



HAL
open science

Développement d'une technique à double Chirp spatio-temporel basée sur des capteurs SAW-IDT : application à la caractérisation de couches minces et de revêtements fonctionnels

Dame Fall

► **To cite this version:**

Dame Fall. Développement d'une technique à double Chirp spatio-temporel basée sur des capteurs SAW-IDT : application à la caractérisation de couches minces et de revêtements fonctionnels. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambresis, 2016. Français. NNT : 2016VALE0011 . tel-01778719

HAL Id: tel-01778719

<https://theses.hal.science/tel-01778719>

Submitted on 26 Apr 2018

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

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

REMERCIEMENTS

Ce travail de thèse a été réalisé au sein du département d'Opto-Acousto-Electronique de l'Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie – UMR CNRS 8520, de l'Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude aux membres du jury qui ont bien voulu examiner cette thèse.

Je remercie très sincèrement Monsieur Guy Feuillard, professeur à l'École Nationale d'Ingénieurs du Val de Loire et Monsieur Stéphane Serfaty, professeur à l'Université de Cergy Pontoise, pour m'avoir fait l'honneur de rapporter sur cette thèse.

Mes remerciements vont également à Monsieur Hervé Piombini, chargé de recherche au CEA/Le Ripault, et Monsieur Etienne Herth, Ingénieur de Recherche CNRS au Femto-ST, qui ont accepté de faire partie de mon Jury en tant qu'examineurs.

Je désire remercier vivement mon directeur de thèse, Monsieur le professeur Marc Duquennoy, qui a dirigé ce travail avec une grande efficacité. Je lui suis très reconnaissant de m'avoir fait bénéficier de ses connaissances, et d'avoir toujours fait preuve de dynamisme, d'enthousiasme et de disponibilité. Je le remercie tout particulièrement pour son accueil au sein de l'équipe et la qualité des relations humaines dont il a toujours fait preuve. Je tiens aussi à remercier mes co-directeurs de thèse, Monsieur le professeur Mohammadi Ouafthouh et Monsieur le professeur Bogdan Piwakowski, pour leurs explications enrichissantes, leur disponibilité dont ils ont toujours fait part à mon égard

Mes remerciements vont également à Frédéric Rivart, Lucie Dupont qui ont mis à ma disposition leurs compétences pour le développement des processus expérimentaux. J'ai énormément de gratitude envers Nikolay Smagin pour sa disponibilité concernant la partie mesure. Mes remerciements vont également à Monsieur Pascal Tilmant et Madame Annie Fattorini pour leurs explications enrichissantes pour la réalisation technologique des dispositifs. Je remercie également Monsieur Marc Dewitte pour la réalisation des échantillons.

Je remercie Jean-Etienne Lefebvre et Frédéric Jenot pour leurs aides apportées concernant les calculs des courbes de dispersion.

Je remercie également Nicolas Wilkie-Chancellier et Loïc Martinez de l'Université de Cergy Pontoise, pour leurs aides et disponibilités lors de nos premiers essais avec l'UHF120.

Enfin j'exprime ma plus grande amitié à tous les membres du laboratoire qui m'ont permis de passer ces quelques années dans une ambiance chaleureuse et conviviale. Je n'oublie pas de remercier la grande et fine équipe de doctorants avec laquelle j'ai pu avoir de passionnants échanges au quotidien.

Table des matières

Introduction générale.....	1
----------------------------	---

Chapitre 1 : Caractérisation des couches minces par capteurs IDT

INTRODUCTION.....	8
1.1 Rappel général sur les couches minces	8
1.1.1 Introduction	8
1.1.2 Exemples d'applications des couches minces	9
1.1.2.1 Composants et les dispositifs électroniques	9
1.1.2.2 Couches minces pour l'optique	10
1.2 Caractérisation des propriétés mécaniques des couches minces déposées sur un substrat.....	11
1.2.1 Méthodes de caractérisation classiquement employées.....	11
1.2.1.1 La nano-indentation.....	12
1.2.1.2 Le profilomètre.....	13
1.2.1.3 Les méthodes ultrasonores	14
1.3 Résolution de l'équation de propagation pour l'onde de Rayleigh sur un substrat anisotrope et piézoélectrique.....	20
1.4 Propagation des ondes de Rayleigh dans les structures à couche.....	26
1.4.1 Equation de propagation et conditions aux limites.....	27
1.4.1.1 Solutions de l'équation de propagation	27
1.4.1.2 Conditions aux limites.....	29
1.4.1.3 Relations de dispersion pour les modes de Rayleigh	30
1.4.2 Les différents modes de Rayleigh	33
1.4.2.1 Cas "stiffening"	33
1.4.2.2 Cas "loading"	34
1.4.2.3 Cas intermédiaire.....	35
1.5 Transducteurs interdigités	37

