence varie de 0.2 jusqu'à 60 kHz sont appliquées. En utilisant un modèle de circuit équivalent de type RC en parallèle, les paramètres exportés sont la capacité parallèle noté  $C_p$  et le facteur de perte noté  $D$ . A partir de ces deux données, l'équation 2.64 permet de calculer la résistance parallèle noté  $R_p$ . Enfin, l'équation 2.63 permet de remonter à l'impédance totale du speaklet, noté  $Z_p$  car issue du modèle parallèle. La figure 4.59 présente le module et l'argument de  $Z_p$  de 0.2 à 20 kHz. La phase de l'impédance, qui varie de -90 à -60 environ en fonction de la fréquence, confirme que le speaklet est bien un dispositif de type capacitif. Il faut préciser que l'impédance ne dépend pas du modèle équivalent choisi et qu'une représentation de type RC série aurait donné exactement la même impédance.

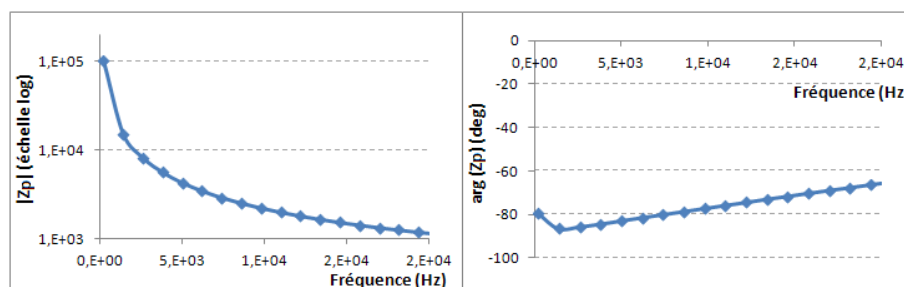


FIGURE 4.59 – Module et argument de l'impédance  $Z_p$

Vérifions maintenant s'il est possible de retrouver cette impédance à partir du schéma électrique d'un speaklet.

#### 4.7.2 Calcul d'impédance par simulation

Un speaklet peut être représenté par le schéma électrique de la figure 2.17. Le but de cette section est de calculer les valeurs associées à chacun des composants électriques de ce schéma pour effectuer une simulation sous le logiciel ADS.

Les valeurs de certains éléments peuvent être estimés assez simplement. C'est par exemple le cas des résistances  $R_{pad\ sup}$ ,  $R_{piste\ sup}$ ,  $R_{pad\ inf}$ ,  $R_{piste\ inf}$  et des capacités  $C_{PZT}$ ,  $C_{pp}$ ,  $C_{Pt/membrane}$  et  $C_{membrane/substrat}$  dont les valeurs sont obtenues à l'aide des équations 2.61 et 2.62. Pour obtenir la valeur des inductances  $L_{piste\ sup}$  et  $L_{piste\ inf}$ , la formule d'inductance propre d'un fil droit de section rectangulaire, visible équation 26 de [92] est utilisée. Seuls les résistances  $R_{PZT}$  et  $R_f$ , qui correspondent respectivement aux résistances série et parallèle (résistance de fuite) de l'actionneur en PZT, ne sont pas calculables.

Pour les obtenir, il est alors nécessaire d'effectuer une mesure à l'impédancemètre. A partir de la résistance  $R_s$  et de la capacité  $C_s$  du circuit série équivalent, le système d'équations 2.69 permet en effet de les estimer. Ce système d'équations a cependant été obtenu en simplifiant le modèle électrique. Les inductances et certaines capacités ont en effet été négligées.

La figure 4.60 présente le schéma électrique qui a été réalisé par ailleurs sous le logiciel ADS. A coté de chaque composant électrique sont notées les valeurs calculées avec les équations citées, à l'exception de la capacité  $C_{PZT}$  et des résistances  $R_f$  et  $R_{PZT}$ . En effet, pour mieux s'approcher des mesures d'impédances, ces 3 valeurs ont été ajustées. De plus, les formules qui permettent théoriquement de les obtenir ne donnent pas les bons ordres de grandeur. Pour la capacité  $C_{PZT}$ , ceci peut s'expliquer par la permittivité relative du PZT qui varie en fonction de la fréquence. Le système d'équation qui permet de calculer les résistances  $R_f$  et  $R_{PZT}$  a quant à lui été obtenu en négligeant certains composants du schéma électrique (voir figure 2.17) et les formules utilisées peuvent conduire à des résultats dans l'ensemble des nombres complexes si les termes sous les racines sont négatifs. Le schéma électrique « complet » est de plus déjà une simplification de la réalité. Par exemple les pertes dans le substrat ou le couplage électromécanique n'apparaissent pas.

La figure 4.61 présente les parties réelles et imaginaires de l'impédance recalculée à partir des mesures et de celle obtenue par simulation, tracées jusqu'à 60 kHz. Les amplitudes à 20 et 60 kHz sont directement notées sur les courbes et de bonnes corrélations sont obtenues entre la mesure et la simulation pour ces fréquences. Quelques légères différences sont obtenues en plus basse fréquences (en dessous de 10 kHz), néanmoins ce modèle électrique nous donne les valeurs d'entrées pour calculer la consommation de nos dispositifs.

### 4.7.3 Intensité électrique d'un speaklet soumis à un signal sinusoïdal

Un signal de tension sinusoïdale d'équation  $s = 7.5 + 7.5 \sin(2\pi ft)$  a été appliqué aux bornes de l'actionneur externe du speaklet 8G. Des mesures d'intensités ont alors été réalisées à l'aide d'un multimètre placé en série. Des intensités efficaces de 0.52 et 2.61 mA ont été relevées respectivement à 1 et 6 kHz.

Un signal de tension d'équation  $s = 7.5 + 7.5 \sin(2\pi ft)$  possède une valeur efficace  $U_{eff}$  égale à 9.19 V. En divisant cette tension efficace par le module de l'impédance  $|Z_p|$  visible figure 4.59, le module de l'intensité efficace est obtenu en fonction de la fréquence. Cette intensité est visible figure 4.62. Aux fréquences 1 et 6 kHz, les intensités obtenues sont très proches de celles mesurées à l'aide du multimètre puisque des valeurs de 0.5 et 2.5 mA sont obtenues.

Pour rappel, l'impédance utilisée a été obtenue en envoyant sur l'actionneur externe une tension continue de 15 V et une tension sinusoïdale d'amplitude crête à crête de 0.1 V. La tension efficace d'un tel signal est évidemment très proche de 15 V. Si l'impédance mesurée en utilisant une tension d'offset de 10 V est utilisée, de moins bon résultats sont obtenus alors que ce signal possède une tension efficace plus proche du signal  $s = 7.5 + 7.5 \sin(2\pi ft)$ . Dans ce dernier cas, des intensités de 0.8 et 3.5 mA environ sont en effet obtenus à 1 et 6 kHz. Ceci tend donc à confirmer l'hypothèse selon laquelle c'est l'état de polarisation du PZT qui importe et qu'il est lié à la tension maximale.

### 4.7.4 Intensité électrique d'un speaklet soumis à un pulse de tension

Dans la section 2.5.4, les équations permettant d'obtenir l'énergie dissipée en chaleur dans la résistance série  $R_s$  lors de la charge et de la décharge d'un condensateur de capacité  $C_s$  ont été présentées. Dans le cas où un pulse de tension d'amplitude  $E$  et de durée  $T$  est appliqué, avec  $T > 5R_s C_s$ , cette énergie dissipée vaut alors  $E^2 C_s$ . Pour calculer cette énergie la valeur de la capacité  $C_s$  est donc nécessaire. Le

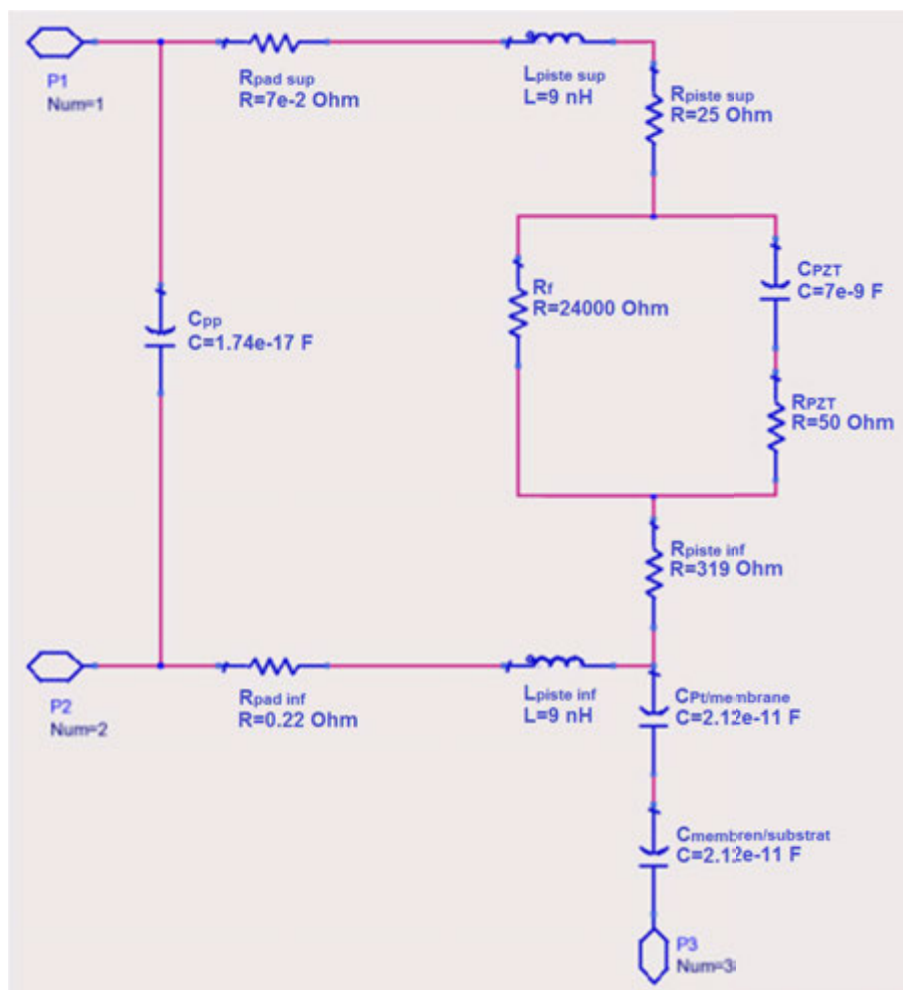


FIGURE 4.60 – Schéma représentatif d'un speaklet réalisé sous le logiciel ADS

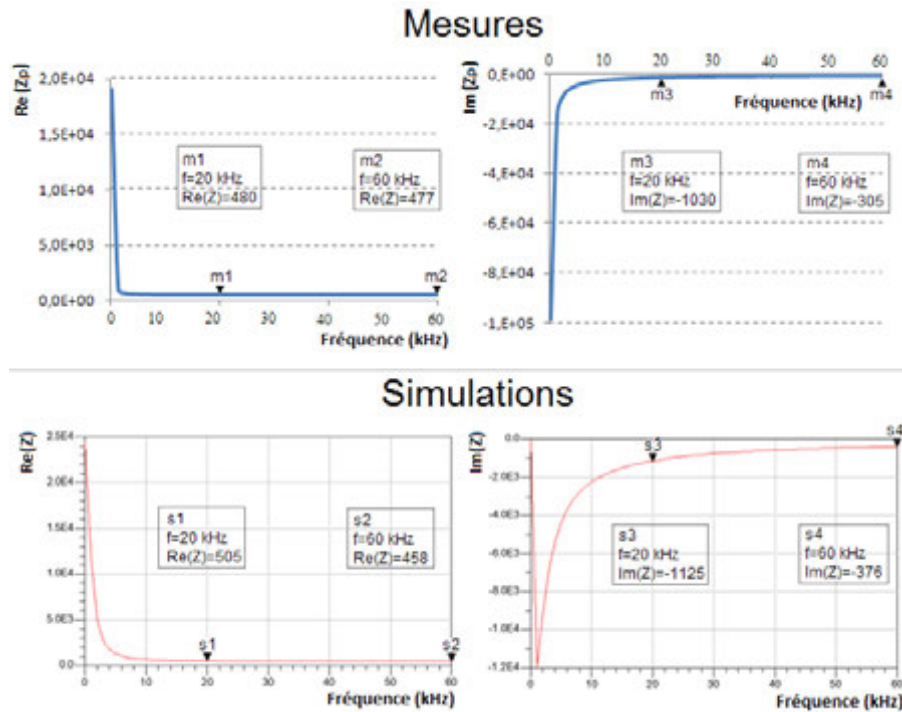


FIGURE 4.61 – Comparaison entre les parties réelles et imaginaires de l'impédance obtenu de façon semi-expérimentale et par simulation

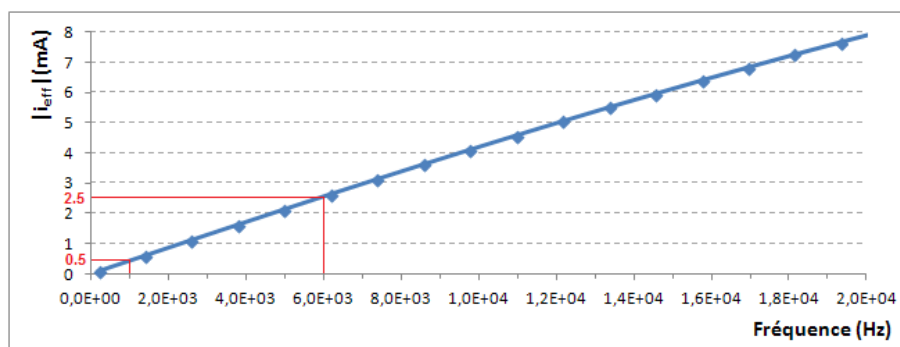


FIGURE 4.62 – Module de l'intensité  $i_{eff}$  lorsque un signal  $s = 7.5 + 7.5 \sin(2\pi ft)$  est joué de façon analogique avec le speaklet étudié

but de cette section est donc d'obtenir les paramètres équivalents  $R_s$  et  $C_s$ . Ils seront ensuite utilisés pour comparer des évolutions temporelles en intensité obtenues de façon théorique et par la mesure.

Dans la section 4.7.1, l'impédance du speaklet 8G sous une tension maximale de 15 V a été mesurée à partir d'un circuit équivalent composé d'une capacité  $C_p$  en parallèle avec une résistance  $R_p$ . En utilisant les équations 2.66 et 2.67, il est possible de calculer les résistances  $R_s$  et  $C_s$  du circuit équivalent en série, qui donne exactement la même impédance. Ces résistances et capacités équivalentes en série ou en parallèle sont tracées en fonction de la fréquence figure 4.63.

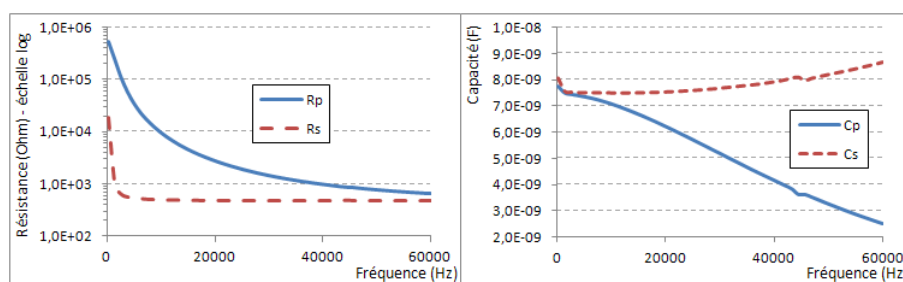


FIGURE 4.63 – Résistances et capacités des circuits équivalents série et parallèle

Les paramètres de circuits équivalents en série  $R_s$  et  $C_s$  sont beaucoup plus stables en fréquences que leurs homologues en circuit parallèle  $R_p$  et  $C_p$ . Ceci montre que le circuit équivalent en série est le plus proche du comportement électrique réel du speaklet dans sa globalité (c'est à dire en prenant en compte les pistes d'accès). Ceci permet de choisir facilement des valeurs pour  $R_s$  et  $C_s$ , qui seront prises comme étant respectivement égales à 480  $\Omega$  et 7.5 nF. Le temps caractéristique est donc de 3.6  $\mu$ s. Cette résistance de 480  $\Omega$  est relativement proche de la résistance de la piste inférieure en platine, qui vaut 319  $\Omega$ . On en conclue donc que la majorité de la résistance électrique provient de cette piste.

Pour calculer l'évolution temporelle de l'intensité dans le speaklet lorsqu'un pulse de tension rectangulaire d'amplitude 15 V et d'une durée égale à 22.68  $\mu$ s est appliqué au niveau des pads de contacts, les équations 2.73 et 2.76 qui font intervenir  $R_s$  et  $C_s$  sont utilisées. De plus, en utilisant le FPGA, le même pulse de tension théoriquement rectangulaire a été envoyé sur l'actionneur externe du speaklet étudié. A l'aide d'un oscilloscope numérique possédant une fréquence d'échantillonnage de 100 MHz, le pulse de tension réel a été mesuré au niveau des pads de l'actionneur externe du speaklet. Pour obtenir l'intensité qui traverse le speaklet, la tension au borne d'une résistance de 1  $\Omega$  en série avec le speaklet est mesurée. L'impédance d'entrée de l'oscilloscope étant réglé sur 1 M $\Omega$ , la tension mesurée est donc quasiment égale à l'intensité qui traverse la résistance (et donc le speaklet). Les tensions et intensités obtenues sont tracées en fonction du temps figure 4.64.