1.5.1 Etat de l'art	37
1.5.2 Principe de fonctionnement des transducteurs interdigités	42
1.5.3 Choix du matériau piézoélectrique	43
1.5.4 Critères de sélection des matériaux	44
1.5.5 Propagation des ondes de Rayleigh dans le niobate de lithium.....	45
1.5.6 Effets secondaires et corrections possibles.....	47
1.5.6.1 Ondes de volumes.....	47
1.5.6.2 Diffraction	48
1.5.6.3 Réflexions.....	48
1.6 Capteurs IDT employés pour le contrôle non destructif (CND) et pour la caractérisation des couches minces.....	48
1.7 Développement de capteurs IDT spécifiques à large bande passante pour la caractérisation des couches minces.....	50
1.7.1 Slanted-Finger IDTs (SFIT)	51
1.7.2 Multiple Frequency Resonator (MFR)	52
1.7.3 Capteurs de type chirp : up-chirp et down-chirp	53
CONCLUSION	53

Chapitre 2 : Modélisation des caractéristiques électriques des capteurs IDT

INTRODUCTION.....	58
2.1 Modélisation des caractéristiques électriques des capteurs SAW	58
2.1.1 Méthode numérique.....	59
2.1.2 Modélisation par circuit équivalent.....	60
2.2 Caractérisation électrique des capteurs IDT	62
2.2.1 Paramètres à considérer.....	62
2.2.1.1 Matrice des admittances électriques	62
2.2.1.2 Matrice des impédances électriques	62
2.2.1.3 Matrice de répartition (matrice des paramètres S).....	62
2.2.2 Schéma équivalent: les modèles « crossed-field » et « in-line-field »	63

2.2.2.1	Modèle électrique équivalent en parallèle des capteurs IDT	67
2.2.2.2	Modèle électrique équivalent en série des IDT	71
2.2.3	Résistance interne des capteurs	72
2.2.4	Pertes d'insertion et Pertes de conversion.....	74
2.2.5	Modélisation électrique des capteurs IDT à bande étroite	74
2.2.5.1	Caractéristiques du capteur 25 MHz	76
2.2.5.2	Admittance et Impédance électriques et bande passante théoriques	77
2.2.5.3	Pertes d'insertion et Pertes de conversion.....	80
2.2.6	Modélisation électrique d'un capteur large bande.....	81
2.2.6.1	Caractéristiques du capteur chirp (30 – 100 MHz).....	84
2.2.6.2	Admittance et Impédance électriques et bande passante théoriques	85
2.2.6.3	Pertes d'insertion et Pertes de conversion.....	86
2.2.7	Modélisation électrique des capteurs chirp (20 – 125 MHz).....	86
2.2.7.1	Caractéristiques du capteur chirp (20 - 125MHz)	87
2.2.7.2	Admittance et Impédance électrique et bande passante théoriques.....	87
2.2.7.3	Pertes d'insertion et Pertes de conversion.....	88
2.2.8	Modélisation électrique des capteurs chirp (20 - 125MHz) optimisés	89
2.2.8.1	Caractéristiques du capteur chirp (20 - 125MHz) optimisé.....	89
2.2.8.2	Admittance et Impédance électrique et bande passante théoriques.....	89
2.2.8.3	Pertes d'insertion et Pertes de conversion.....	90
CONCLUSION		91

Chapitre 3 : Modélisation des champs de déplacement des ondes de surface générées par capteurs IDT

INTRODUCTION.....	95
3.1 Modélisation des champs de déplacement engendrés par les capteurs IDT	95
3.1.1 Modèle de la réponse impulsionnelle : fonction de transfert d'un capteur IDT	95
3.1.1.1 Capteur à bande étroite.....	95
3.1.1.2 Capteur de type chirp.....	97

3.1.2	Modélisation des champs de déplacement par la méthode des éléments finis	100
3.1.2.1	FEM/BIM (Finite Element Method / Boundary Integral Method).....	100
3.1.2.2	COMSOL Multiphysics (FEMLAB).....	101
3.1.3	Modélisation par la méthode de la réponse impulsionnelle spatiale	101
3.1.3.1	Discrete REpresentation Array Modelling (DREAM)	104
3.1.3.2	Adaptation de la méthode DREAM pour le cas des capteurs IDT	105
3.2	Modélisation des champs de déplacement avec DREAM et Comsol.....	110
3.2.1	Capteur à bande étroite: cas du capteur 40 MHz.....	111
3.2.1.1	Les différentes étapes de la modélisation avec Comsol et avec DREAM.....	112
3.2.1.2	Paramètres de simulation.....	116
3.2.1.3	Excitation de type «burst»	116
3.2.1.4	Excitation impulsionnelle.....	119
3.2.1.5	Excitation de type chirp.....	120
3.2.2	Capteurs chirp (30 – 100 MHz).....	121
3.2.2.1	Excitation de type «burst»	122
3.2.2.2	Excitation impulsionnelle.....	124
3.2.2.3	Excitation de type chirp.....	126
3.2.3	Capteurs chirp (20 – 125 MHz).....	127
3.2.3.1	Excitation de type «burst»	127
3.2.3.2	Excitation impulsionnelle.....	128
3.2.3.3	Excitation de type chirp.....	129
3.2.4	Capteurs chirp (20 – 125 MHz) optimisés	130
3.2.4.1	Excitation de type «burst»	131
3.2.4.2	Excitation impulsionnelle.....	132
3.2.4.3	Excitation de type chirp.....	133
3.3	Analyse des temps de calcul.....	134
	CONCLUSION	135

Chapitre 4 : Réalisation et Caractérisation des capteurs IDT

INTRODUCTION.....	139
4.1 Technologies de fabrication des capteurs IDT	139
4.1.1 Généralités sur les couches minces et leur dépôt	139
4.1.1.1 Dépôt chimique en phase vapeur (CVD pour <i>chemical vapor deposition</i>).....	139
4.1.1.2 Dépôt physique en phase vapeur (PVD pour <i>physical vapor deposition</i>)	140
4.1.2 La technique lift-off : la photolithographie	142
4.1.2.1 Résines pour la photolithographie	143
4.1.2.2 L'insolation	143
4.1.2.3 Le développement	143
4.1.3 Technique de gravure	144
4.1.3.1 Gravure sèche	144
4.1.3.2 Gravure humide	144
4.2 Caractérisation électrique des capteurs IDT	145
4.2.1 Caractérisation électrique des capteurs à bande étroite	145
4.2.1.1 Détermination expérimentale des admittances, des impédances et des bandes passantes	146
4.2.1.2 Impédance, Admittance et Bande passante mesurées expérimentalement dans le cas d'un capteur IDT à bande étroite fonctionnant à 25 MHz	148
4.2.1.3 Pertes de conversion expérimentales et théoriques	151
4.2.1.4 Récapitulatif des résultats pour les capteurs à bande étroite de fréquence de résonance allant de 15 à 35 MHz	152
4.2.2 Caractérisation électrique des capteurs chirp (30 - 100 MHz)	155
4.2.2.1 Impédance expérimentale et théorique	156
4.2.2.2 Pertes de conversion expérimentales et théoriques	156
4.2.2.3 Récapitulatif des résultats des capteurs chirp (30 - 100 MHz)	157
4.2.5 Caractérisation électrique des capteurs chirp (20 - 125 MHz)	158
4.2.5.1 Impédance expérimentale et théorique	159
4.2.5.2 Pertes de conversion	159
4.2.5.3 Récapitulatif des résultats des capteurs chirp (20 - 125 MHz)	160

4.3 Caractérisation expérimentale des champs de déplacement générés par les capteurs IDT	161
4.3.1 Préparation des capteurs : Découpe et Interconnexion.....	161
4.3.2 Capteur à bande étroite: cas du capteur 40 MHz.....	162
4.3.2.1 Protocole expérimental	162
4.3.2.2 Excitation de type «burst»	164
4.3.2.3 Excitation impulsionnelle	168
4.3.2.4 Excitation de type Chirp.....	169
4.3.3 Capteurs chirp (30 – 100 MHz).....	170
4.3.3.1 Excitation de type «burst»	171
4.3.3.2 Excitation impulsionnelle	173
4.3.3.3 Excitation de type Chirp.....	174
4.3.4 Capteurs chirp (20 - 125 MHz)	176
4.3.4.1 Excitation de type «burst»	176
4.3.4.2 Excitation impulsionnelle	177
4.3.4.3 Excitation de type Chirp.....	178
4.3.5 Capteurs chirp (20 - 125 MHz) optimisés	180
4.3.5.1 Excitation de type «burst»	180
4.3.5.2 Excitation impulsionnelle	181
4.3.5.3 Excitation de type Chirp.....	182
CONCLUSION	185

Chapitre 5 : Caractérisation ultrasonore des couches minces

INTRODUCTION.....	188
5.1 Caractérisation d'une couche mince métallique.....	188
5.1.1 Estimation de la dispersion des vitesses de phase pour une couche mince de 100nm	190
5.1.1.1 Détermination des vitesses de phase	190
5.1.1.2 Transformée de Slant Stack.....	192
5.1.1.3 Paramètres de mesure optimaux	195
5.1.1.4 Influence de la bande passante du chirp d'excitation et de sa durée	204

5.1.1.5 Influence de la bande passante du capteur.....	205
5.1.2 Méthode d'inversion.....	207
5.1.3 Détermination des propriétés élastiques de la couche 100 nm d'or et du substrat de silice ...	208
5.2 Caractérisation de revêtement sol-gel silice hybride – PDMS	210
5.2.1 Les revêtements sol-gel : PDMS/silice.....	212
5.2.2 Dispersion du premier mode de Rayleigh	213
5.2.3 Résultats expérimentaux.....	214
5.2.4 Détermination des propriétés des couches sol gel et du substrat.....	218
CONCLUSION	220
Conclusion générale	222
ANNEXE.....	227
Références bibliographiques	233

Introduction générale

Aujourd'hui, dans de nombreux domaines le développement et l'amélioration des performances des matériaux et des structures sont obtenus en modifiant leurs caractéristiques surfaciques. En particulier, des surfaces fonctionnelles sont envisagées et sont obtenues en déposant divers revêtements et couches minces. Par exemple, dans le domaine des microsystèmes, l'utilisation de couches minces s'est beaucoup répandue depuis l'apparition de nouvelles techniques de dépôts pour la réalisation de structures micro et nanométriques. Les couches minces sont utilisées pour réaliser des microstructures comportant des fonctions mécaniques, électroniques, optiques ou fluidiques etc. Les objectifs de ces couches se présentant sous forme de revêtements et de dépôts sont multiples. Elles peuvent être utilisées, par exemple, pour améliorer la durabilité des structures, notamment leur résistance à l'usure et à la fatigue ou pour obtenir des propriétés physiques ou électroniques particulières. La connaissance et la maîtrise de ces surfaces sont donc au cœur des préoccupations actuelles.