Le pulse de tension réel est celui qui a été utilisé pour la convolution avec la réponse impulsionnelle de la section 4.6.2. Ce pulse de tension est relativement proche du pulse de tension rectangulaire théorique, avec des temps de montée et de descente d'environ 1.5  $\mu$ s. Concernant les intensités, plusieurs différences sont notables. Pendant la phase de charge du condensateur, bien que les amplitudes maximales des intensités expérimentales et semi-expérimentales<sup>4</sup> concordent, la forme des décroissances sont différentes. Dans le cas semi-expérimentale, elle est évidemment exponentielle (voir équation 2.76) alors qu'elle semble beaucoup plus linéaire dans le cas expérimental. Pendant la phase de décharge du condensateur, le contraire

4. c'est à dire calculées à partir de données mesurées à l'impédancemètre



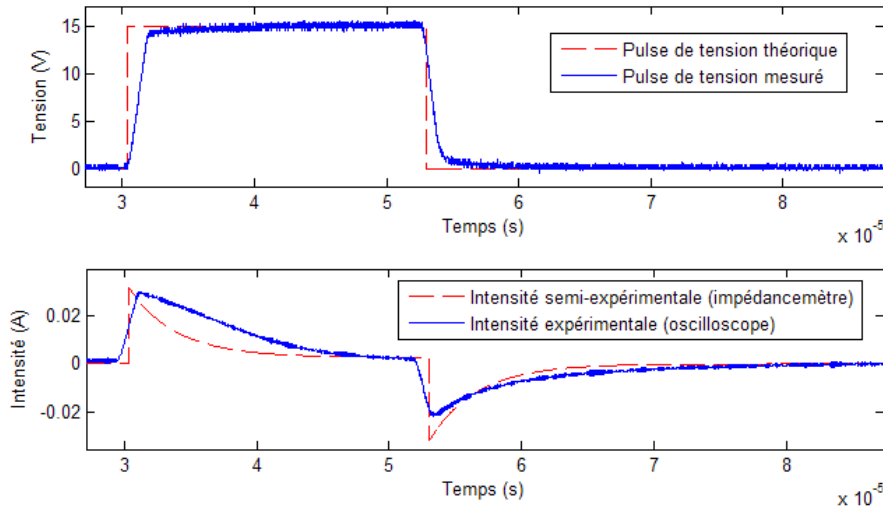


FIGURE 4.64 – Comparaison entre les pulses de tension et intensités théoriques et mesurés

est constaté : les amplitudes des intensités ne concordent plus mais les décroissances semblent bien exponentielles dans les 2 cas. Ces différences sont les conséquences de la simplification du modèle électrique complet d'un speaklet à un modèle RC série. Elles restent cependant assez limitées et on considéra qu'il est possible de faire cette simplification et donc de calculer simplement l'énergie consommée par un speaklet.

#### 4.7.5 Consommation totale en pilotage analogique et digital

Pour comparer les consommations électriques entre l'analogique et le digital, les énergies nécessaires pour jouer une sinusoïde de fréquence 11 kHz pendant 1 seconde sont calculées. Ces énergies consommées sont tout d'abord calculées sur le seul actionneur externe du speaklet 8G, puis par extrapolation, les énergies consommées par la matrice R800A200 0.36 sont ensuite obtenues.

En analogique, on fait l'hypothèse qu'un signal de tension  $s = (U_{max}/2) + (U_{max}/2)\sin(2\pi ft)$ , avec  $U_{max}=15$  V et  $f=11$  kHz, est envoyé sur les pads de l'actionneur externe du speaklet étudié. Le module et la phase de l'impédance mesurés sous une tension continue de 15 V et une tension alternative d'amplitude crête à crête de 0.1 V (voir figure 4.59) permettent alors d'obtenir les énergies apparentes et actives (voir les formules du tableau 2.6). En multipliant le résultat obtenu par le nombre de speaklets de la matrice, soit 64, les énergies apparentes et actives totales valent respectivement 2.7 et 0.66 J.

Dans la section précédente 4.7.4, il a été démontré que le speaklet peut être assimilé de façon assez réaliste à une résistance  $R_s$  en série avec une capacité  $C_s$ . Ce dernier paramètre est utile pour calculer l'énergie consommée en digital. En effet, si un pulse de tension d'amplitude  $E$  et d'une durée  $T$  supérieure au temps caractéristique (la condition  $T > 5R_sC_s$  est très satisfaisante car le condensateur est à plus de 99% de sa charge maximum), alors l'énergie consommée vaut  $E^2C_s$ . Avec  $E=15$  V,  $T=22.68$   $\mu$ s,  $R_s=480$   $\Omega$  et  $C_s=7.5$  nF, la condition  $T > 5R_sC_s$  est vraie et l'énergie d'un seul pulse rectangulaire vaut 1.69  $\mu$ J environ. Pour calculer l'énergie totale consommée en digital pour jouer une sinusoïde de fréquence 11 kHz pendant 1 seconde, il est nécessaire de connaître le nombre de pulses de tension envoyés sur tous les speaklets de la matrice. Ce nombre dépend de la méthode de pilotage. Considérons le cas où les 64

speaklets peuvent émettre un pulse de pression positif et négatif à chaque période d'horloge. 1797000 pulses sont alors nécessaires et l'énergie totale vaut 3.03 J environ.

En digital, la consommation électrique est donc plus élevée par rapport au pilotage en analogique, surtout si dans ce dernier cas c'est l'énergie active qui est considérée. D'après les résultats de la section 4.5.7, un gain de niveau sonore est obtenu en digital par rapport à l'analogique mais le niveau de THD est également plus élevé.

Cependant, comme l'a montré la section 2.5.6, il est théoriquement possible de réduire la consommation en digital en utilisant la charge et la décharge adiabatique du condensateur, surtout si la décharge est de plus associée à un générateur capable de stocker les charges retournées. Le gain de consommation dépend de la durée de la charge et de la décharge adiabatique du condensateur par rapport au temps caractéristique. Ainsi avec des durées 10 fois plus grandes que le temps caractéristique, c'est à dire de 36  $\mu$ s environ dans le cas présent, l'énergie consommée diminue de 80% et passe donc à 0.6 J environ. Le pilotage en digital devient alors plus efficace que le pilotage analogique d'un point de vue électrique. Bien sûr, ceci n'est que théorique puisqu'un temps de charge et de décharge de 36  $\mu$ s est incompatible avec une durée totale de pulse trapézoïdale de 22.68  $\mu$ s. Pour remédier à ce problème il est nécessaire de diminuer le temps caractéristique en agissant sur la résistance et/ou sur la capacité série, sachant que modifier ce dernier paramètre diminue également la consommation lorsqu'un pulse de tension rectangulaire est utilisé. Ainsi, si on se réfère à la section 2.5.6, en utilisant un signal trapézoïdale divisé en 3 parties de durée égales pour une durée totale de 22.68  $\mu$ s et si on souhaite garder le gain en consommation de 80%, le temps caractéristique doit être au maximum de 0.76  $\mu$ s environ.

## 4.8 Conclusions

Après avoir présenté les différents moyens de caractérisation à disposition, ce chapitre expérimental a débuté par l'étude d'un HPDM macroscopique. Cela a permis de valider les modèles de rayonnement du chapitre théorique ainsi que le bon fonctionnement du simulateur acoustique. On dispose donc d'un outil prédictif qui pourra permettre à l'avenir d'étudier de nombreuses possibilités de pilotage ou de dispositions des speaklets.

La suite de ce chapitre expérimental s'est focalisé sur les speaklets MEMS et des tests individuels ont tout d'abord été effectués. Des différences de fréquences de résonance ont été constatées par rapport à celles qui étaient visées dans le chapitre de dimensionnement. Ces décalages fréquentiels sont relativement plus importants lorsque les rayons des speaklets sont grands. Les déformées initiales des membranes, provoquées par des contraintes résiduelles présentes lors de sa libération, sont à l'origine de ces décalages. Des post-simulations par éléments finis ont permis de trouver un jeu de contraintes qui donne des résultats en accord avec les valeurs mesurées. On a donc un modèle éléments finis prédictif pour de futures dimensions potentielles de speaklets.

Des mesures de déflexions statiques en fonction de la tension ont ensuite permis de valider le modèle éléments finis non linéaire. Cependant, à cause d'un étalement des mesures, il est difficile de dire si la prise en compte des contraintes (qui diminue les déflexions) améliore le modèle. Cette dispersion des mesures a fait l'objet d'une étude statistique, par l'intermédiaire de correspondances avec un modèle mécanique à un degré de liberté. L'amplitude de vibrations des speaklets est alors apparue comme le paramètre qui varie le plus.

En utilisant les paramètres mécaniques moyens issus de l'étude statistique sur le modèle à un degré de liberté et en utilisant le modèle de rayonnement monopolaire qui a été validé au préalable de façon expérimentale, il a été possible de recalculer les accélérations (ou les pressions surfaciques) en fonction de

la fréquence, générées par des speaklets MEMS de différents rayons. Il a alors été remarqué que les courbes obtenues sont proches de celle du chapitre de dimensionnement, mais décalées pour correspondre aux nouvelles fréquences propres. Il apparaît alors que tous les speaklets génèrent le même niveau de pression surfaciques avant d'atteindre leur fréquences propres. Il devient donc inutile d'utiliser des speaklets de fréquences propres basses, qui ne permettront pas de générer plus efficacement les basses fréquences que des speaklets de fréquences propres plus élevées, à surfaces émettrices égales. Le choix de nos rayons de speaklets, qui aboutit à la fréquence propre minimale de 15 kHz, reste alors pertinent.

Les problèmes d'inhomogénéités entre les speaklets ont été de nouveaux mis en évidence lorsque les HPDM ont commencés à être pilotés à l'aide du FPGA. La cause est d'origine électrique : les résistances des pistes d'accès aux actionneurs, qui varient avec leurs longueurs, diminuent la tension qui arrive réellement aux bornes des actionneurs.

Des enregistrements de plusieurs HPDM jouant un signal cible composé de 2 fréquences ont ensuite été effectués en analogique et en digital. Les amplitudes des fréquences d'intérêt ainsi que le niveau de THD+N ont été choisis pour quantifier les signaux obtenus. Le pilotage en digital fournit des amplitudes plus importantes, mais également un THD+N plus important. La variante *R800BEAM0.54* donne les meilleurs résultats. L'utilisation du simulateur acoustique, qui fait l'hypothèse que tous les speaklets sont parfaitement identiques, a permis de montrer que les THD+N élevées sont justement dus aux problèmes d'inhomogénéité des speaklets.

Enfin, des modélisations et expérimentations électriques ont montré qu'en l'état actuel, les consommations électriques en analogique et digitale sont à peu près équivalentes. En utilisant la méthode de charge et de décharge adiabatique, il est cependant possible de diminuer significativement la consommation en digital, surtout si le temps caractéristique qui est notamment lié aux résistances d'accès, est réduit.

# Conclusions et perspectives

## Conclusions générales

Cette thèse a permis de mieux comprendre les physiques associées aux HPDM de façon générale et à notre prototype piézoélectrique en particulier. Des modélisations et simulations mécaniques, électriques et acoustiques ont ainsi été développées et de bonnes concordances ont été obtenues avec les expérimentations. Il est alors possible d'identifier les limites actuelles et de proposer plusieurs points d'améliorations. L'impact de ces changements pourra alors être connu à priori grâce aux outils développés.

Les modélisations et les expérimentations ont montrées qu'il n'y a pas de net avantage acoustique du point de vue du niveau sonore et des distorsions d'utiliser une matrice de haut-parleurs en digital si elle est capable de jouer en analogique. On a pu voir que c'est le cas de nos HPDM. En effet, bien qu'en statique les speaklets possèdent un comportement non-linéaire (d'autant plus accentué lorsque le rayon du speaklet est grand), leur comportement en dynamique est linéaire. Il reste néanmoins d'autres avantages à l'approche digitale, comme la forte directivité, l'absence de CNA électrique, ou un gain en consommation électrique.

Trois points faibles concernant nos speaklets ont été mis en avant. Le premier est la présence de contraintes résiduelles lors de la libération des membranes. Les conséquences de ces contraintes s'avèrent être très importantes sur le plan dynamique et rendent l'utilisation de speaklets de grands rayons inefficace. Ceci est dû au décalage des fréquences propres, dont l'importance augmente avec le rayon. Le second point faible concerne les résistances d'accès de nos speaklets, qui peuvent être élevées et qui varient selon la position des speaklets sur les matrices. Cela crée des problèmes d'inhomogénéité entre les réponses en pression des speaklets, qui sont la cause principale des THD+N importants obtenus lors des expérimentations. Enfin le troisième point faible concerne le manque de fiabilité de nos speaklets. Certaines matrices peuvent ainsi contenir jusqu'à 40% d'actionneurs défaillants.

## Perspectives

### Perspectives à court terme

Les perspectives à court terme visent tout d'abord à régler les trois points faibles évoqués. Ainsi, en baissant et en égalisant toutes les résistances d'accès à  $20 \Omega$ , les problèmes d'homogénéité entre les speaklets seront largement atténués et les THD+N seront également diminués. Pour cela, une solution utilisant une électrode inférieure en platine non gravée et donc commune à tous les speaklets d'une matrice sera utilisée. Les pistes d'accès en or reliées aux électrodes supérieures verront quant à elles leurs largeurs ajustées en fonction de leurs longueurs.

Afin d'augmenter la fiabilité des speaklets, une épaisseur de  $2.1 \mu\text{m}$  de PZT sera de plus utilisée. En

effet, il a été remarqué que les décollements à l'interface avec le ruthénium sont beaucoup plus rares lorsque l'épaisseur de PZT augmente.

Enfin, il serait bénéfique de valider l'hypothèse selon laquelle les speaklets de grands rayons ne sont pas plus efficaces que ceux de plus petits rayons pour reproduire les basses fréquences à causes de contraintes résiduelles. Si cela est clairement confirmé, il serait alors intéressant d'essayer de modifier légèrement les méthodes de fabrications ou l'empilement technologique pour diminuer ou supprimer ces contraintes. Neumann [29] (voir section 1.2.3) utilise par exemple une armature en forme de serpent pour limiter l'effet de ces contraintes. Il peut être intéressant de commencer par investiguer cette solution en l'adaptant au cas piézoélectrique.

La diminution des résistances d'accès et de la capacité des actionneurs en PZT conduira également à une baisse de la consommation électrique. Le temps caractéristique étant diminué, il sera de plus intéressant de tester des méthodes de charges adiabatiques par l'utilisation de pulses de tension trapézoïdales afin de diminuer d'avantage la consommation par rapport à l'utilisation de pulses de tension rectangulaire. En effet, on a pu voir en section 4.7.4 que dans cette thèse, le temps caractéristique représentatif d'un speaklet de 800  $\mu\text{m}$  de rayon est de 3.6  $\mu\text{s}$ . Si on utilise un pulse trapézoïdale de durée totale  $T=22.68 \mu\text{s}$  divisé en 3 parties égales de 7.6  $\mu\text{s}$  ainsi qu'un générateur particulier capable de récupérer les charges électriques retournées, le gain de consommation électrique n'est que de 5% selon l'équation 2.80 car le paramètre  $\alpha$  est à peine supérieur à 2. En considérant maintenant que les paramètres  $R_s$  et  $C_s$  du circuit électrique équivalent d'un futur prototype vaudront 20  $\Omega$  et 1.5 nF environ, un temps caractéristique de 30 ns sera obtenu. En gardant le même pulse trapézoïdale, le paramètre  $\alpha$  devrait valoir plus de 250, ce qui conduirait à un gain en consommation électrique de plus de 99%. Il sera ainsi théoriquement possible d'obtenir un HPDM très basse consommation tout à fait adapté aux appareils nomades tels que les téléphones portables.

Concernant la résolution d'amplitude, pour obtenir une résolution de 16 bits (qualité CD), il faut en principe 65535 speaklets si un seul type de pulse est utilisé et 32767 speaklets en utilisant les 2 types de pulses. En utilisant des techniques de « noise-shaping », il est possible d'obtenir une qualité équivalente à 16 bits avec seulement 12 bits [54], ce qui correspond à 4095 ou 2047 speaklets en utilisant respectivement 1 ou 2 types de pulses. L'intégration de cette technique apparait donc indispensable dans le futur pour limiter le nombre de speaklets.

Pour obtenir une meilleure résolution sans augmenter le nombre de speaklets, il est également possible de faire en sorte que chaque speaklet puisse émettre plusieurs niveaux de pression. C'est cette solution qui sera retenue. En procédant ainsi, on s'éloigne du principe de base du HPD qui stipule que les speaklets fonctionnent de façon binaire. Cela reste cependant une solution attirante pour obtenir une bonne résolution avec une taille de matrice limitée. Pour avoir une résolution de 16 bits, on utilisera une matrice comportant 256 speaklets où chacun d'entre eux peut émettre 256 niveaux de pression équirépartis. Le nombre de valeurs de pression différentes que le HPDM peut alors émettre en comptant le 0 est de  $256^2 + 1 = 65537$ , ce qui donne un pas de résolution de plus que le 16 bit. Pour obtenir 256 niveau de pression différents par speaklets, ces derniers seront actionnés à l'aide d'un signal PWM possédant 256 valeurs possibles de rapport cyclique. Des premiers tests ont montré que nos speaklets se comportent correctement en pilotage PWM (c'est à dire de façon linéaire) tant que la fréquence du signal est supérieure à la fréquence propre des speaklets.

Afin d'améliorer le rendu des basses fréquences, il serait enfin intéressant de placer les HPDM dans une cavité acoustique adaptée.

## Perspectives à plus long terme

Les perspectives à court terme visent l'obtention d'un HPDM très basse consommation dont les performances acoustiques sont proches d'un HPA. Pour obtenir en plus un net avantage en terme de niveau de pression, les perspectives à plus long terme doivent alors se concentrer sur la conception d'un speaklet au comportement intrinsèquement non-linéaire produisant des pulses de pressions de fortes amplitudes. Le fonctionnement de ces speaklets pourrait par exemple être basé sur un système de butées. Ceci implique l'étude d'un nouvel empilement technologique MEMS, certainement assez complexe. Il serait alors très intéressant de modéliser et de maîtriser l'effet de la butée, afin de jouer sur la forme et le contenu fréquentiel du pulse de pression généré par un speaklet, comme cela a été présenté dans la section 2.1.3.2. Travailler de cette façon procurera un autre avantage : la notion de fréquence propre ne sera plus importante. En effet, en utilisant des speaklets linéaires, on bute sur une contradiction : le speaklet doit théoriquement posséder une fréquence propre basse pour générer les basses fréquences (en admettant que le problème concernant les contraintes n'existe pas) mais doit également répondre et revenir à sa position initiale rapidement, c'est à dire posséder une fréquence propre élevée.

Les pistes d'accès planaires, qui se faufilent entre les speaklets, sont à l'origine de plusieurs difficultés. Dans cette thèse, elles sont à l'origine des différences de résistances d'accès et empêchent l'obtention d'une forte densité de speaklets. Pour avoir de nombreux speaklets sur une surfaces limitées, il est alors nécessaire de passer en pilotage « bit-grouped ». Bien que le nombre de pistes soit réduit, l'impossibilité de les croiser conduit alors à supprimer l'utilisation d'un type d'actionneur en ne générant qu'un seul type de pulse. De plus, de très fortes résistances d'accès peuvent être obtenues pour les pistes les plus longues menant aux groupes composés de nombreux speaklets, les rendant inutilisables. Sur le futur prototype, où les résistances des pistes d'accès seront uniformisées en jouant sur la largeur des pistes, l'utilisation d'un grand nombre de speaklets conduirait à une taille de matrice trop importantes. C'est pourquoi le pilotage PWM, qui permet de garder un nombre de speaklet restreint, sera utilisé. La société AudioPixels semble avoir également rencontré des problème concernant les pistes d'accès, puisqu'une méthode de câblage particulière permettant de limiter le nombre de pistes a été brevetée. Cette méthode possède en contrepartie certains inconvénients (voir section 1.4.3.2). Au final, il apparaît évident que pour réaliser un HPDM comportant de nombreux speaklets très proches les uns des autres, l'utilisation de pistes « 3D » traversant le substrat sera nécessaire. Avec cette technique, de faible résistance d'accès seront également obtenues étant donné la faible épaisseur du substrat. Enfin, la dernière étape consistera à intégrer l'électronique de pilotage au processus de fabrication en utilisant la technologie CMOS.

# Annexes



ANNEXE A  
TEST DE CLAQUAGE DU PZT

Un test destructif allant jusqu'à la tension de claquage a été effectué sur l'actionneur interne d'un speaklet de la variante *R400A200 0.36*. La tension a été montée progressivement à partir de 0 V et la déflexion au centre de la membrane a été mesurée en utilisant un interféromètre optique. Les résultats sont visibles sur la figure A.1. La tension de claquage est d'environ 28 V.

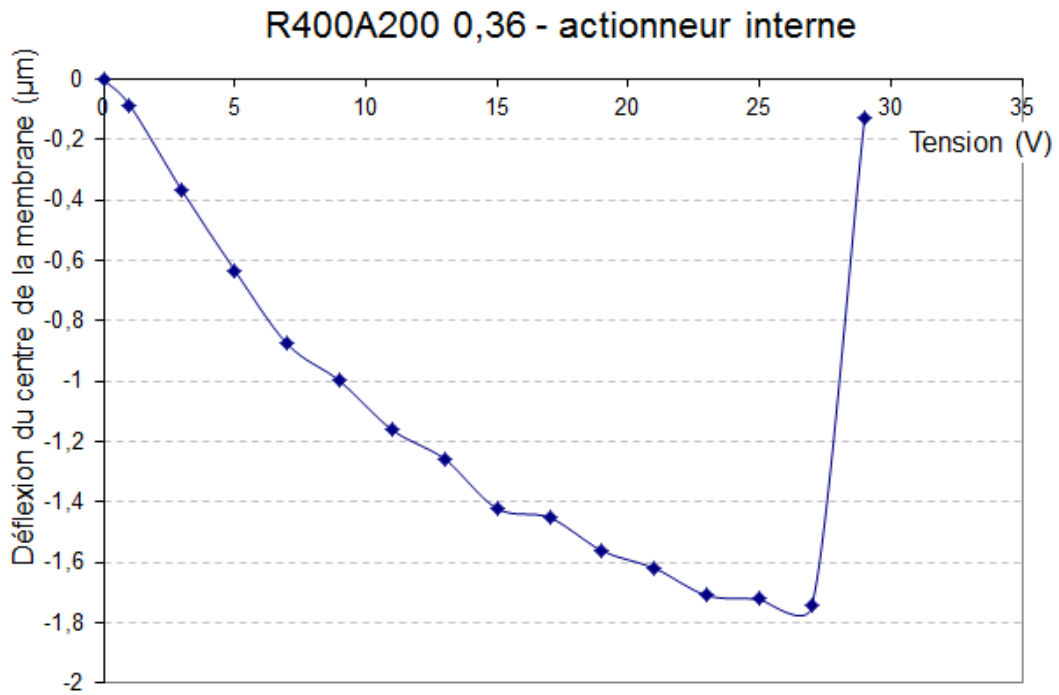


FIGURE A.1 – Test de claquage effectué sur un speaklet de la variante *R400A200 0.36*

ANNEXE B  
 DÉFLEXIONS THÉORIQUES ET SIMULÉES DU CENTRE DES SPEAKLETS DE RAYON  
 INTERMÉDIAIRE EN FONCTION DE LA TENSION

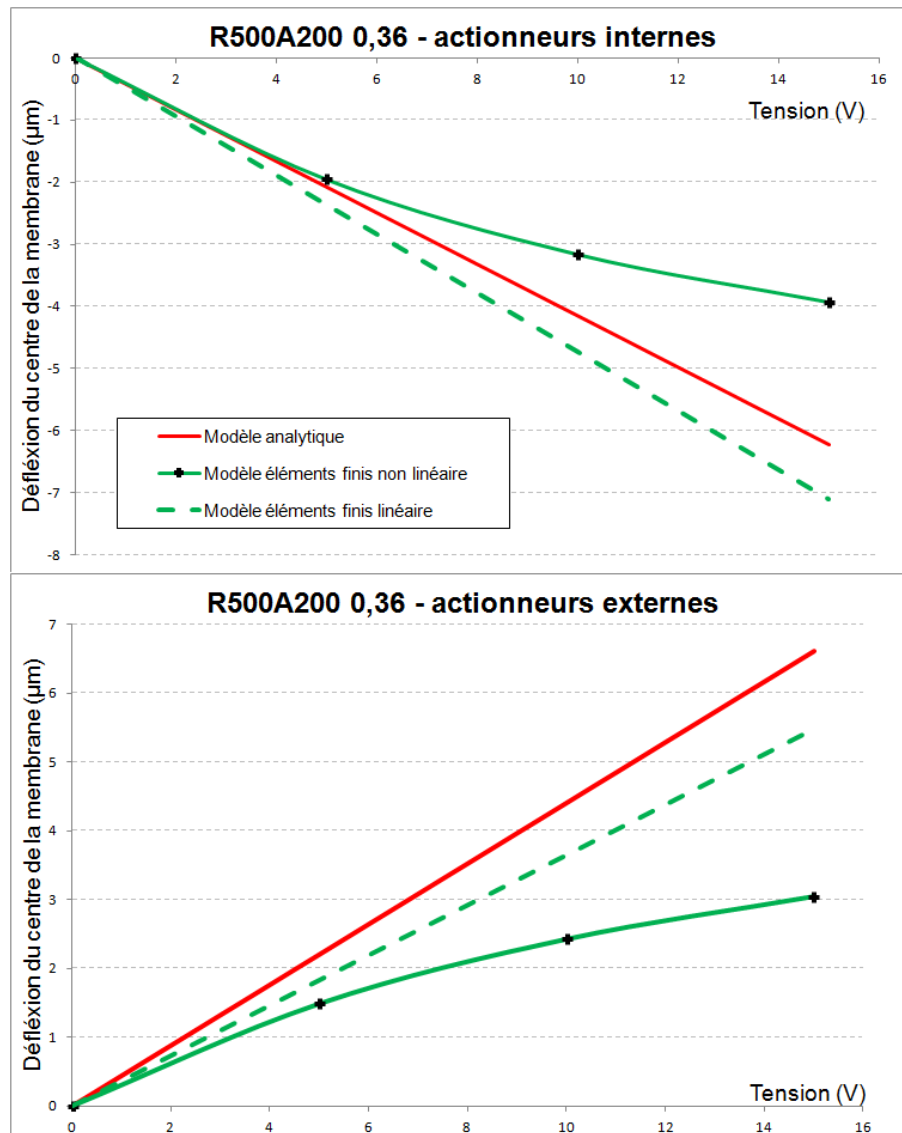


FIGURE B.1 – Déflexion théorique et simulée du centre de la membrane d'un speaklet *R500A200 0.36*

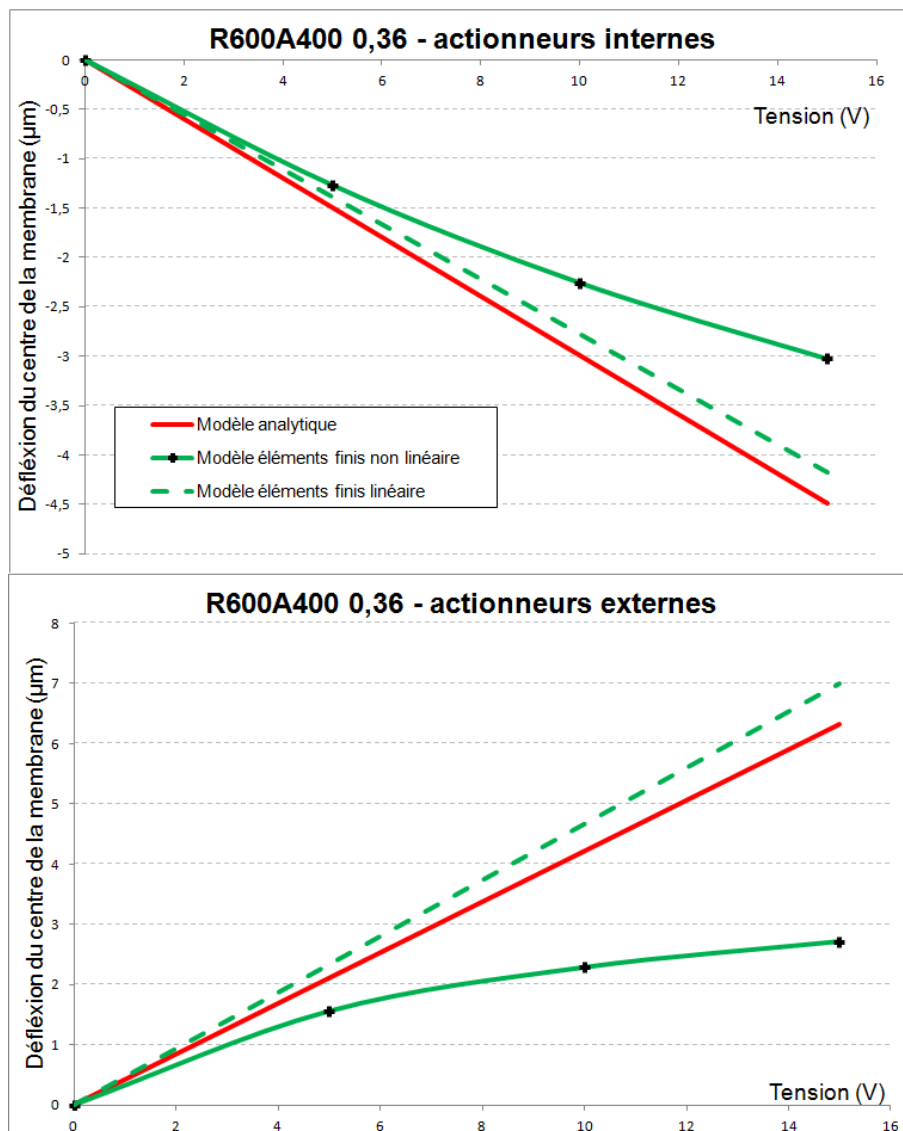


FIGURE B.2 – Déflexion théorique et simulée du centre de la membrane d'un speaklet *R600A400 0.36*

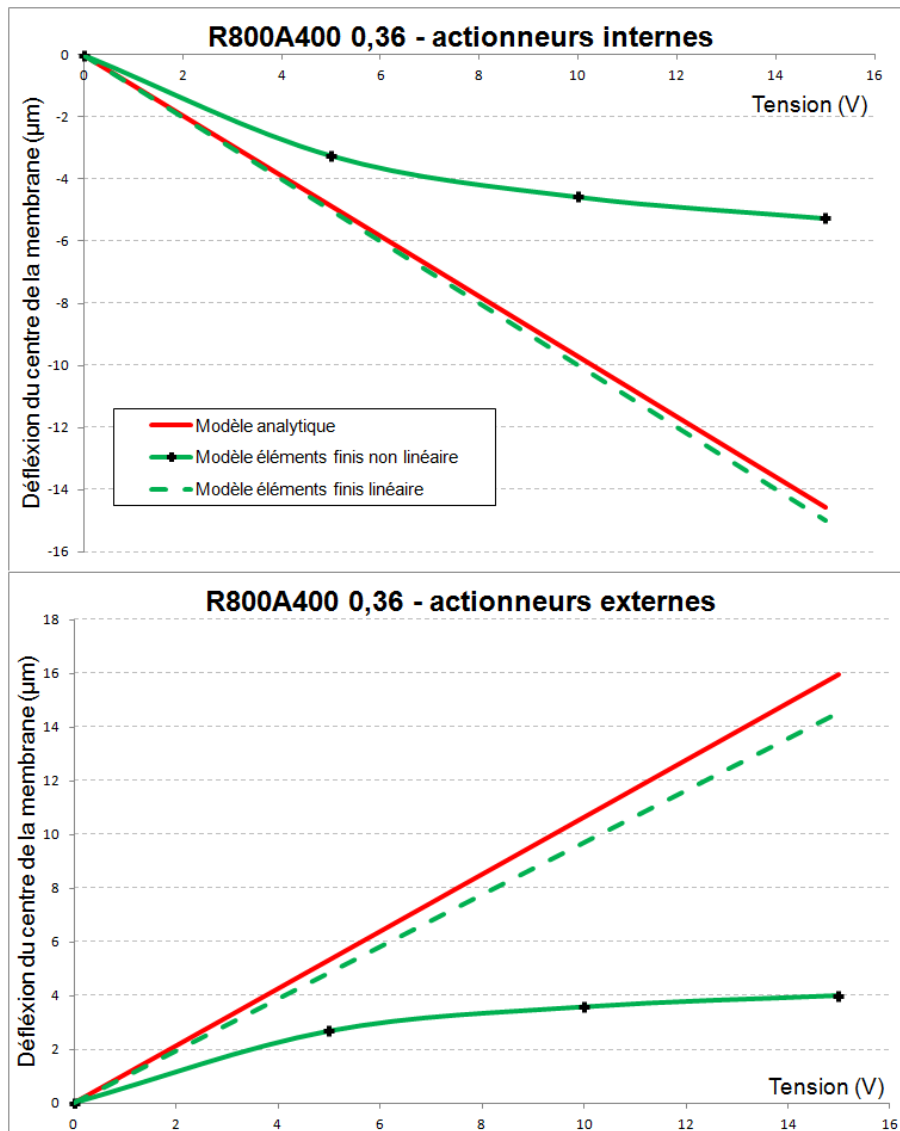


FIGURE B.3 – Déflexion théorique et simulée du centre de la membrane d'un speaklet R800A400 0.36

## ANNEXE C

COMPARAISON DE L'ACCÉLÉRATION DU CENTRE DE SPEAKLETS DE 800  $\mu\text{m}$  DE RAYON OBTENUES ANALYTIQUEMENT ET PAR ÉLÉMENTS FINIS EN UTILISANT L'ACTIONNEUR EXTERNE

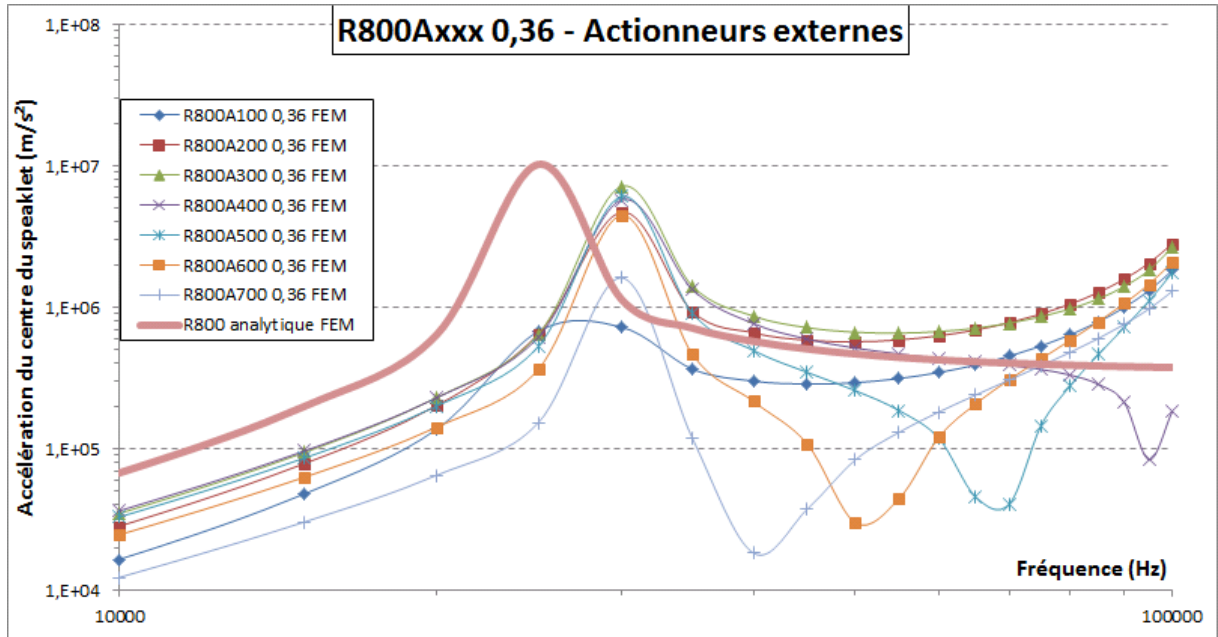


FIGURE C.1 – Accélération du centre de speaklets de 800  $\mu\text{m}$  de rayon et de taille d'actionneurs variables, obtenue en fonction de la fréquence.

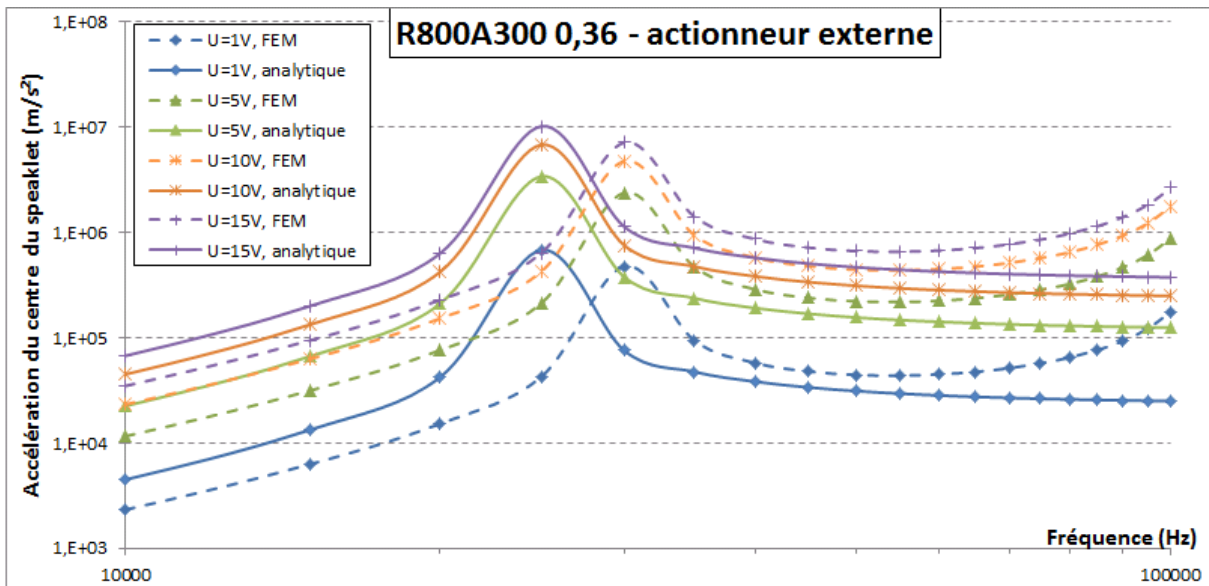


FIGURE C.2 – Accélération du centre du speaklet *R800A300 0.36* obtenue en fonction de la fréquence et sous différentes tensions d'alimentation.