Dans le cadre de cette thèse des couches minces d'or et des revêtements de type sol-gel à base de polysiloxanes comme le polydiméthylsiloxane (PDMS) seront étudiés et caractérisés. Les couches d'or sont très utilisées dans le domaine de la microélectronique notamment comme pistes conductrices sur les circuits imprimés, ou comme revêtements de protection de surface. La caractérisation des revêtements PDMS quant à elle, s'inscrit dans le cadre du Projet « MégaJoule » en collaboration le CEA (Commissariat à l'Energie Atomique). Ces revêtements sont utilisés dans de nombreuses applications notamment dans le domaine optique. Ils ont des propriétés élastiques intéressantes notamment un coefficient de transmission optique élevé, une bonne tenue au flux laser etc., ce qui permet notamment une prolongation de la durée de vie des optiques. Pour toutes ces applications, la caractérisation de ces couches et revêtements, afin d'en déterminer leurs propriétés (épaisseur, constantes élastiques, etc.), est déterminante pour un fonctionnement optimal au cours de leur utilisation. Au vu des faibles épaisseurs des couches et la nature des revêtements, la caractérisation reste une tâche difficile si l'on veut établir des données précises et fiables.

Pour caractériser ces couches minces et ces revêtements fonctionnels, les méthodes ultrasonores employant des ondes de surface sont particulièrement intéressantes. En effet, les ondes acoustiques de surface de type Rayleigh, se propagent à la surface d'un matériau et l'énergie véhiculée par ces ondes est confinée sous la surface dans une couche d'épaisseur de l'ordre d'une longueur d'onde. Elles constituent donc un candidat très intéressant pour la caractérisation de ces structures à condition de travailler en haute fréquence et sur une large gamme fréquentielle (20 - 125 MHz).

Différentes techniques sont aujourd'hui disponibles pour générer des ondes de surface sur un tel domaine de fréquence (signature acoustique, ultrasons-laser, etc.) mais plusieurs impératifs liés à l'épaisseur et à la nature des structures à caractériser font que nous avons choisi de développer une solution alternative avec l'utilisation de capteurs IDT (Interdigital Transducer (IDT)). En effet, les structures à caractériser étant très fragiles, elles ne doivent pas être immergées. D'autre part, au vu de la nature des matériaux, l'aptitude de la technique ultrasons-laser dépend de la profondeur de pénétration des radiations lumineuses et/ou de la fragilité des couches analysées. En particulier, il est possible de rencontrer certaines difficultés avec cette méthode pour l'étude de matériaux transparents tels que le verre et donc des couches sol-gel déposées sur des optiques en silice, il est parfois nécessaire d'ajouter une couche métallique supplémentaire. C'est pourquoi, dans ce travail de thèse, des capteurs IDT ont été étudiés et réalisés pour assurer la génération des ondes de surface sur une large gamme de fréquence afin de permettre d'obtenir des estimations précises sur les caractéristiques de la couche et des revêtements (épaisseur, constantes élastiques) et peut s'adapter à différents types matériaux.

Actuellement, ce type de transducteurs est essentiellement utilisé dans des dispositifs acousto-électroniques de traitement de signal tels que les filtres à ondes de surface, les lignes à retard à ondes acoustiques de surface, les capteurs de température ou de pression. Dans les applications de caractérisation non destructive, les capteurs IDT sont assez peu utilisés et généralement dans des domaines de fréquence de quelques mégahertz. L'une des originalités de cette étude est de travailler avec des capteurs déportés par rapport aux structures à caractériser. Dans ces conditions, il n'y a aucune limitation quant à la nature des revêtements ni une altération des surfaces des structures à caractériser. Dans ce travail de thèse, nous avons développé des capteurs IDT de bandes de fonctionnement adaptées à notre étude (20 - 125 MHz) et nous les avons optimisés en modélisant leur comportement et en effectuant divers essais et caractérisations notamment en testant différentes types d'excitations.

Afin d'obtenir des estimations précises des vitesses de propagation des ondes de surface, nous avons privilégié des capteurs IDT à larges bandes de type chirp avec une excitation large bande de type chirp afin d'optimiser les performances des capteurs. Un des points essentiels dans notre analyse est, compte-tenu de la dispersion des ondes de surface sur de telles structures, d'avoir une variation de vitesse de plusieurs centaines de mètres par seconde sur la plage de fréquences envisagée. C'est précisément en exploitant cette variation importante de vitesse que nous allons obtenir, par inversion, des précisions acceptables sur les caractéristiques des couches minces et des revêtements sol-gel.