ANNEXE D  
PRINCIPE DU SIMULATEUR

Afin d'expliquer le principe du programme, on va se baser sur une matrice carrée de trente-six speaklets, représenté figure D.1.

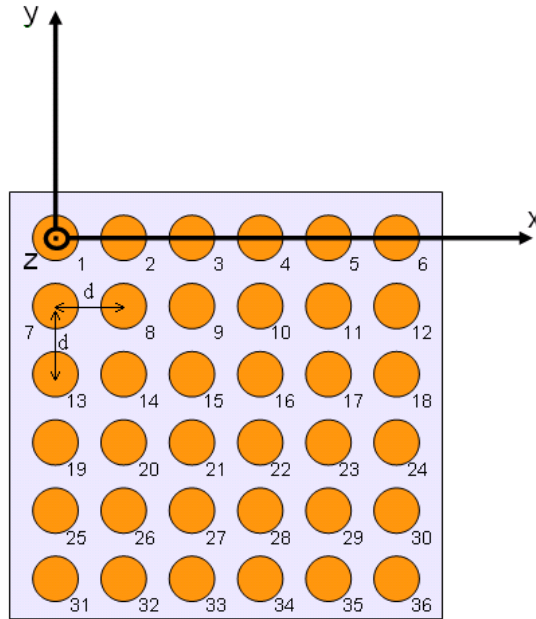


FIGURE D.1 – Matrice carrée comportant 36 speaklets et repère associé

Chaque speaklet est espacé de son voisin d'une distance  $d$ . Le repère est choisi de tel sorte que l'origine soit confondue avec le speaklet n°1. On peut alors obtenir une matrice  $P$  contenant les positions de chaque speaklet :

$$P = \begin{pmatrix} x_1 & y_1 & z_1 \\ \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot \\ x_{36} & y_{36} & z_{36} \end{pmatrix} \quad (D.1)$$

En fixant un point position d'écoute  $M(X, Y, Z)$ , il est possible de calculer une matrice  $R$  contenant les distances de chaque speaklet jusqu'au point d'écoute :

$$R = \begin{pmatrix} r_1 = \sqrt{(X - x_1)^2 + (Y - y_1)^2 + (Z - z_1)^2} \\ \cdot \\ \cdot \\ r_{36} = \sqrt{(X - x_{36})^2 + (Y - y_{36})^2 + (Z - z_{36})^2} \end{pmatrix} \quad (D.2)$$

On peut alors en déduire la matrice  $\Delta$  composée des différences de marche de chaque speaklet par rapport au speaklet le plus proche de la position d'écoute :



$$\Delta = \begin{pmatrix} \delta_1 = r_1 - r_{min} \\ \vdots \\ \delta_{36} = r_{36} - r_{min} \end{pmatrix} \quad (\text{D.3})$$

La pression au point  $M$  est alors la somme des pressions de chaque speaklet, décalées de la différence de marche. Pour reconstruire un signal cible, la première étape consiste à connaître le nombre de speaklets que l'on doit activer simultanément pour atteindre la pression désirée. Le signal cible est choisi de façon à ce que sa pression maximale correspondent au nombre maximal de speaklet activable en même temps  $N_{max}$  multiplié par la pression maximale  $P_{max}$  que peut fournir un speaklet.  $N_{max}$  dépend de la méthode de pilotage choisie. En considérant tous les speaklets identiques, c'est à dire produisant tous exactement le même pulse de pression, il est facile de déterminer la matrice  $N$  qui indique combien de speaklets il faut activer en même temps à chaque période d'horloge mais elle n'indique pas précisément lesquelles.

Il faut alors créer une autre matrice  $B$  qui nous donne ces indications. Chaque ligne de cette matrice correspond à un speaklet, et chaque colonne correspond à une période d'horloge. Un « 0 » indique que le speaklet n'est pas sollicité à la période d'horloge ; un « 1 » indique que le speaklet doit émettre un pulse de pression positif et un « -1 » signifie que le speaklet doit émettre un pulse de pression négatif. Le remplissage de cette matrice dépend donc de la méthode de pilotage et dans l'exemple de la figure D.2 on peut voir que les speaklet n°1 à 18 sont réservée pour les pulses de pression positifs tandis que les speaklets n°19 à 36 émettent les pulses négatifs. On constate également qu'un speaklet n'est jamais sollicité 2 fois de suite.

La première ligne de la matrice  $B$  indique à quels périodes d'horloge est sollicité le speaklet n°1 pendant toute la durée du signal à reconstruire. Les « 1 » qui composent cette ligne peuvent être vus en temps discret comme des Diracs. En convoluant cette ligne avec la pression générée par le speaklet n°1 décalé d'un temps équivalent à la différence de marche entre ce speaklet et celui qui est le plus prêt de la position d'écoute, on obtient la pression créé par le speaklet 1 pendant toute la durée de reconstruction. Ce principe est illustré figure D.3.

il est alors possible d'appliquer ce principe à chacun des speaklets de la matrice. Pour cela on crée une matrice  $h$  qui contient la réponse en pression de chacun des speaklet, identique ente elles mais décalée en fonction de la différence de marche. En effectuant la convolution ligne à ligne de la matrice  $B$  avec la matrice  $h$ , on obtient une matrice  $Pt$  qui contient les contributions de chaque speaklet pendant la durée de reconstruction. Pour obtenir la pression totale créée par le haut-parleur digital, il suffit de sommer ces contributions. Ce principe est schématisé figure D.4.



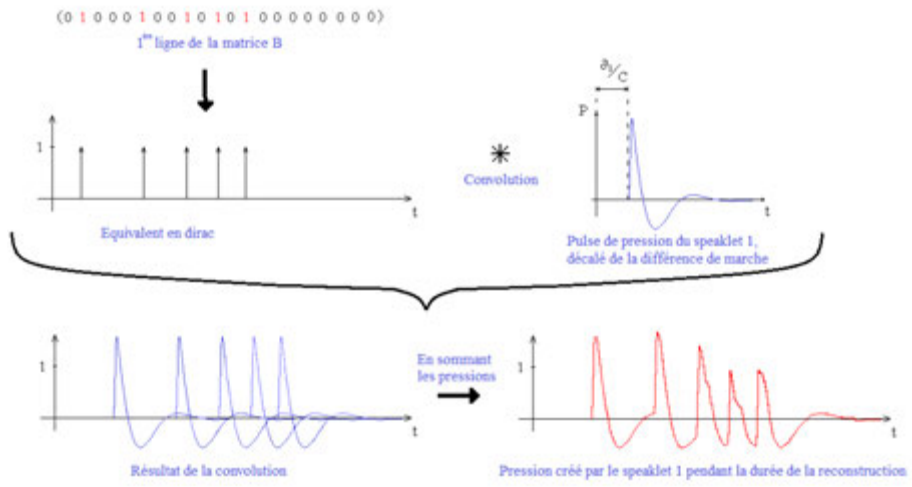


FIGURE D.3 – Calcul de la pression générée par le specklet n°1 pendant toute la durée de reconstruction

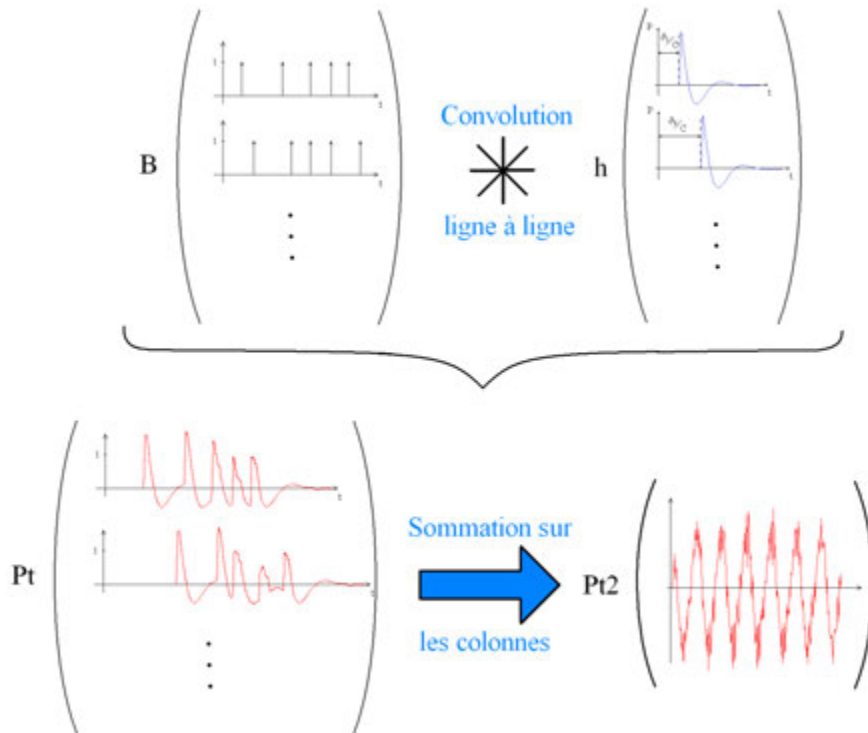


FIGURE D.4 – Calcul de la pression générée par le HPD

ANNEXE E  
CARACTÉRISTIQUES DU MICROPHONE

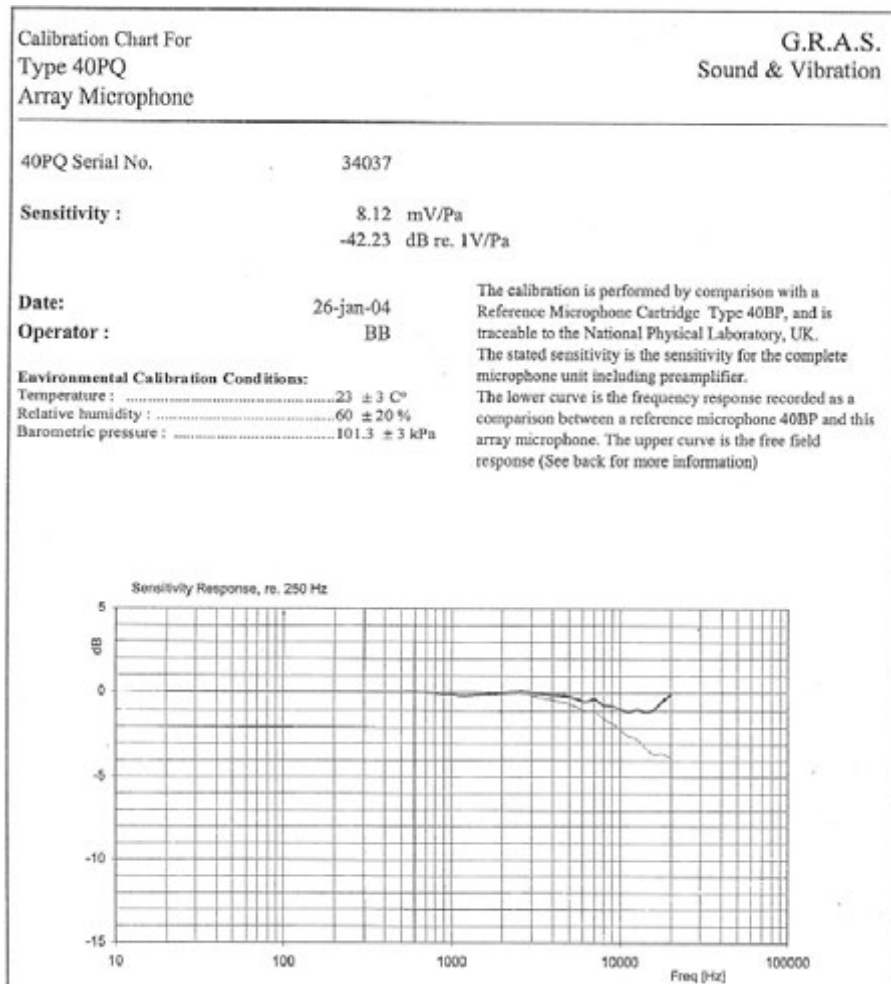


FIGURE E.1 – Aperçu de la fiche technique du microphone utilisé pour les caractérisations acoustiques

## F.1 Les estimateurs $H_1$ et $H_2$

Soit un système linéaire invariant (SLI). On cherche à le caractériser, c'est à dire qu'on cherche à obtenir sa fonction de transfert  $H(f)$  qui relie l'entrée et la sortie. Malheureusement dans la pratique les mesures sont altérées soit par du bruit à l'entrée du système, soit à la sortie, soit les 2.

### F.1.1 Définition de l'estimateur $H_1$

Supposons que la mesure à la sortie du système soit bruitée (voir figure F.1).

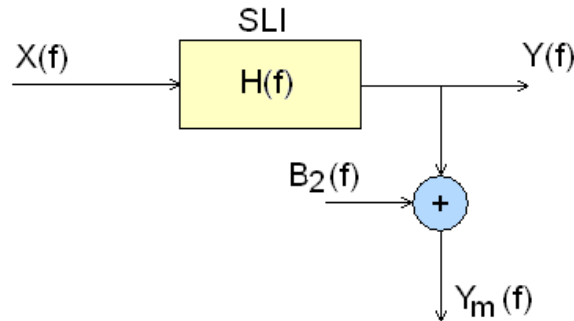


FIGURE F.1 – SLI avec bruit en sortie

On souhaite connaître la fonction de transfert  $H(f)$ . Cependant  $Y(f)$  n'est pas directement mesurable. A la place on mesure le signal bruité  $Y_m$  et on obtient une autre fonction de transfert  $H'(f)$  définie par :

$$H'(f) = \frac{Y_m}{X} = \frac{Y + B_2}{X} = \frac{H \cdot X + B_2}{X} = H + \frac{B_2}{X} \neq H(f) \quad (\text{F.1})$$

On remarque bien que  $H'(f)$  est différent de la fonction de transfert intrinsèque  $H(f)$ .

**Rappels 1** – L'interspectre entre 2 signaux  $x(t)$  et  $y(t)$  est définie par :

$$S_{xy}(f) = X(f) \cdot Y^*(f)$$

$$S_{yx}(f) = Y(f) \cdot X^*(f)$$

– L'autospectre d'un signal  $x(t)$  est définie par :

$$S_{xx}(f) = X(f) \cdot X^*(f) = |X(f)|^2$$

– L'interspectre entre 2 signaux décorrélés est nul.

Transformons l'expression de  $H'(f)$  obtenue dans l'équation F.1 en multipliant le numérateur et le dénominateur par  $X^*$ . On obtient :

$$\frac{Y_m \cdot X^*}{X \cdot X^*} = \frac{S_{y_m x}}{S_{xx}} \quad \text{d'une part} \quad (\text{F.2})$$

$$\frac{Y_m \cdot X^*}{X \cdot X^*} = \frac{H \cdot X \cdot X^* + B_2 \cdot X^*}{X \cdot X^*} = \frac{H \cdot S_{xx} + S_{b_2 x}}{S_{xx}} \quad \text{d'autre part} \quad (\text{F.3})$$

Or  $S_{b_2 x} = 0$  car les signaux  $b_2(t)$  et  $x(t)$  sont décorrélés. Le calcul du rapport  $\frac{S_{y_m x}}{S_{xx}}$  permet donc de supprimer le bruit sur la sortie et d'obtenir la fonction de transfert  $H(f)$ . Ce rapport est appelé « estimateur  $H_1$  ».

**Résumé 1** Pour un SLI avec du bruit **uniquement** sur la sortie, la fonction de transfert  $H(f)$  s'obtient en calculant l'estimateur  $H_1$  :

$$H_1(f) = \frac{S_{y_m x}}{S_{xx}} = H(f)$$

### F.1.2 Définition de l'estimateur $H_2$

Supposons cette fois que le bruit est sur l'entrée du système (voir figure F.2).

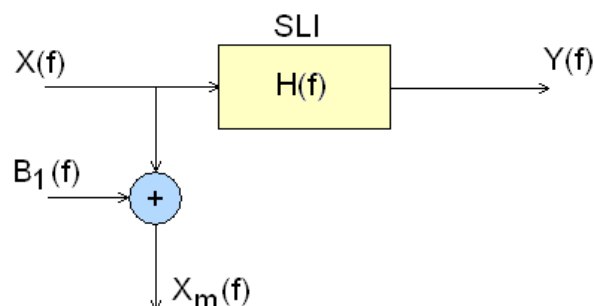


FIGURE F.2 – SLI avec bruit en entrée

Cette fois si la fonction de transfert  $H'(f)$  que l'on mesure est définie par :

$$H'(f) = \frac{Y}{X_M} = \frac{H \cdot X}{X + B_1} \neq H(f) \quad (\text{F.4})$$

Transformons l'expression de  $H'(f)$  obtenu dans l'équation F.4 en multipliant le numérateur et le dénominateur par  $Y^*$ . On obtient :

$$\frac{Y \cdot Y^*}{X_M \cdot Y^*} = \frac{S_{yy}}{S_{x_M y}} \quad \text{d'une part} \quad (\text{F.5})$$

$$\frac{Y \cdot Y^*}{X_M \cdot Y^*} = \frac{H \cdot X \cdot Y^*}{X \cdot Y^* + B_1 \cdot Y^*} = \frac{H \cdot S_{xy}}{S_{xy} + S_{b_1 y}} \quad \text{d'autre part} \quad (\text{F.6})$$

Or  $S_{b_1 y} = 0$  car les signaux  $y(t)$  et  $b_1(t)$  sont décorrélés. Le calcul du rapport  $\frac{S_{yy}}{S_{x_M y}}$  permet donc de supprimer le bruit sur l'entrée et d'obtenir la fonction de transfert  $H(f)$ . Ce rapport est appelé « estimateur  $H_2$  ».

**Résumé 2** Pour un SLI avec du bruit **uniquement** sur l'entrée, la fonction de transfert  $H(f)$  s'obtient en calculant l'estimateur  $H_2$  :

$$H_2(f) = \frac{S_{yy}}{S_{x_m y}} = H(f)$$

## F.2 Application pour la caractérisation d'un SLI dans le cas général

Soit un SLI qui possède du bruit à la fois sur son entrée et sa sortie. (voir figure F.3)

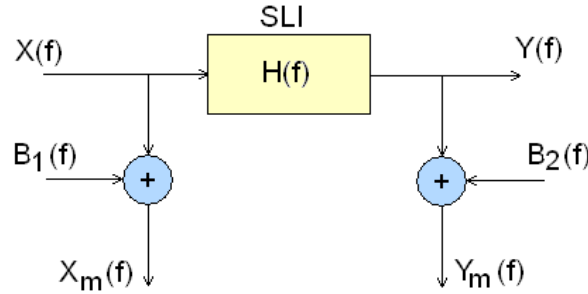


FIGURE F.3 – SLI avec bruit en entrée et en sortie

Si on calcule l'estimateur  $H_1$  on obtient :

$$H_1 = \frac{S_{y_m x_m}}{S_{x_m x_m}} = \frac{Y_m \cdot X_m^*}{X_m \cdot X_m^*} = \frac{(Y + B_2)(X^* + B_1^*)}{(X + B_1)(X^* + B_1^*)} = \frac{Y \cdot X^* + Y \cdot B_1^* + B_2 \cdot X^* + B_2 \cdot B_1^*}{X \cdot X^* + X \cdot B_1^* + B_1 \cdot X^* + B_1 \cdot B_1^*} \quad (\text{F.7})$$

En supprimant les termes qui conduisent un à interspectre entre des signaux décorrélés on obtient :

$$H_1 = \frac{H \cdot X \cdot X^*}{X \cdot X^* + B_1 \cdot B_1^*} = \frac{H \cdot S_{xx}}{S_{xx} + S_{b_1 b_1}} \leq H(f) \quad (\text{F.8})$$

On remarque que la présence de bruit en entrée du système provoque une sous-estimation de  $H(f)$  par l'estimateur  $H_1$ .

En suivant le même raisonnement, en calculant  $H_2$  on obtient :

$$H_2 = \frac{S_{y_m y_m}}{S_{x_m y_m}} = \frac{H \cdot S_{xy} + S_{b_2 b_2}}{S_{xy}} \geq H(f) \quad (\text{F.9})$$

Cette fois la présence de bruit en sortie du système provoque une sur-estimation de  $H(f)$  par l'estimateur  $H_2$ . Habituellement, une bonne approximation de la fonction de transfert  $H(f)$  est donnée par :

$$H \approx \frac{H_1 + H_2}{2} \quad (\text{F.10})$$



### F.3 Le facteur de cohérence

Le facteur de cohérence est un indicateur dont la valeur est comprise entre 0 et 1 et qui indique le degré de validité des estimateurs  $H_1$  et  $H_2$ . Dans le cas générale où du bruit est présent en entrée et en sortie, il est défini ainsi :

$$\gamma_{yx} = \frac{|S_{y_m x_m}|^2}{S_{y_m y_m} S_{x_m x_m}} \quad (\text{F.11})$$

De la même façon que ce qui à été fait précédemment, on peut réécrire le facteur de cohérence à partir la définition de l'interspectre, en décomposant les signaux bruités sous la forme « signal+bruit », en développant puis en identifiant les nouveaux interspectres qui apparaissent. On obtient au final :

$$\gamma_{yx} = \frac{|H|^2 S_{xx}^2}{|H|^2 S_{xx}^2 + |\mathbf{H}|^2 \mathbf{S}_{xx} \mathbf{S}_{b_1 b_1} + \mathbf{S}_{b_2 b_2} \mathbf{S}_{xx} + \mathbf{S}_{b_1 b_1} \mathbf{S}_{b_2 b_2}} \quad (\text{F.12})$$

Les termes en gras dans l'équation font intervenir le bruit d'entrée et de sortie. Si il n'y a pas de bruit, le facteur de cohérence vaut 1 et  $H_1$  ou  $H_2$  estiment parfaitement  $H$ . Au contraire, si il y présence de bruit, le facteur de cohérence est plus petit que 1, ce qui veut dire que  $H_1$  sous-estime la fonction de transfert  $H$  tandis que  $H_2$  la sur-estime.

### F.4 Incertitudes des mesures dans le cas d'un système multi-passes

Le vibromètre laser monopoint à balayage que nous utilisons fait partie des systèmes dit SIMO, pour « Single Input Multiple Output ». En effet une mesure fait habituellement intervenir une acquisition en plusieurs passes. Le laser se déplace de point en point sur un maillage défini au préalable. Dans notre cas l'entrée est la tension envoyée au speaklet (prise en référence) et les sorties sont les vitesses de chaque point.

Une autre caractéristique des systèmes multipasse est que pour garder un temps de mesure totale acceptable, la mesure de chaque point est faite pendant un temps très limité. Ceci entraine des incertitudes dans le calcul des interspectres et des autospectres, et donc dans le calcul des fonctions de transfert. Le papier de Q. Leclère [ref] donne l'écart-type relatif relatif  $\epsilon$  de chacun des ces 3 paramètres en fonction de la cohérence et du nombre de fenêtre temporelle  $n$  réalisé à chaque point :

$$\epsilon [S_{xx}] = \frac{1}{\sqrt{n}} \quad (\text{F.13})$$

$$\epsilon [|S_{xy}|] = \frac{1}{\sqrt{n}} \frac{1}{\sqrt{\gamma_{xy}}} \quad (\text{F.14})$$

$$\epsilon [|H_{xy}|] = \frac{1}{\sqrt{2n}} \sqrt{\frac{1 - \gamma_{xy}}{\gamma_{xy}}} \quad (\text{F.15})$$

On constate dans l'équation F.15 que l'écart-type est nul si la cohérence vaut 1. L'écart-type relatif  $\epsilon$  est défini comme le rapport entre l'écart-type  $\sigma$  et la moyenne des signaux d'entrée  $\bar{x}$  :

$$\epsilon = \frac{\sigma}{\bar{x}} \quad (\text{F.16})$$

210 ANNEXE F. DÉFINITION MATHÉMATIQUE DES ESTIMATEURS  $H_1$  ET  $H_2$  ET DE LA COHÉRENCE

Pour une distribution qui suit la loi normale, 95% des valeurs sont comprises dans l'intervalle  $[\bar{x}-2\epsilon; \bar{x}+2\epsilon]$ . Le tableau F.1, toujours tiré de [93], donne des exemple numériques sur les incertitudes pour  $n=5,10$  et 20 et pour  $\gamma=0.9, 0.95$  et 0.99. Ce sont des valeurs typiques pour les systèmes SIMO. Les résultats présentés dans ce rapports ont été mesuré avec au minimum  $n=10$  et peuvent aller jusqu'à  $n=50$ .

$\gamma_{xy}$	$n=5$			$n=10$			$n=20$		
	$S_{xx}$	$ S_{xy} $	$ H_{xy} $	$S_{xx}$	$ S_{xy} $	$ H_{xy} $	$S_{xx}$	$ S_{xy} $	$ H_{xy} $
0.9	45	47	11	32	33	7	22	24	5
0.95	45	46	7	32	32	5	22	23	3
0.99	45	45	3	32	32	2	22	22	1.6

Tableau F.1 – Ecart-type relatif en % des estimateurs spectrales. Tableau tiré de [93]

ANNEXE G  
RELEVÉS DES DÉFORMÉES INITIALES DE PLUSIEURS VARIANTES DE SPEAKLETS

Les longueurs caractéristiques des déformées initiales de plusieurs variantes de speaklets ont été relevées par la mesure et par la simulation, en utilisant les contraintes du tableau 4.2. Ces relevés sont visibles dans les tableaux G.1 et G.2, respectivement pour les variantes possédant 0.36 et 0.54  $\mu\text{m}$  de PZT.

Variante de puce	Puce n°	$l_1$ ( $\mu\text{m}$ )	$l_2$ ( $\mu\text{m}$ )	$l_3$ ( $\mu\text{m}$ )
R400A100 0.36	1	0.4	0.3	-0.29
	2	0.38	0.46	-0.30
	3	0.35	0.40	-0.33
R400A200 0.36	1	0.69	0.77	0.96
	2	0.63	0.87	0.56
	3	0.69	0.97	0.77
R500A100 0.36	1	0.37	0.17	-0.78
	2	0.39	0.19	-1.00
	3	0.35	-0.25	-0.95
R500A200 0.36	1	0.66	0.69	0.37
	2	0.66	0.70	0.31
R600A200 0.36	1	0.68	0.64	-0.1
	2	0.71	0.80	-0.34
	3	0.80	0.89	-0.11
R600A400 0.36	1	1.41	1.62	1.31
	2	1.34	1.73	1.30
R800A100 0.36	1	0.34	0.15	-1.7
	2	0.34	0.13	-1.66
R800A400 0.36	1	1.41	1.62	0.62
	2	1.40	1.41	0.53
R2500A100 0.36	1	0.42	0.16	-2.03
R2500A200 0.36	1	0.87	0.66	-1.16
R2500A1000 0.36	1	1.87	1.85	-0.04
	2	1.98	1.98	0.1

Tableau G.1 – Quantification de la déformée de plusieurs variantes de speaklets dont l'épaisseur de PZT est de 0.36  $\mu\text{m}$ .

Ces mêmes résultats sont visibles sous forme d'histogrammes figure G.1 pour les variantes avec 0.36  $\mu\text{m}$  de PZT et figure G.2 pour les variantes avec 0.54  $\mu\text{m}$ . Dans le cas où plusieurs mesures ont été effectuées pour une même variante, les moyennes des longueurs obtenues ont été tracés.

Une étude statistique a été menée pour chacune des longueurs caractéristiques. Ainsi pour les variantes de speaklets possédant une épaisseur de PZT égale à 0.36  $\mu\text{m}$ , les pourcentages de différences relatives entre les longueurs simulées et la moyenne de celles qui ont été mesurées, en prenant ces dernières comme référence, possèdent :

- pour  $l_1$ , une moyenne de 15 % de différence avec un écart type de 17 %,
- pour  $l_2$ , une moyenne de 66 % de différence avec un écart type de 159 %,
- et pour  $l_3$ , une moyenne de -67 % de différence avec un écart type de 398 %.

212 ANNEXE G. RELEVÉS DES DÉFORMÉES INITIALES DE PLUSIEURS VARIANTES DE SPEAKLETS

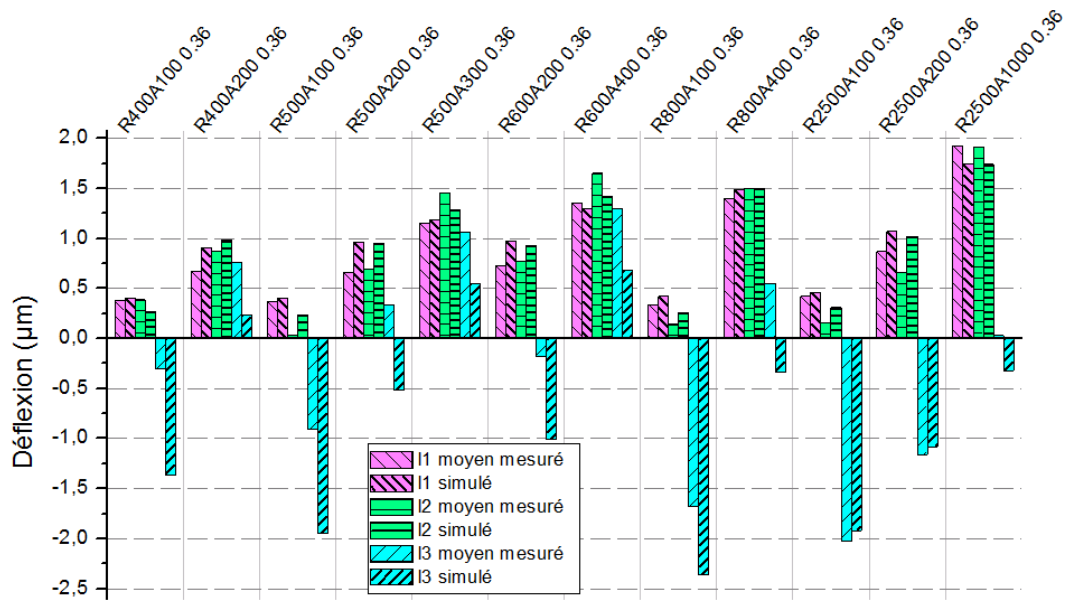


FIGURE G.1 – Comparaison des longueurs  $l_1$ ,  $l_2$  et  $l_3$ , caractéristiques des déformées initiales, obtenues par simulation et par mesure sur différentes variantes de speaklets dont l'épaisseur de PZT est de  $0.36 \mu\text{m}$ .

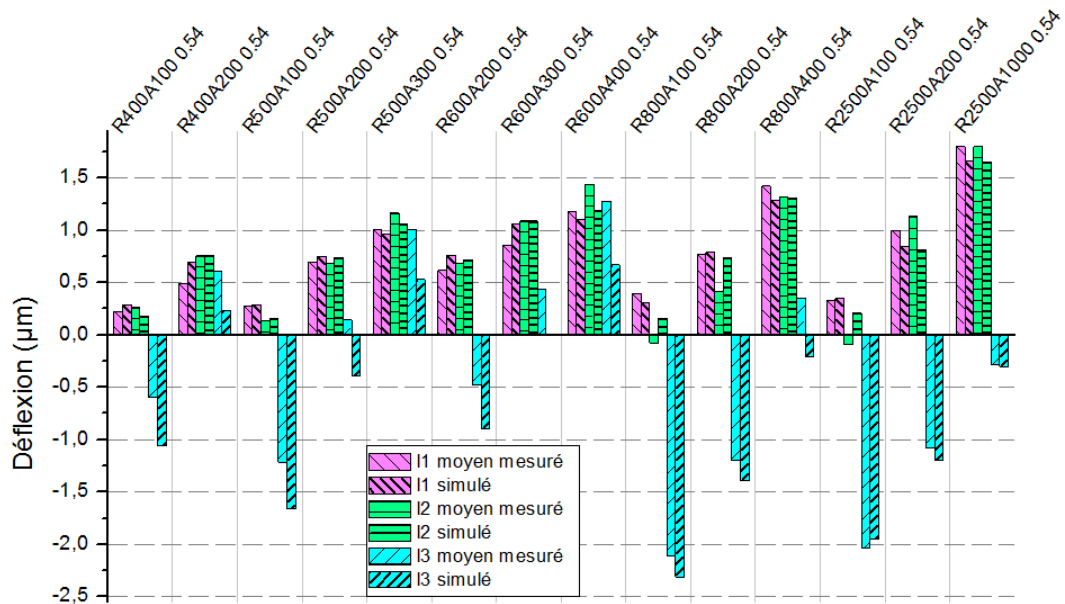


FIGURE G.2 – Comparaison des longueurs  $l_1$ ,  $l_2$  et  $l_3$ , caractéristiques des déformées initiales, obtenues par simulation et par mesure sur différentes variantes de speaklets dont l'épaisseur de PZT est de  $0.54 \mu\text{m}$ .

Variante de puce	Puce n°	$l_1$ ( $\mu\text{m}$ )	$l_2$ ( $\mu\text{m}$ )	$l_3$ ( $\mu\text{m}$ )
R400A100 0.54	1	0.31	0.29	-0.54
	2	0.14	0.23	-0.66
R400A200 0.54	1	0.35	0.69	0.57
	2	0.64	0.82	0.64
R500A100 0.54	1	0.35	0.01	-1.16
	2	0.21	0.26	-1.27
R500A200 0.54	1	0.64	0.74	0.14
	2	0.76	0.63	0.15
R500A300 0.54	1	1.17	1.28	1.06
	2	0.85	1.05	0.95
R600A200 0.54	1	0.49	0.70	-0.51
	2	0.74	0.67	-0.45
R600A300 0.54	1	0.92	0.98	0.49
	2	0.80	1.20	0.39
R600A400 0.54	1	1.10	1.35	1.27
	2	1.26	1.53	1.28
R800A100 0.54	1	0.43	-0.03	-2.1
	2	0.36	-0.12	-2.11
R800A200 0.54	1	0.91	0.49	-1.18
	2	0.63	0.34	-1.22
R800A400 0.54	1	1.44	1.34	0.32
	2	1.40	1.30	0.39
R2500A100 0.54	1	0.33	-0.09	-2.03
R2500A200 0.54	1	1.00	1.13	-1.08
R2500A1000 0.54	1	1.80	1.80	-0.28

Tableau G.2 – Quantification de la déformée de plusieurs variantes de speaklets dont l'épaisseur de PZT est de 0.54  $\mu\text{m}$  .

La même étude a été faite avec les speaklets de 0.54  $\mu\text{m}$  d'épaisseur :

- pour  $l_1$ , une moyenne de 5 % de différence a été obtenue avec un écart type de 18 %,
- pour  $l_2$ , cette moyenne est de -45 % de différence avec un écart type de 121 %,
- et enfin pour  $l_3$ , la moyenne est de -39 % de différence avec un écart type de 115 %.

Les simulations semblent donc donner des valeurs relativement sûr pour  $l_1$ , mais beaucoup moins pour  $l_2$  et  $l_3$ , pour lesquelles de grandes valeurs de différences relatives moyennes et d'écart-types sont obtenus. En réalité, ces fortes valeurs sont dues aux faibles valeurs qui rentrent dans les calculs et qui par division conduisent donc à de grands nombres. Par exemple, dans le cas de la variante *R2500A1000* 0.36, la moyenne de la longueur  $l_3$  mesurée vaut 0.03  $\mu\text{m}$  et la valeur simulée -0.32  $\mu\text{m}$ , ce qui conduit en prenant la première valeur comme référence, à une différence de -1167 % environ. Cet écart n'est plus que de -109 % environ si la référence est interchangée. De même, de faibles variations autour d'une valeur encore plus faible conduisent à de grands écart-types.

## 214ANNEXE G. RELEVÉS DES DÉFORMÉES INITIALES DE PLUSIEURS VARIANTES DE SPEAKLETS

On considérera donc tout de même que les contraintes utilisées conduisent à de bonnes déformés pour chacune des variantes. Il a été envisagé de modifier ces contraintes en fonction de la variante afin de se rapprocher au maximum des mesures de déformées mais ceci n'a pas été réalisé dans le but d'avoir un seul jeu de contraintes. En procédant ainsi, il est possible de rester prédictif pour de nouvelles variantes potentielles de speaklets, tout en gardant à l'esprit les ordres de grandeur des erreurs possibles.

ANNEXE H  
MESURES DE DÉFORMÉES MODALES

Les figures H.1 et H.2 présentent les maillages et les 4 premières déformées modales de speaklets appartenant aux variantes *R600A200 0.36* et *R800A200 0.36*. Pour les obtenir, le vibromètre doté d'une optique a été utilisé et un bruit blanc a été envoyé sur l'actionneur interne de ces speaklets.