Dans le premier chapitre, après avoir présenté un bref rappel sur les couches minces, nous présenterons quelques exemples d'applications aussi bien pour l'électronique que pour l'optique. Ensuite, nous aborderons les principales méthodes de caractérisation en particulier celles qui

permettent d'obtenir les caractéristiques mécaniques (module de Young et coefficient de Poisson) mais aussi l'épaisseur des couches. Nous terminerons la première partie de ce chapitre par l'étude de la propagation des ondes acoustiques de surface de type Rayleigh dans un solide anisotrope et piézoélectrique mais aussi sur les matériaux de type couche sur substrat. Dans la seconde partie de ce chapitre, nous effectuerons l'historique détaillé des dispositifs à ondes de volume et à ondes de surface. Ensuite nous nous intéresserons au principe de fonctionnement des transducteurs interdigités et aux critères de choix du matériau piézoélectrique afin de justifier le choix du niobate de lithium pour la réalisation des capteurs IDT. Nous présenterons ensuite les limites de ces transducteurs et les effets secondaires qui peuvent apparaître. Enfin, nous terminerons le premier chapitre en précisant l'intérêt des capteurs interdigités à larges bandes de fonctionnement, pour ce type de caractérisations et les avantages qu'ils présentent.

Dans le second chapitre, nous effectuerons la modélisation des caractéristiques électriques des capteurs IDT. Nous utiliserons des outils de simulation basés sur le modèle du circuit équivalent d'un transducteur interdigité afin d'identifier les configurations les plus intéressantes pour l'application visée. Cette étude permettra d'avoir les caractéristiques telles que, la fréquence de résonance des capteurs, la bande passante des capteurs, l'impédance et l'admittance aux fréquences de fonctionnement, les pertes de conversion et d'insertion et le facteur de qualité des capteurs. Cette première étude permettra de mettre en évidence l'intérêt de l'aspect large bande des capteurs.

Le troisième chapitre sera consacré à la modélisation des champs de déplacement des ondes de surface générées par les capteurs IDT. En effet, dans le cadre du contrôle non destructif, nous cherchons à caractériser différentes structures et en particulier des couches minces métalliques et des revêtements sol-gel. L'onde est générée grâce au capteur et est transmise sur l'échantillon à tester. Il est donc nécessaire d'étudier les amplitudes de déplacement des ondes acoustiques de surface engendrées par les capteurs IDT. Pour faire cette étude, nous avons privilégié deux méthodes de modélisation. La première méthode, fréquemment utilisée est la modélisation par éléments finis. Cette méthode, très efficace, permet d'étudier le comportement électroacoustique et mécanique des capteurs en tenant compte des caractéristiques de l'électrode et du substrat piézoélectrique. Toutefois, au vu des temps de calcul assez longs en employant cette méthode et du nombre important de configurations à tester, nous avons cherché à adapter à notre étude des outils de simulation semi-analytique basés sur le modèle de la réponse impulsionnelle spatiale afin de réduire considérablement les temps de calcul par rapport aux méthodes des éléments finis.

Le quatrième chapitre sera consacré aux technologies de réalisation des dispositifs à ondes acoustiques de surface au travers de la description des différentes techniques de dépôts d'électrodes et de couches minces. Une fois les capteurs réalisés, nous effectuerons leurs caractérisations électrique et acoustique. Enfin, nous évaluerons, par interférométrie laser, les amplitudes des déplacements générés par les

capteurs pour différents types d'excitations. Cette étude nous permettra de comparer les résultats de la modélisation obtenus aux chapitres 2 et 3 avec ceux observés expérimentalement. Les résultats permettront de montrer que la technique à double chirp spatio-temporel basée sur des capteurs IDT constitue une solution pertinente pour obtenir directement un spectre large bande correspondant aux bandes de fonctionnement recherchées avec surtout des niveaux de déplacements des ondes de surface suffisants pour l'application visée.

L'objectif du cinquième chapitre est de mettre à profit les ondes acoustiques de surface générées par des capteurs IDT pour la caractérisation des couches minces d'or et des revêtements sol-gel. Pour ce faire, nous allons utiliser la méthode d'inversion à partir des courbes de dispersions expérimentales des ondes acoustiques de surface se propageant dans ces structures en privilégiant le premier mode de type Rayleigh. Dans le cadre de la résolution de ce problème inverse, nous allons faire correspondre les vitesses calculées théoriquement à celles mesurées expérimentalement en ajustant les paramètres élastiques de la structure analysée. Les caractéristiques de cette dernière seront ainsi déduites à partir du modèle théorique et des mesures de vitesses de phase expérimentales. Nous détaillerons, au préalable, le protocole expérimental qui nous a permis de relever les déplacements des ondes de surface dans la structure analysée et la méthode de traitement des données utilisée, dénommée transformée de Slant Stack, qui permettra d'obtenir avec précision les vitesses de phase des ondes de surface dans la bande de fréquence envisagée.