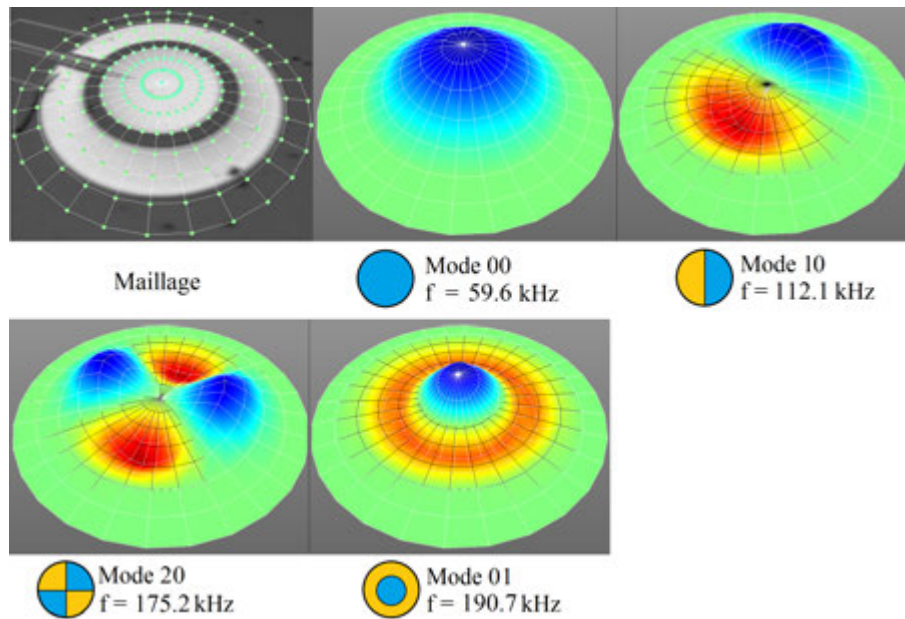


FIGURE H.1 – Maillage et 4 premières déformées modales du speaklet 7H (voir figure 4.16) d'une matrice *R600A200 0.36*

La figure H.3 présente le maillage et les 4 premières déformées modales d'un speaklet *R2500A1000 0.54*. Pour celui ci, le vibromètre plus basique qui ne possède pas d'optique a été utilisé, ce qui explique que le speaklet apparaissent flouté lorsque l'image est agrandie.



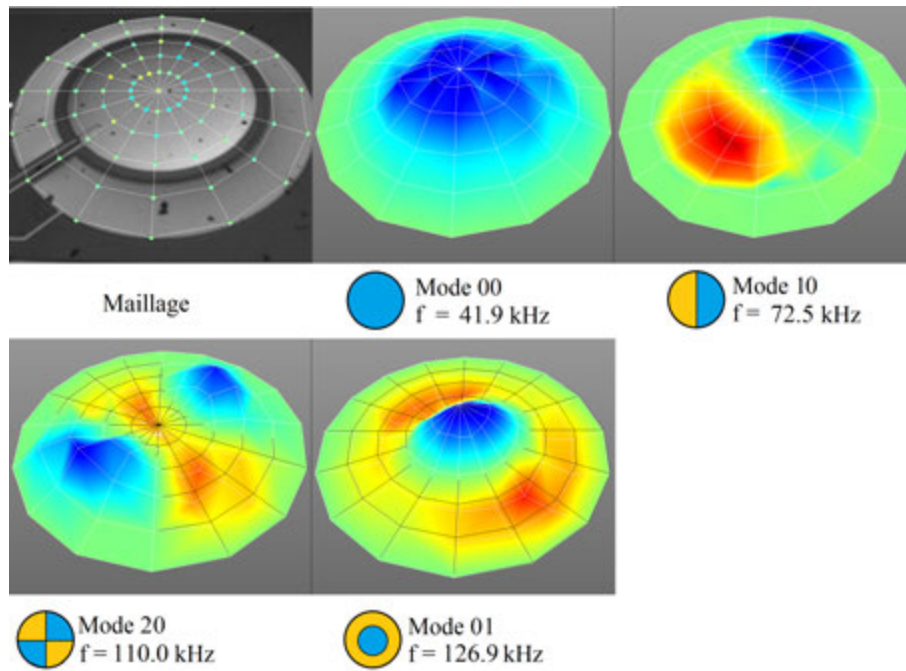


FIGURE H.2 – Maillage et 4 premières déformées modales du speaklet 5H (voir figure 4.16) d'une matrice 8600.A200 0.36

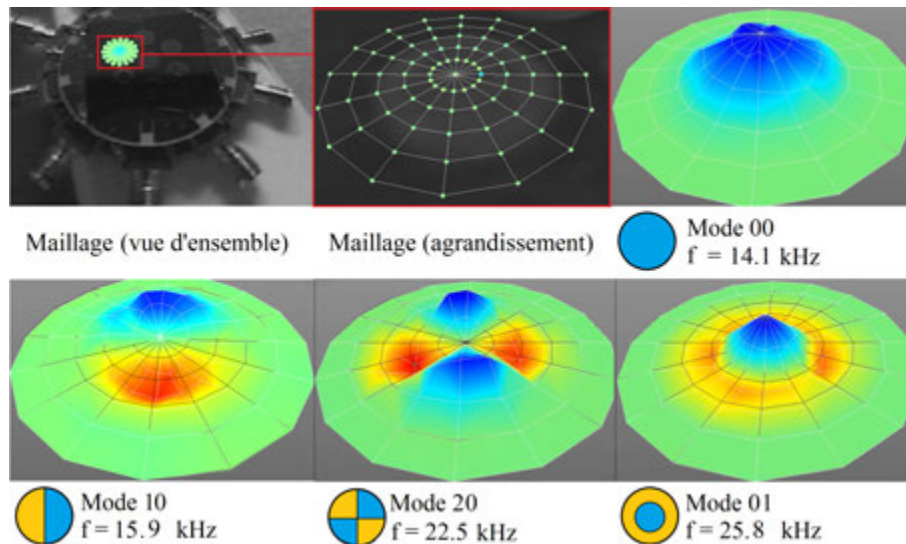


FIGURE H.3 – Maillage et 4 premières déformées modales du speaklet n°2 (voir figure 4.16) d'une matrice R2500.A1000 0.36

ANNEXE I  
POSITION DES SPEAKLETS TESTÉS SUR LE WAFER

Les figures I.1, I.2 et I.3 présentent les positions des matrices sur le Wafer ont ont été choisies les variantes de speaklet *R400A200 0.36*, *R500A200 0.36* et *R600A400 0.36*.

Positions de test des speaklets R400A200 0.36

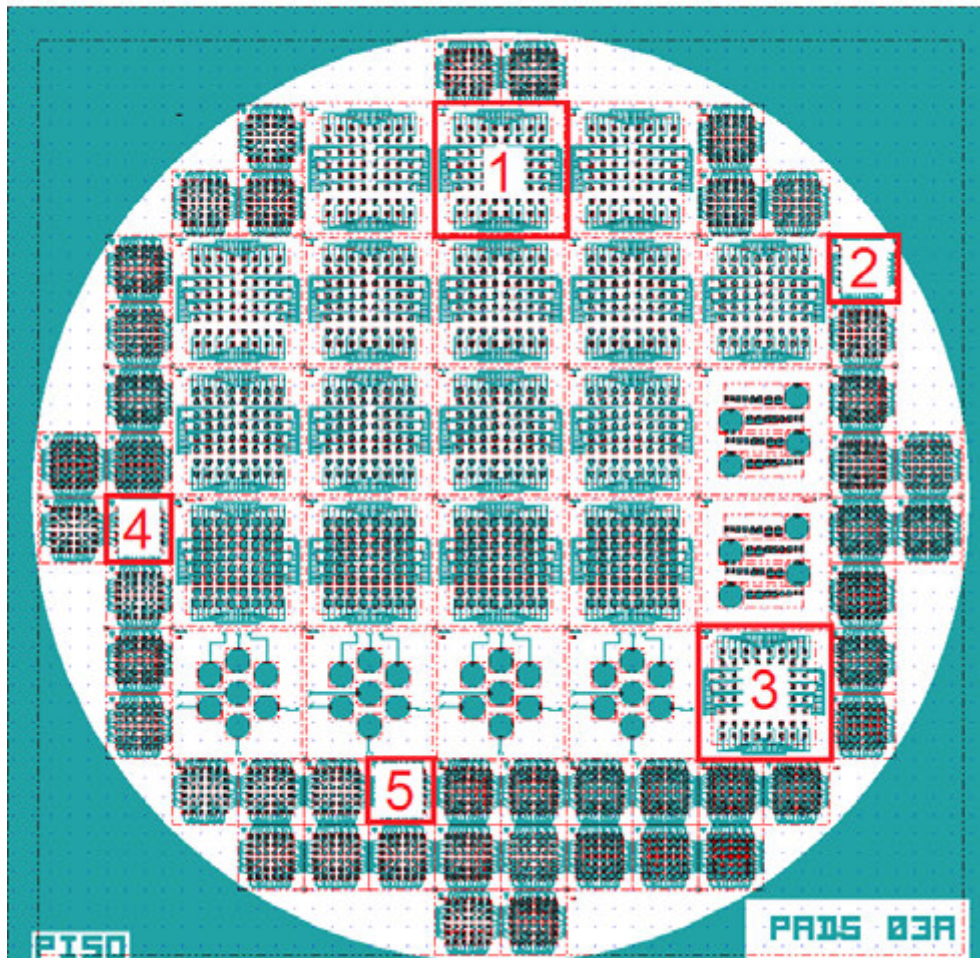


FIGURE I.1 – Position des matrices dont font parties les speaklets *R400A200 0.36* testé dans la section 4.4.4.3



## Positions de test des speaklets R500A200 0.36

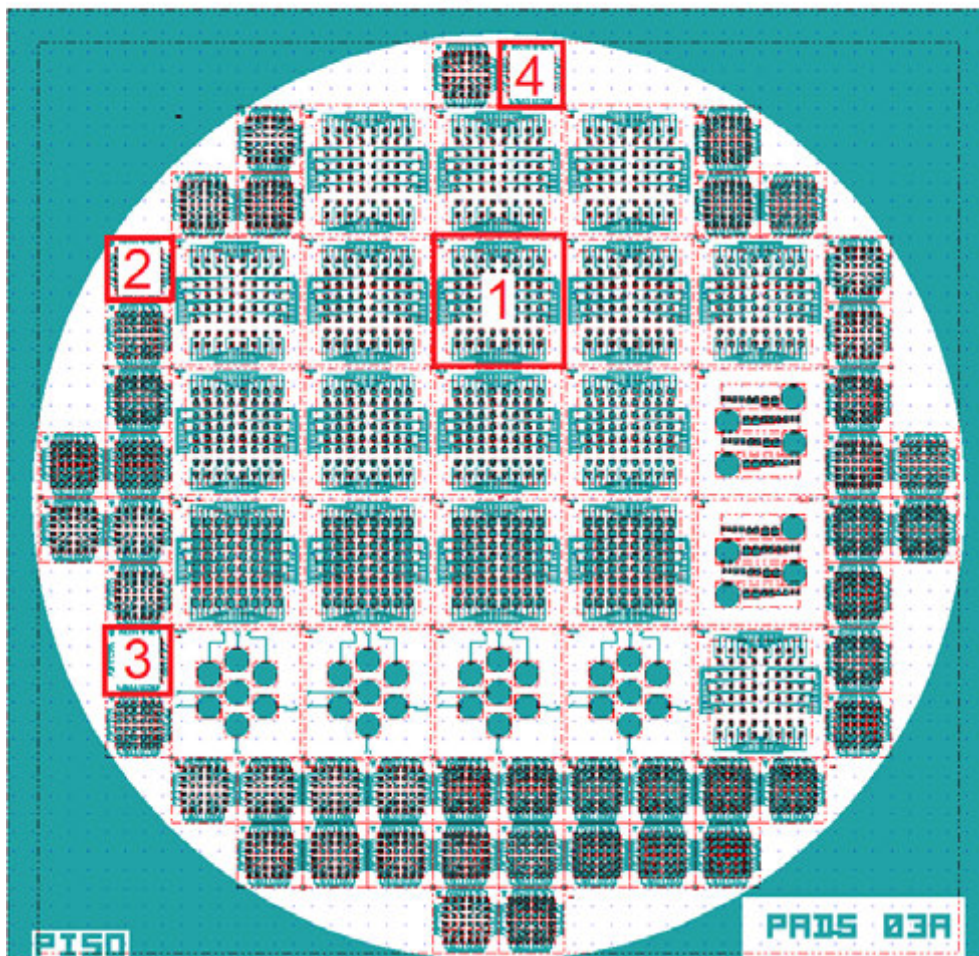


FIGURE I.2 – Position des matrices dont font parties les speaklets *R500A200 0.36* testé dans la section 4.4.4.3

## Positions de test des speaklets R600A400 0.36

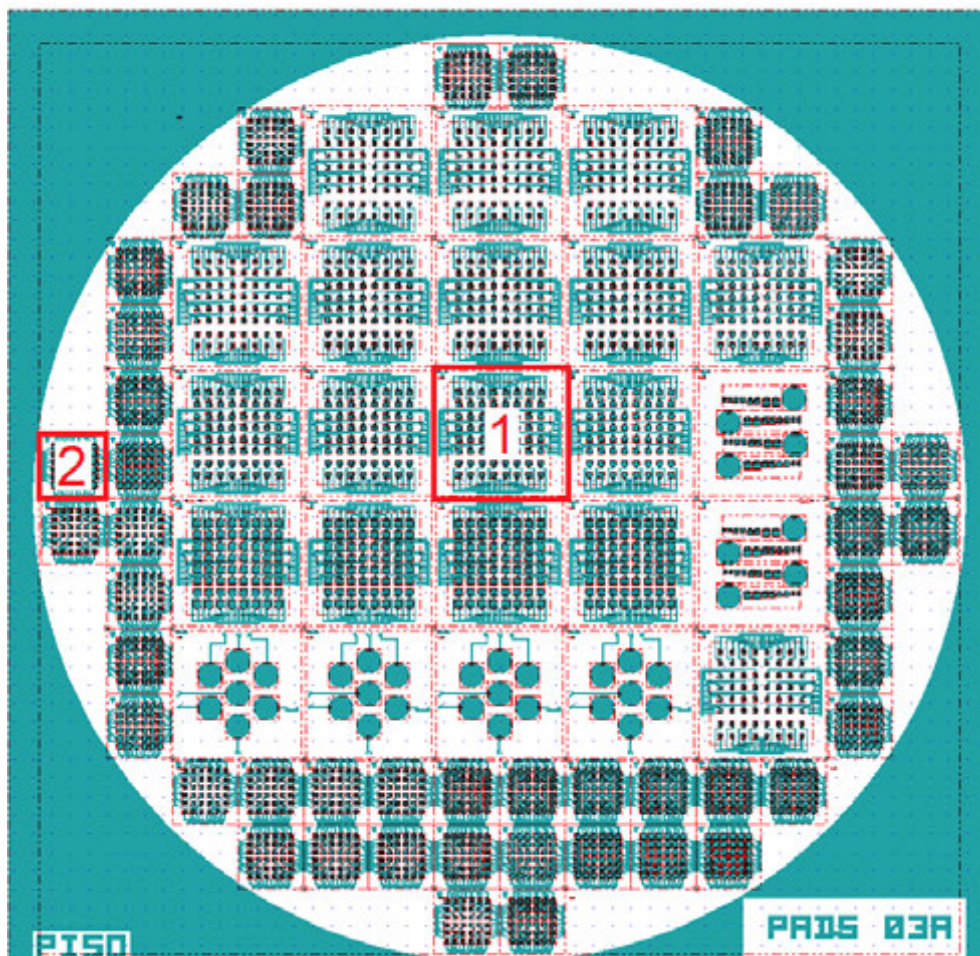


FIGURE I.3 – Position des matrices dont font parties les speaklets *R600A400 0.36* testé dans la section 4.4.4.3



## ANNEXE J

### MESURES DE DÉFLEXIONS DU CENTRE DE SPEAKLET *R500A200 0.36* ET *R600A400 0.36* EN FONCTION DE LA TENSION

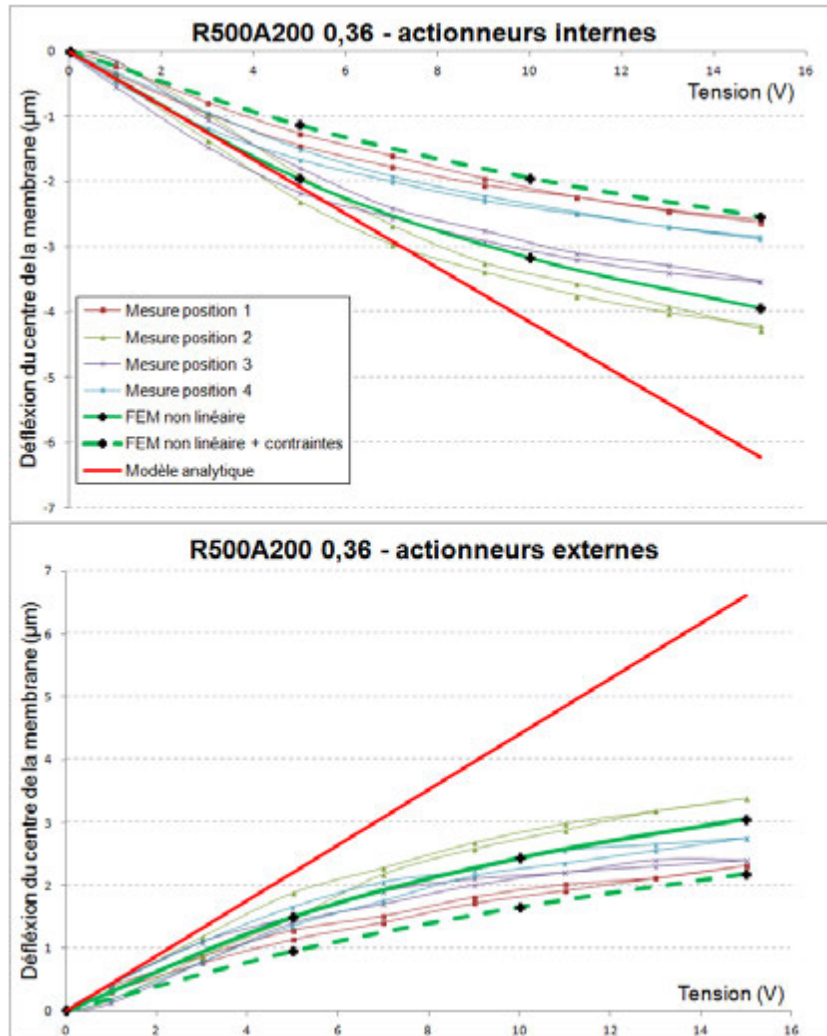


FIGURE J.1 – Comparaison des déflexions obtenues au centre des membranes *R500A200 0.36* en effectuant des mesures en différents endroits du Wafer, en utilisant le modèle analytique et en utilisant le modèle éléments finis.

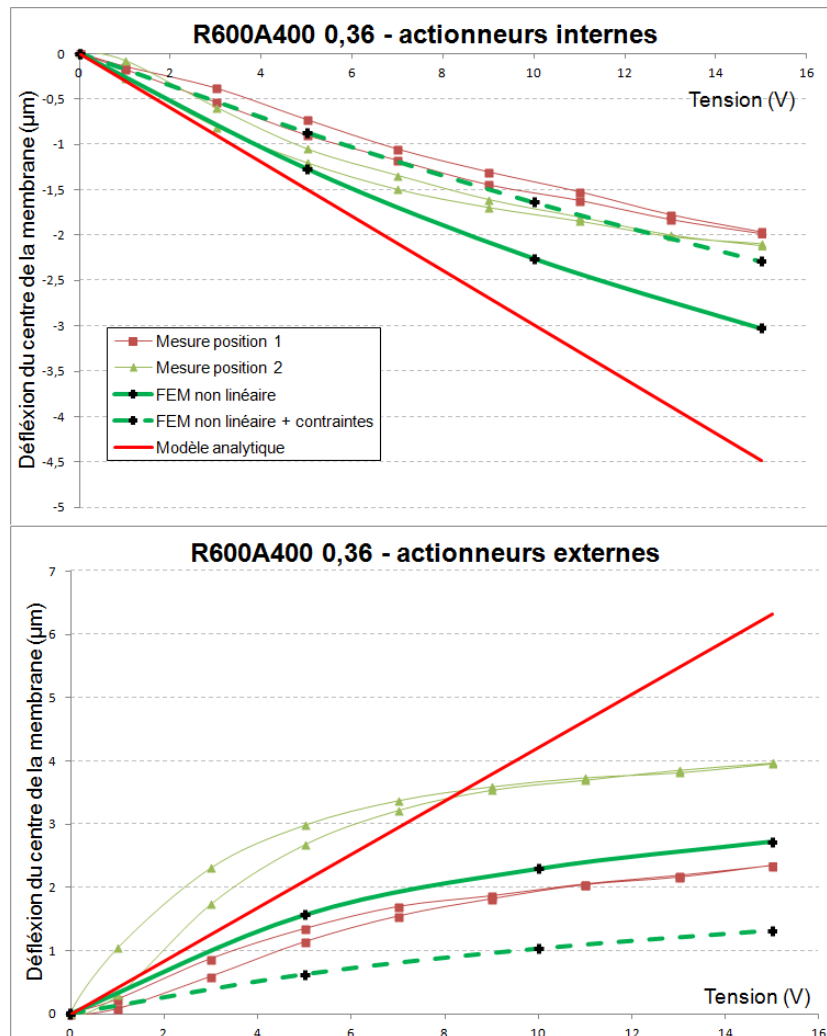


FIGURE J.2 – Comparaison des déflexions obtenues au centre des membranes *R600A400 0.36* en effectuant des mesures en différents endroits du Wafer, en utilisant le modèle analytique et en utilisant le modèle éléments finis.

ANNEXE K  
PARAMÈTRES MÉCANIQUES DES FONCTIONS DE TRANSFERT ISSUES DU MODÈLE À 1 DEGRÉ DE LIBERTÉ

Variante	Speaklet	Actionneur	Tension max (V)	$f_0$ (Hz)	$\omega_0$ (rad/s)	$\Delta f$ (Hz)	$\epsilon$	Amp
R600A200 0,36	4H	int	2	60900	382646	860	0,007061	4,99E+03
	4H	ext	2	60180	378122,1	840	0,006979	4,73E+03
	7H	int	2	60400	379504,4	1260	0,01043	3,03E+03
	7H	ext	2	60740	381640,7	1200	0,009878	1,24E+03
R600A200 0,54	2A	int	10	54910	345009,7	650	0,005919	2,99E+01
	2A	ext	10	55050	345889,4	620	0,005631	7,18E+01
	4A	int	10	55600	349345,1	730	0,006565	2,08E+01
	4A	ext	10	56200	353115	780	0,00694	8,03E+01
	4H	int	10	58800	369451,3	720	0,006122	5,70E+01
	4H	ext	10	59000	370707,9	720	0,006102	1,08E+02
	7H	int	10	59090	371273,4	740	0,006262	2,91E+01
R800A200 0,36	1B	ext	10	38900	244415,9	950	0,012211	1,11E+02
	3A	ext	5	40200	252584	690	0,008582	1,23E+03
	5H	int	1	42020	264019,4	630	0,007496	4,79E+03
	5H	ext	2	41470	260563,7	620	0,007475	2,11E+03
	8G	int	2	39620	248939,8	650	0,008203	2,20E+03
	8G	ext	1	39490	248123	670	0,008483	3,71E+03
R800A200 0,54	2A	ext	2	40980	257484,9	900	0,010981	2,44E+03
	2A	int	4	41630	261569	820	0,009849	1,77E+03
	2H	ext	2	43770	275015	850	0,00971	2,40E+03
	2H	int	4	42800	268920,3	860	0,010047	1,97E+03
	4A	ext	4	44660	280607,1	790	0,008845	9,79E+02
	4A	int	1	42940	269800	850	0,009898	3,66E+03
	4H	ext	2	41000	257610,6	750	0,009146	2,34E+03
	4H	int	2	41340	259746,9	700	0,008466	3,92E+03
	7A	ext	2	41140	258490,2	1250	0,015192	2,25E+03
	7A	int	2	41160	258615,9	1210	0,014699	1,38E+03
	7H	ext	2	40770	256165,5	600	0,007358	2,19E+03
	7H	int	2	40810	256416,8	600	0,007351	1,24E+03
R2500A1000 0,36	n1	ext	10	13980	87838,93	610	0,021817	5,16E+00
	n1	int	10	15240	95755,74	620	0,020341	2,60E+02
	n2	ext	10	13920	87461,94	615	0,022091	1,16E+02
	n2	int	10	14900	93619,46	710	0,023826	2,38E+02
	n3	ext	10	14410	90540,7	605	0,020992	2,85E+02
	n3	int	10	13100	82309,73	620	0,023664	1,60E+00
	n4	int	10	15080	94750,43	620	0,020557	1,25E+02
R2500A1000 0,54	n1	ext	10	15280	96007,07	1790	0,058573	3,18E+02
	n1	int	10	13830	86896,45	1930	0,069776	5,84E+00
	n2	ext	10	14990	94184,95	1130	0,037692	2,30E+02
	n2	int	10	15300	96132,74	1170	0,038235	2,49E+02
	n3	ext	10	14680	92237,16	1110	0,037807	3,05E+02
	n3	int	10	13110	82372,56	1210	0,046148	1,06E+01
	n4	ext	10	15380	96635,39	1330	0,043238	8,91E+01
	n4	int	10	15630	98206,19	1350	0,043186	1,13E+02

Tableau K.1 – Paramètres mécaniques des fonctions de transfert issues du modèle à 1 degré de liberté



ANNEXE L  
TEST DE DISPERSION DES HPD MEMS

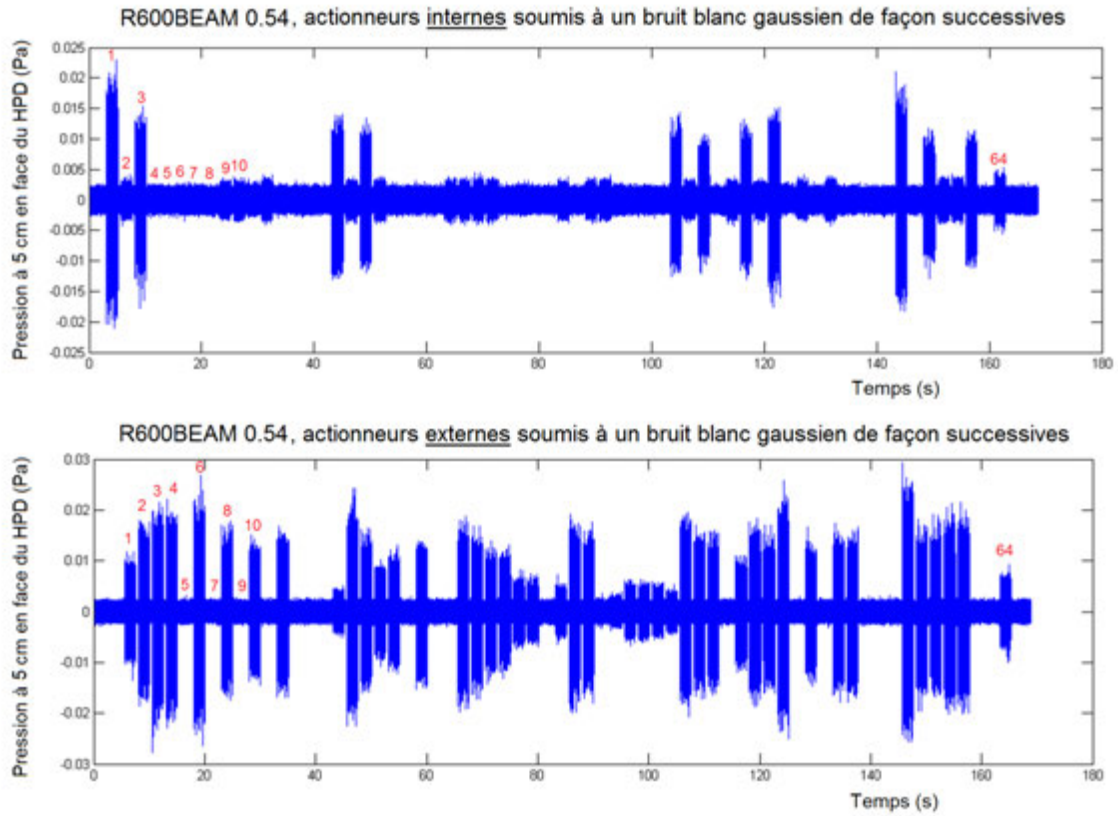


FIGURE L.1 – Enregistrements des pressions générées par chaque speaklet de la matrice *R600BEAM* 0.54 soumis à un bruit blanc gaussien

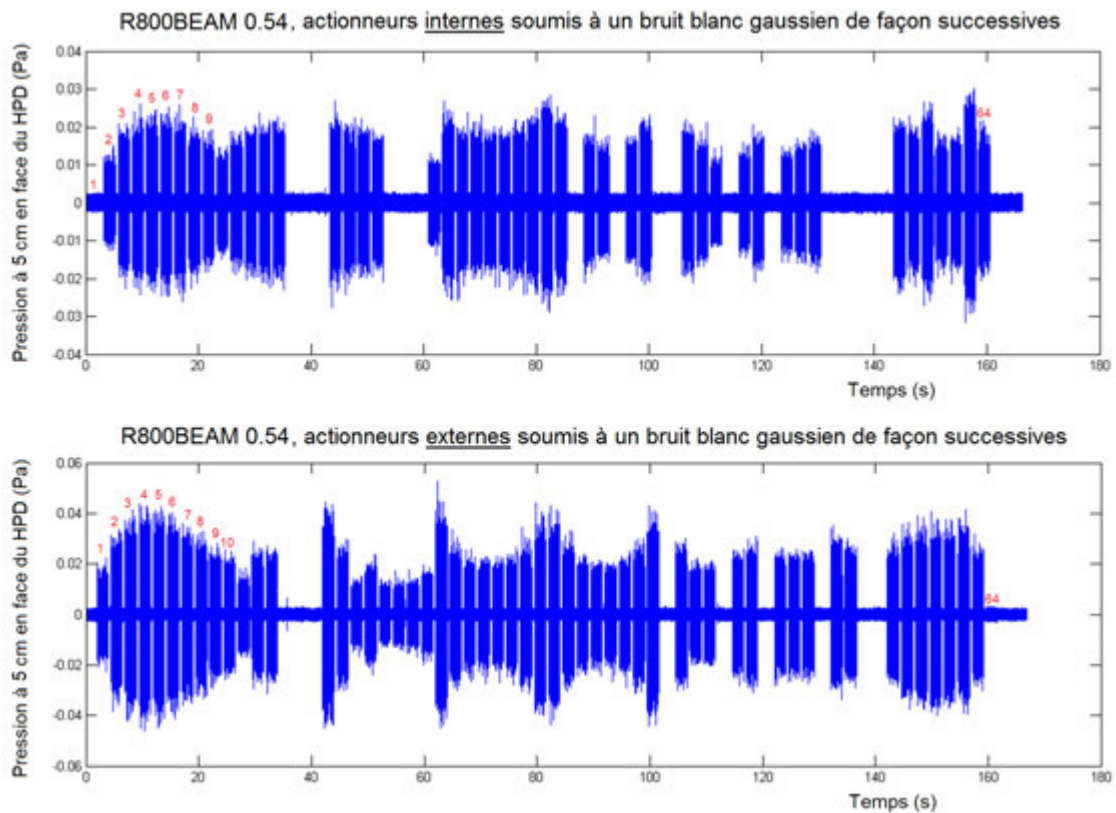
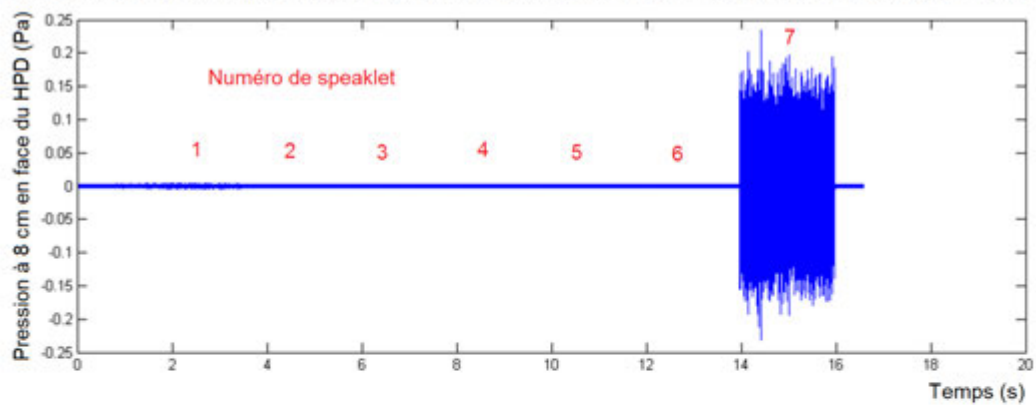


FIGURE L.2 – Enregistrements des pressions générées par chaque speaklet de la matrice *R800BEAM* 0.54 soumis à un bruit blanc gaussien

R2500A1000 0.54 n°1, actionneurs internes soumis à un bruit blanc gaussien de façon successive



R2500A1000 0.54 n°1, actionneurs externes soumis à un bruit blanc gaussien de façon successive

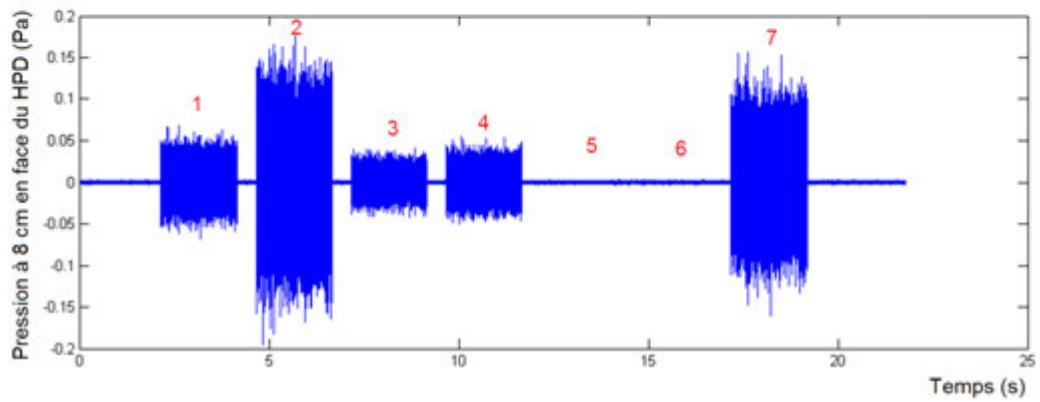


FIGURE L.3 – Enregistrements des pressions générées par chaque speaklet de la matrice R2500A1000 0.54 n°1 soumis à un bruit blanc gaussien

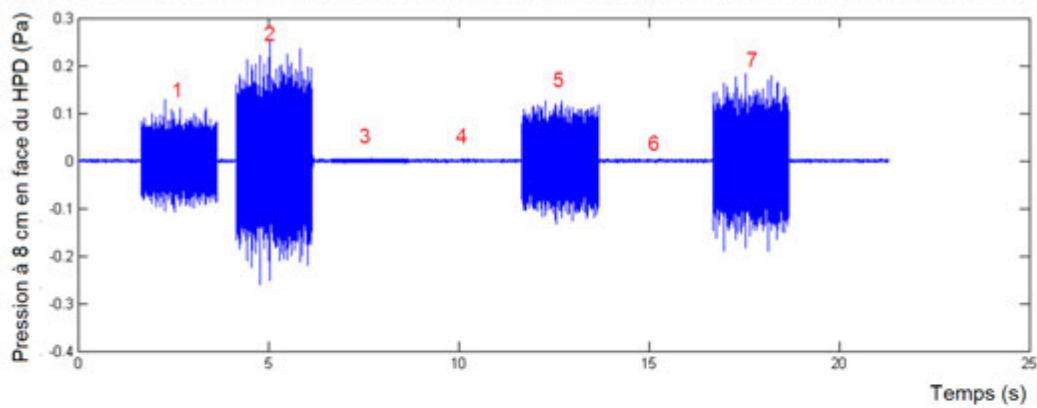
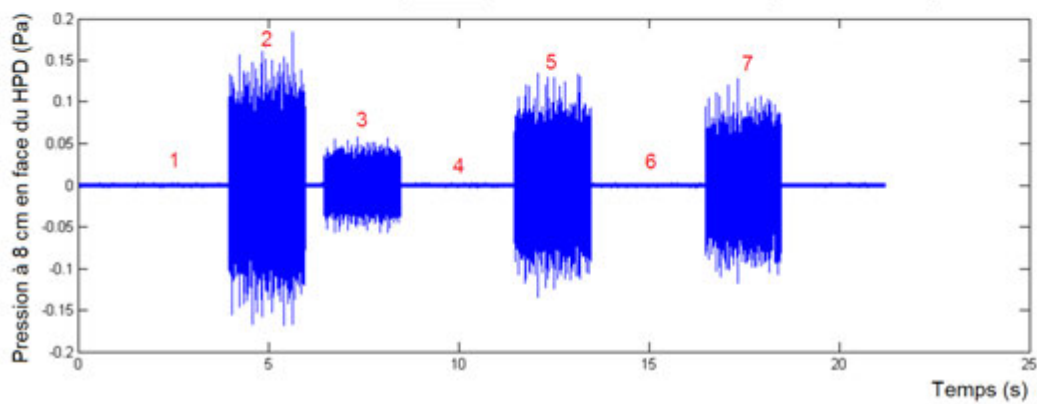
R2500A1000 0.54 n°2, actionneurs internes soumis à un bruit blanc gaussien de façon successiveR2500A1000 0.54 n°2, actionneurs externes soumis à un bruit blanc gaussien de façon successive