Chapitre 1 : Caractérisation des couches minces par capteurs IDT

Table des matières

INTRODUCTION.....	8
1.1 Rappel général sur les couches minces	8
1.1.1 Introduction	8
1.1.2 Exemples d'applications des couches minces	9
1.1.2.1 Composants et les dispositifs électroniques	9
1.1.2.2 Couches minces pour l'optique	10
1.2 Caractérisation des propriétés mécaniques des couches minces déposées sur un substrat.....	11
1.2.1 Méthodes de caractérisation classiquement employées.....	11
1.2.1.1 La nano-indentation.....	12
1.2.1.2 Le profilomètre.....	13
1.2.1.3 Les méthodes ultrasonores	14
1.3 Résolution de l'équation de propagation pour l'onde de Rayleigh sur un substrat anisotrope et piézoélectrique.....	20
1.4 Propagation des ondes de Rayleigh dans les structures à couche.....	26
1.4.1 Equation de propagation et conditions aux limites.....	27
1.4.1.1 Solutions de l'équation de propagation	27
1.4.1.2 Conditions aux limites.....	29
1.4.1.3 Relations de dispersion pour les modes de Rayleigh	30
1.4.2 Les différents modes de Rayleigh	33
1.4.2.1 Cas "stiffening"	33
1.4.2.2 Cas "loading"	34
1.4.2.3 Cas intermédiaire.....	35
1.5 Transducteurs interdigités	37
1.5.1 Etat de l'art	37
1.5.2 Principe de fonctionnement des transducteurs interdigités	42
1.5.3 Choix du matériau piézoélectrique.....	43
1.5.4 Critères de sélection des matériaux	44

1.5.5 Propagation des ondes de Rayleigh dans le niobate de lithium.....	45
1.5.6 Effets secondaires et corrections possibles.....	47
1.5.6.1 Ondes de volumes.....	47
1.5.6.2 Diffraction	48
1.5.6.3 Réflexions.....	48
1.6 Capteurs IDT employés pour le contrôle non destructif (CND) et pour la caractérisation des couches minces.....	48
1.7 Développement de capteurs IDT spécifiques à large bande passante pour la caractérisation des couches minces	50
1.7.1 Slanted-Finger IDTs (SFIT)	51
1.7.2 Multiple Frequency Resanator (MFR)	52
1.7.3 Capteurs de type chirp : up-chirp et down-chirp	53
CONCLUSION	53

INTRODUCTION

Les couches minces sont aujourd'hui utilisées dans de nombreuses applications dans le domaine des microsystèmes. Elles sont principalement utilisées pour réaliser des microstructures comportant des fonctions mécaniques, électroniques, optiques ou fluidiques. Les couches minces permettent en effet de donner des propriétés particulières à des dispositifs. Dans la première partie de ce chapitre, nous effectuerons un bref rappel sur les couches minces et nous présenterons quelques exemples d'applications aussi bien pour l'électronique que pour l'optique. Ensuite, nous aborderons les différentes méthodes de caractérisation en particulier celles qui permettent d'obtenir les caractéristiques mécaniques (module de Young et coefficient de Poisson) mais aussi l'épaisseur des couches. Nous montrerons l'intérêt des méthodes ultrasonores en particulier des ondes de surface pour ce type de caractérisation. Nous poursuivrons cette première partie de ce chapitre par l'étude de la propagation des ondes acoustiques de surface de type Rayleigh sur les matériaux de type couche sur substrat. Dans la seconde partie de ce chapitre, nous nous intéressons aux capteurs qui permettent de générer les ondes de surface et en particulier aux capteurs interdigités. Nous effectuerons l'historique détaillé des dispositifs à ondes de volume et de surface. Ensuite nous nous intéresserons au principe de fonctionnement des transducteurs interdigités et aux critères de choix du matériau piézoélectrique. Nous présenterons ensuite les limites de ces transducteurs et les effets secondaires qui peuvent apparaître. Enfin, nous terminerons ce chapitre en précisant l'intérêt des capteurs interdigités à larges bandes de fonctionnement, pour ce type de caractérisations et les avantages qu'ils présentent.

1.1 Rappel général sur les couches minces

1.1.1 Introduction

Une couche mince est une fine pellicule d'un matériau déposée sur un autre matériau, appelé substrat. Il s'agit d'une couche dont l'épaisseur est comprise entre quelques dizaines de nanomètres et quelques micromètres. Son but est de donner des propriétés particulières à la surface d'un matériau. Lorsqu'elle est déposée sur un substrat, la faible épaisseur de la couche entraîne une perturbation des propriétés mécaniques de celle-ci. L'épaisseur de la couche mince est donc une donnée importante à connaître lors de l'utilisation de ce genre de structure.

Toutefois il est assez difficile de définir une couche mince par cette seule notion. En effet, une fois la structure réalisée, il est nécessaire de caractériser ses performances et d'évaluer sa fiabilité selon l'application visée. Cette caractérisation a pour but de fournir les propriétés mécaniques du matériau. Ce point est au cœur des préoccupations actuelles, en effet la caractérisation des couches minces reste une tâche difficile si l'on veut établir des données précises et fiables des caractéristiques élastiques des couches et de leurs épaisseurs. Certains tests comparatifs sur des couches minces en silicium

polycristallin issu du même procédé de réalisation ont permis par exemple de noter des écarts importants sur les valeurs des constantes élastiques (25%) selon la méthode de mesure utilisée [Sharpe 98]. Ceci montre que pour obtenir des mesures mécaniques fiables, il est nécessaire d'utiliser une technique sensible et précise. Dans la suite nous présenterons quelques techniques utilisées pour la caractérisation des couches minces. Nous allons présenter quelques exemples d'application des couches minces afin de mieux comprendre leurs rôles.