FIGURE L.4 – Enregistrements des pressions générées par chaque speaklet de la matrice R2500A1000 0.54 n°2 soumis à un bruit blanc gaussien

# Bibliographie

- [1] Bob Katz and Robert A Katz. *Mastering audio : the art and the science*. Taylor & Francis US, 2007.
- [2] Cassius C Cutler. Transmission systems employing quantization, March 8 1960. US Patent 2,927,962.
- [3] Erwin Janssen and Arthur HM van Roermund. *Look-Ahead Based Sigma-Delta Modulation*. Springer, 2011.
- [4] Steve Schoenherr. Recording technology history. *Retrieved February, 5 :2008, 2005*.
- [5] Walt Kester. Adc architectures iii : Sigma-delta adc basics. *Analog Devices, MT022, 2008*.
- [6] International Electrotechnical Commission, 3, rue de Varembe, Geneva, Switzerland. *Audio recording – Compact disc digital audio system*, second edition edition, 1999. IEC-60908.
- [7] Brett M Diamond, John J Neumann Jr, and Kaigham J Gabriel. Digital sound reconstruction using arrays of cmos-mems microspeakers. In *Micro Electro Mechanical Systems, 2002. The Fifteenth IEEE International Conference on*, pages 292–295. IEEE, 2002.
- [8] SP Bali et al. *Consumer Electronics*. Pearson Education India, 2005.
- [9] John Borwick. *Loudspeaker and headphone handbook*. Taylor & Francis, 2001.
- [10] Gilbert Arthur Briggs and RE Cooke. *Loudspeakers*. Wharfedale Wireless Works, 1958.
- [11] Hirofumi ONOHARA. Giant-magnetostrictive speaker, November 10 2006. WO Patent 2,006,118,205.
- [12] George H Eash. Electropneumatic loud-speaker, July 2 1957. US Patent 2,798,121.
- [13] AG Glendinning, PA Nelson, and SJ Elliott. Experiments on a compressed air loudspeaker. *Journal of sound and vibration*, 138(3) :479–491, 1990.
- [14] CJ Chapman and AG Glendinning. A theoretical analysis of a compressed air loudspeaker. *Journal of sound and vibration*, 138(3) :493–499, 1990.
- [15] Michael S Mazzola and G Marshall Molen. Modeling of a dc glow plasma loudspeaker. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 81 :1972, 1987.
- [16] Ph Béquin, Kaëlig Castor, Ph Herzog, and Valérie Montembault. Modeling plasma loudspeakers. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 121 :1960, 2007.
- [17] DA Kleinman and DF Nelson. The photophone—physical design. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 60 :240, 1976.
- [18] DA Kleinman and DF Nelson. The photophone—an optical telephone receiver. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 59 :1482, 1976.
- [19] DF Nelson, KW Wecht, and DA Kleinman. Photophone performance. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 60 :251, 1976.

- [20] Lin Xiao, Zhuo Chen, Chen Feng, Liang Liu, Zai-Qiao Bai, Yang Wang, Li Qian, Yuying Zhang, Qunqing Li, Kaili Jiang, et al. Flexible, stretchable, transparent carbon nanotube thin film loudspeakers. *Nano letters*, 8(12) :4539–4545, 2008.
- [21] Emmett Hollyer and Daniel Turner. Flat, flexible loudspeakers : revolutionizing audio. In *Annual Freshman Conference*. University of Pittsburgh - Swanson School of Engineering, 2012.
- [22] Jupiter Hu. Overview of flexible electronics from itri’s viewpoint. In *VLSI Test Symposium (VTS), 2010 28th*, pages 84–84. IEEE, 2010.
- [23] E Lefevre, I Shahosseini, J Moulin, M Woytasik, and E Martincic. Micro-haut-parleurs en technologie mems. *Journée Acoustique et Microsystèmes du Mans*, 2011.
- [24] Chang-Min Lee, Joong-Hak Kwon, Kwang-Suk Kim, Jin-Hun Park, and Sang-Moon Hwang. Design and analysis of microspeakers to improve sound characteristics in a low frequency range. *Magnetics, IEEE Transactions on*, 46(6) :2048–2051, 2010.
- [25] Mingsain R Bai, Ching Yu Liu, and Rong Liang Chen. Optimization of microspeaker diaphragm pattern using combined finite element–lumped parameter models. *Magnetics, IEEE Transactions on*, 44(8) :2049–2057, 2008.
- [26] Iman Shahosseini, Elie Lefevre, Johan Moulin, Emile Martincic, Marion Woytasik, and Guy Lemarquand. Optimization and microfabrication of high performance silicon-based mems microspeaker. 2013.
- [27] Pelle Rangsten, L Smith, L Rosengren, and B Hök. Electrostatically excited diaphragm driven as a loudspeaker. *Sensors and Actuators A : Physical*, 52(1) :211–215, 1996.
- [28] John J Neumann Jr and Kaigham J Gabriel. Cmos-mems membrane for audio-frequency acoustic actuation. In *MEMS 01*, pages 236–239. IEEE, 2001.
- [29] John J Neumann Jr and Kaigham J Gabriel. Cmos-mems membrane for audio-frequency acoustic actuation. *Sensors and Actuators A : Physical*, 95(2) :175–182, 2002.
- [30] Robert C Roberts, Jiangang Du, Andojo Ongkodjojo Ong, Dachao Li, Christian A Zorman, and Norman C Tien. Electrostatically driven touch-mode poly-sic microspeaker. In *Sensors, 2007 IEEE*, pages 284–287. IEEE, 2007.
- [31] Sang-Soo Je, Fernando Rivas, Rodolfo E Diaz, Jiuk Kwon, Jeonghwan Kim, Bertan Bakkaloglu, Sayfe Kiaei, and Junseok Chae. A compact and low-cost mems loudspeaker for digital hearing aids. *Biomedical Circuits and Systems, IEEE Transactions on*, 3(5) :348–358, 2009.
- [32] YC Chen and YT Cheng. A low-power milliwatt electromagnetic microspeaker using a pdms membrane for hearing aids application. In *Micro Electro Mechanical Systems (MEMS), 2011 IEEE 24th International Conference on*, pages 1213–1216. IEEE, 2011.
- [33] G Lemarquand, R Ravaud, I Shahosseini, V Lemarquand, J Moulin, and E Lefevre. Mems electrodynamic loudspeakers for mobile phones. *Applied Acoustics*, 73(4) :379–385, 2012.
- [34] I Shahosseini, E Lefevre, M Woytasik, J Moulin, X Leroux, S Edmond, E Dufour-Gergam, A Bosseboeuf, G Lemarquand, and V Lemarquand. Towards high fidelity high efficiency mems microspeakers. In *Sensors, 2010 IEEE*, pages 2426–2430. IEEE, 2010.
- [35] Iman Shahosseini, Elie Lefevre, Emile Martincic, Marion Woytasik, Johan Moulin, Souhil Megherbi, Romain Ravaud, and Guy Lemarquand. Microstructured silicon membrane with soft suspension beams for a high performance mems microspeaker. *Microsystem Technologies*, 18(11) :1791–1799, 2012.

- [36] Sang Choon Ko, Yong Chul Kim, Seung Seob Lee, Seung Ho Choi, and Sang Ryong Kim. Micromachined piezoelectric membrane acoustic device. *Sensors and Actuators A : Physical*, 103(1) :130–134, 2003.
- [37] Il-Joo Cho, Seongsoo Jang, and Hyo-Jin Nam. A piezoelectrically actuated mems speaker with polyimide membrane and thin film pb (zr, ti) o<sub>3</sub> (pzt) actuator. *Integrated Ferroelectrics*, 105(1) :27–36, 2009.
- [38] Yuerui Lu and A Lal. Acoustic speaker based on high-efficiency broadband nano-pillar photonic crystal opto-thermo-mechanical mems excitation. In *Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems Conference (TRANSDUCERS), 2011 16th International*, pages 2678–2681. IEEE, 2011.
- [39] R. Dejaeger, G. Jourdan, K. Ege, Q. Leclère, S. Fanget, J-L. Guyader, and P. Robert. Le haut-parleur digital, modélisation et réalisation expérimentale. *20ème Congrès Français de Mécanique*, Sept 2011.
- [40] Simon C Busbridge, Peter A Fryer, and Yaxiong Huang. Digital loudspeaker technology : current state and future developments. In *Audio Engineering Society Convention 112*. Audio Engineering Society, 2002.
- [41] D. Shmilovitz. On the definition of total harmonic distortion and its effect on measurement interpretation. *IEEE Transactions on Power Delivery*, 20(1) :526–528, 2005.
- [42] C.L. Morfey. *Dictionary of Acoustics*. Academic Press, 2001.
- [43] Fotios Kontomichos, John Mourjopoulos, and Nicolas-Alexander Tatlas. Alternative encoding techniques for digital loudspeaker arrays. In *Audio Engineering Society Convention 122*. Audio Engineering Society, 2007.
- [44] Charles E Roberts. Digital actuator and direct digital transducer employing same, October 13 1964. US Patent 3,153,229.
- [45] Joel R Joseph and William F Bleeke. Digitally driven combination coils for electrodynamic acoustic transducers, November 23 1982. US Patent 4,360,707.
- [46] K. Inanaga and M. Nishimura. The acoustic characteristics of moving coil type pcm digital loudspeakers. In *Proc. of the spring conference of the Acoustical Society of Japan*. IEEE, 1982.
- [47] Yaxiong Huang, Simon C Busbridge, and Peter A Fryer. Interactions in a multiple-voice-coil digital loudspeaker. *Journal of the Audio Engineering Society*, 48(6) :545–552, 2000.
- [48] Haihua Zhang, Simon C Busbridge, and Peter A Fryer. Bit expansion in digital loudspeakers with oversampling and noise shaping. In *Audio Engineering Society Convention 116*. Audio Engineering Society, 2004.
- [49] H Zhang, SC Busbridge, C Garrett, and Peter A Fryer. Simulation of reconstruction of oversampled signals in digital loudspeakers. 2006.
- [50] Simon C Busbridge, Yaxiong Huang, and Peter A Fryer. Crossover systems in digital loudspeakers. *Journal of the Audio Engineering Society*, 50(10) :791–798, 2002.
- [51] Joris AM Nieuwendijk and Wilhelmus DAM Van Gijssel. Loudspeaker system for converting a digitized electric signal into an acoustic signal, September 16 1986. US Patent 4,612,420.
- [52] Ryota Saito, Kazushige Kuroki, Naoto Shinkawa, Tomohiro Tsuchiya, and Akira Yasuda. A digitally direct driven dynamic-type loudspeaker. In *Audio Engineering Society Convention 124*. Audio Engineering Society, 2008.



- [53] Kenji Furihata, Atsushi Hayama, David K Asano, and Takesaburo Yanagisawa. Acoustic characteristics of an electrodynamic planar digital loudspeaker. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 114 :174, 2003.
- [54] Atsushi Hayama, Kenji Furihata, David K Asano, and Takesaburo Yanagisawa. Acoustic characteristics of an electrodynamic planar digital loudspeaker using noise shaping technology. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 117 :3636, 2005.
- [55] Libor Husník. A study of electrostatic forces in single-acting condenser digital transducer. In *Audio Engineering Society Convention 124*. Audio Engineering Society, 2008.
- [56] Libor Husník. Membrane modes in transducers with the direct d/a conversion. In *Audio Engineering Society Convention 126*. Audio Engineering Society, 2009.
- [57] J. L. Flanagan. Direct acoustic digital-to-analog conversion with digital transducer array loudspeakers. *The Bell System Technical Journal*, 59(9) :1693–1719, 1980.
- [58] M Scott Morgan and Lee N Bolen. Direct digital-to-analog conversion of acoustic signals using a solid dielectric transducer/filter system. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 90 :2901, 1991.
- [59] Walter E Stinger Jr. Direct digital loudspeaker, May 7 1985. US Patent 4,515,997.
- [60] Jorge Mendoza-Lopez. *Direct Acoustic Digital-To-Analogue Conversion from a Digital Transducer Array Loudspeaker*. PhD thesis, University of Brighton, 2007.
- [61] Jorge Mendoza-López, Simon C Busbridge, and Peter A Fryer. Sound field characterisation in audio reproduction with the bit-grouped digital transducer array. In *Audio Engineering Society Convention 120*. Audio Engineering Society, 2006.
- [62] Jorge Mendoza-Lopez, Simon C Busbridge, and Peter A Fryer. Direct acoustic digital-to-analog conversion with digital transducer array loudspeakers. *Journal of the Audio Engineering Society*, 55(6) :472–502, 2007.
- [63] Bo Rohde Pedersen, Fotios Kontomichos, and John Mourjopoulos. Performance analysis of digital loudspeaker arrays. *Journal of the Audio Engineering Society*, 56(9) :667–683, 2008.
- [64] Libor Husnik. Influence of transfer functions of transducers constituting the loudspeaker with the direct d/a conversion on the performance of the system. In *Audio Engineering Society Convention 118*. Audio Engineering Society, 2005.
- [65] Brett M Diamond. Digital sound reconstruction using arrays of cmos-mems microspeakers. Technical report, Department of Electrical and Computer Engineering, Carnegie Mellon University, 2002.
- [66] Nicolas-Alexander Tatlas and John N Mourjopoulos. Digital loudspeaker arrays driven by 1-bit signals. In *Audio Engineering Society Convention 116*. Audio Engineering Society, 2004.
- [67] Nicolas-Alexander Tatlas, Andreas Floros, Panagiotis Hatziantoniou, and John N Mourjopoulos. Towards the all-digital audio/acoustic chain : challenges and solutions. In *Audio Engineering Society Conference : 23rd International Conference : Signal Processing in Audio Recording and Reproduction*. Audio Engineering Society, 2003.
- [68] Yaxiong Huang, Simon C Busbridge, and Deshinder S Gill. Distortion and directivity in a digital transducer array loudspeaker. *Journal of the Audio Engineering Society*, 49(5) :337–352, 2001.
- [69] Malcolm J Hawksford. Smart directional and diffuse digital loudspeaker arrays. In *Audio Engineering Society Convention 110*. Audio Engineering Society, 2001.
- [70] Malcolm J Hawksford. Smart digital loudspeaker arrays. *Journal of the Audio Engineering Society*, 51(12) :1133–1162, 2003.

- [71] P Valoušek. A digital loudspeaker : experimental construction. *Acta polytechnica*, 46(4), 2006.
- [72] Libor Husník. Transducer with the direct d/a conversion optoacoustic principle. In *Audio Engineering Society Convention 122*. Audio Engineering Society, 2007.
- [73] Nicolas-Alexander Tatlas, Fotios Kontomichos, and John Mourjopoulos. Design and performance of a sigma-delta digital loudspeaker array prototype. *Journal of the Audio Engineering Society*, 57(1/2) :38–45, 2009.
- [74] Yuval Cohen, Danny Lewin, Shay Kaplan, et al. Apparatus and methods for generating pressure waves, November 30 2007. WO Patent 2,007,135,680.
- [75] Yuval Cohen. Digital loudspeakers. *Journée Acoustique et Microsystèmes du Mans*, 2011.
- [76] Yuval Cohen, Daniel Lewin, Shay Kaplan, Alex Sromin, and Meir Ben Simon. Improved speaker apparatus and methods useful in conjunction therewith, September 8 2010. EP Patent 2,225,891.
- [77] Yuval Cohen, Shay Kaplan, Daniel Lewin, Meir Ben Simon, Eric Haber, et al. Electrostatic parallel plate actuators whose moving elements are driven only by electrostatic force and methods useful in conjunction therewith, September 16 2011. WO Patent 2,011,111,042.
- [78] Shay Kaplan, Yuval Cohen, Daniel Lewin, and Meir Ben Simon. Dust protection apparatus for flat loudspeakers, April 22 2010. US Patent App. 13/265,227.
- [79] Yuval Cohen, Daniel Lewin, Shay Kaplan, et al. Volume and tone control in direct digital speakers, November 30 2007. WO Patent 2,007,135,679.
- [80] C. Lesueur and M. Gotteland. *Rayonnement acoustique des structures*. Edition Eyrolles, 1988.
- [81] M. Cuff. *Micro-actionneurs piézoélectriques*. PhD thesis, Université de Grenoble, 2011.
- [82] E. Defay. *Integration of ferroelectric and piezoelectric thin films : concepts and applications for microsystems*. ISTE Ltd and John Wiley & Sons, Inc., 2011.
- [83] T. Bakke, A. Vogl, O. Zero, F. Tyholdt, I-R. Johansen, and D. Wang. A novel ultra-planar, long-stroke and low-voltage piezoelectric micromirror. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 20(6) :1–7, 2010.
- [84] W.C. Young and R.G. Budynas. *Flat Plates In Roark's Formulas for Stress and Strain*. McGraw-Hill, 7th edition, 2002.
- [85] C.H. Hsueh, C.R. Luttrell, and P.F. Becher. Modelling of bonded multilayered disks subjected to biaxial flexure tests. *International Journal of Solids and Structures*, 43 :6014–6025, 2006.
- [86] R.D. Blevins. *Formulas for Natural Frequency and Mode Shapes*. Krieger Publishing Company, 1979.
- [87] I. O. Wygant, M. Kupnik, and Í. T. Khuri-Yakub. Analytically calculating membrane displacement and the equivalent circuit model of a circular cmut cell. *Proceedings of the IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 2111–2114, 2008.
- [88] *Impedance Measurement Handbook. A guide to measurement technology and techniques*, 4th edition.
- [89] William C. Athas, Lars Svensson, Jeffrey G. Koller, Nestoras Tzartzanis, and Eric Ying-Chin Chou. Low-power digital systems based on adiabatic-switching principles. *IEEE Transactions on Very Large Scale Integration (VLSI) Systems*, 2(4) :398–407, 1994.
- [90] M. Arsalan and M. Shams. Charge-recovery power clock generators for adiabatic logic circuits. *Proceedings of the IEEE International Conference on VLSI Design*, pages 171–174, 2005.
- [91] J. G. Koller and W. C. Athas. Adiabatic switching, low energy computing, and the physics of storing and erasing information. *Proceedings of the Workshop on Physics and Computation*, pages 267–270, 1992.

- [92] F.E. Terman. *Radio Engineer's Handbook*, chapter Section 2 : circuit elements. McGraw-Hill, 1945.
- [93] Q. Leclère. Multi-channel spectral analysis of multi-pass acquisition measurements. *Mechanical Systems and Signal Processing*, 23 :1415–1422, 2009.