1.1.2 Exemples d'applications des couches minces

Les couches minces se distinguent plus par leurs applications et leurs modes de dépôt que par leurs épaisseurs. Grâce aux différentes technologies de fabrication actuelle, les couches minces trouvent leur place dans des domaines très variés. Parmi les principaux domaines d'application des couches minces, nous pouvons distinguer entre autres les éléments d'interconnexion, les composants actifs et passifs, les composants optiques, magnétiques, chimiques et biologiques, les capteurs, les revêtements de protection des surfaces, mais encore les pièces décoratives. Selon le type d'application, les techniques de dépôt sont plus ou moins complexes mais relèvent toutes des procédés de dépôts. Nous détaillerons, dans le chapitre 5, les différentes techniques de dépôts des couches minces.

1.1.2.1 Composants et les dispositifs électroniques

Les technologies des couches minces ont joué un rôle important dans le développement des composants électroniques et notamment celui des semi-conducteurs afin d'assurer les interconnexions entre les éléments d'une même puce [Georgel 08]. Leur rôle est de distribuer les signaux électriques et de connecter les différents composants actifs. Trois matériaux sont couramment utilisés. Le premier, l'aluminium, reste le plus utilisé dans les techniques du semi-conducteur. C'est un matériau qui possède une très bonne conductivité électrique ($37,7 \times 10^6$ S/m) et qui se dépose facilement par évaporation thermique, méthode de dépôt lui procurant une excellente adhérence aux substrats. Le deuxième, l'or, est un métal noble et présente donc l'avantage de ne pas s'oxyder. Il présente également une bonne conductibilité ($45,2 \times 10^6$ S/m) et se dépose aisément par pulvérisation cathodique ou évaporation. Le troisième, le cuivre, possède les mêmes facilités de dépôt que l'or. Sa conductivité électrique ($59,6 \times 10^6$ S/m) est excellente et se révèle être un atout important dans les dispositifs fonctionnant à des fréquences élevées du fait des pertes d'énergie.

Les composants et les dispositifs électroniques

Dans le domaine de l'électronique, de la microélectronique et de la nanotechnologie plusieurs domaines d'applications peuvent être distingués : le domaine des circuits analogiques, le domaine des applications hyperfréquences et optoélectroniques etc. Cela couvre un panel assez large d'applications qui va du simple composant électronique à des dispositifs plus complexes.

Composants actifs

Il est possible de réaliser des transistors en couches minces qui sont assez proches des MOSFET¹. On les retrouve par exemple dans le cas des panneaux LCD pour lesquels un transistor de commutation est associé à chaque pixel du panneau. D'autres applications possibles demeurent dans les panneaux solaires ou les diodes à hétérojonction réalisées à base de film mince.

Composants passifs

Les éléments passifs réalisés en couches minces sont habituellement les résistances et condensateurs. Les couches minces permettent de concevoir des résistances et des condensateurs de grande précision et de haute stabilité dans le temps et en température. La figure 1-1 montre un réseau en couches minces de 19 résistances identiques montées sur un substrat en verre avec un point commun.

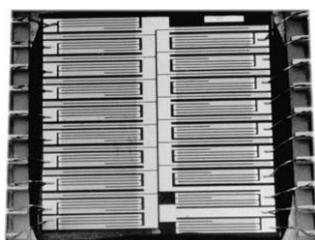


Figure 1-1 : Réseaux couches minces [Massénat 03]

Exemple d'application de couches minces dans un dispositif électronique

Le filtre à ondes acoustiques de surface est l'exemple typique de l'usage des couches minces dans une fonction électronique radiofréquence. Ces filtres permettent suivant le dessin des peignes interdigités de réaliser une fonction de transfert appliquée au signal RF (ligne à retard, filtre, résonateur, ...).

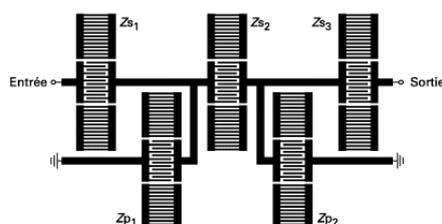


Figure 1-2 : Architecture d'un filtre à résonateurs type "échelle" [Defranould 00]

1.1.2.2 Couches minces pour l'optique

Les applications de couches minces pour l'optique sont entre autres les revêtements antireflets réflecteurs, les polariseurs, etc. Dans le cadre de cette thèse nous avons eu à caractériser des revêtements de type Sol-gel en partenariat avec le département Matériaux du CEA / Le Ripault

¹ MOSFET : *Metal oxide semiconductor field effect transistor*

(Commissariat à l'Energie Atomique) dans le cadre du Projet « MégaJoule » pour la protection des optiques. Ce laboratoire travaille notamment sur le développement de matériaux à propriétés optiques adaptées aux agressions lasers de forte énergie avec l'utilisation de revêtements à fort coefficients de transmission optiques. Nous reviendrons au chapitre 6 sur ces types de revêtement.

Dans le cas des réflecteurs, nous avons trouvé des applications de type miroir plan ou non tels que les miroirs astronomiques et surtout les réflecteurs complexes tels les optiques de phare de voiture qui sont des dispositifs métallisés sous vide et comportant une couche d'aluminium.

Nous venons de présenter quelques exemples d'applications des couches minces, dans la suite nous allons nous intéresser aux différentes méthodes de caractérisation de couches minces.

1.2 Caractérisation des propriétés mécaniques des couches minces déposées sur un substrat

1.2.1 Méthodes de caractérisation classiquement employées

Nous avons vu précédemment que les domaines d'application des couches minces sont nombreux. Dans le cadre de cette thèse nous cherchons à déterminer l'épaisseur de la couche, les caractéristiques élastiques (module d'élasticité E , coefficient de Poisson ν) et l'influence de la masse volumique ρ . Compte tenu des très faibles épaisseurs, la plupart des méthodes habituellement employées sont en défaut. Parmi les méthodes de caractérisation adaptées aux couches minces qui permettent de remonter à un certain nombre de leurs paramètres, nous pouvons classer ces méthodes en quatre catégories [Labachellerie 04]:

- Les méthodes fondées sur la mesure des déplacements statiques (flexion, flambement, etc.) ;
- Les méthodes qui exploitent le spectre de vibrations de la couche ;
- Les essais mécaniques traditionnels (indentation, traction, flexion) ;
- Les techniques exploitant la diffraction ou la diffusion d'ondes électromagnétiques (X, visible, infrarouge) ou la propagation d'ondes ultrasonores.

Ces différentes techniques sont largement détaillées par Labachellerie dans les deux tomes de son ouvrage « Techniques de fabrication des microsystèmes » [Labachellerie 04]. Dans la suite, nous allons présenter quelques-unes des méthodes classiquement employées et leurs limites et nous terminerons par la méthode que nous proposons et son originalité.

1.2.1.1 La nano-indentation

Parmi les essais mécaniques traditionnels très connus nous pouvons citer la nano-indentation, c'est une technique d'indentation instrumentée couramment utilisée permettant la détermination des propriétés mécaniques locales des matériaux. Elle peut aussi bien être appliquée aux matériaux massifs qu'aux revêtements ou couches minces déposées sur un substrat [Bellan 04 ; Suresh 99]. Le principe de cette méthode est assez simple, comme peut l'illustrer le dispositif de nano-indentation représenté sur la figure 1-2.

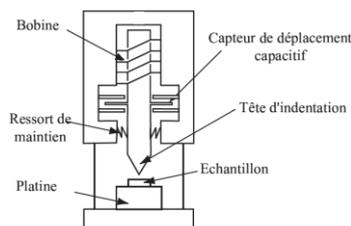


Figure 1-2 : Représentation schématique du dispositif expérimental de nanoindentation [Perriot 05]

Une force est appliquée par induction sur un indenteur, un capteur capacitif permettant de mesurer le déplacement absolu de la tête d'indentation, au bout de laquelle se trouve la pointe d'indentation. Les grandeurs expérimentales utilisées lors des tests de nano-indentation sont la force P appliquée sur l'indenteur, la pénétration δ de la pointe et la raideur du contact S (dérivée de la force P par rapport à la pénétration δ). Afin d'obtenir la pénétration δ à partir des données de déplacement, la position initiale de la surface de l'échantillon doit être déterminée. Pour ce faire, un seuil en raideur est fixé, qui lorsqu'il est dépassé, indique que la pointe a atteint la surface de l'échantillon. Durant un test d'indentation un système d'acquisition enregistre la force appliquée en fonction de la profondeur de pénétration de la pointe. Ces deux paramètres sont continuellement mesurés lors d'une phase de charge et d'une phase de décharge. Le résultat est une courbe charge-déplacement telle que celle présentée à la figure 1-3, représentant la force appliquée en fonction de la pénétration de la pointe d'indentation dans la surface de l'échantillon.

A la décharge, la force s'annule pour une valeur de pénétration h_f comprise entre 0 et δ : c'est la profondeur de l'indentation laissée dans l'échantillon. Une fois les données expérimentales P , δ et S déterminées, les caractéristiques mécaniques de la couche, dont le module de Young (E) dans le cas d'une couche de matériau isotrope, peuvent être déterminées par le biais du module réduit (E_r) qui prend en compte à la fois, la déformation élastique de l'échantillon et de l'indenteur [Oliver 92]. Le module d'élasticité équivalent s'exprime par la relation suivante : $1/E_r = (1-\nu^2)/E + (1-\nu_i^2)/E_i$, où E_i et E sont respectivement les modules de Young de la pointe d'indentation et du matériau, tandis que ν_i et ν sont leurs coefficients de Poisson. Il est aussi possible de déterminer la dureté, le fluage d'un matériau, le travail élastique et le travail plastique, ou encore la ténacité. Les méthodes de calculs

utilisées sont nombreuses et plus ou moins empiriques [Oliver 92 ; Roop 02 ; Schwarzer 06] et la pertinence des résultats dépend de nombreux facteurs: type d'indenteur utilisé, type de matériaux, méthodes de calcul, etc. D'autre part, la caractérisation de structures à couche mince n'est pas toujours facile à traiter car les profondeurs de pénétration de l'indenteur peuvent être du même ordre de grandeur que l'épaisseur de la couche et l'influence du substrat reste une source d'erreurs ou d'imprécisions. Enfin, cette technique est malgré tout une technique de caractérisation semi destructive.

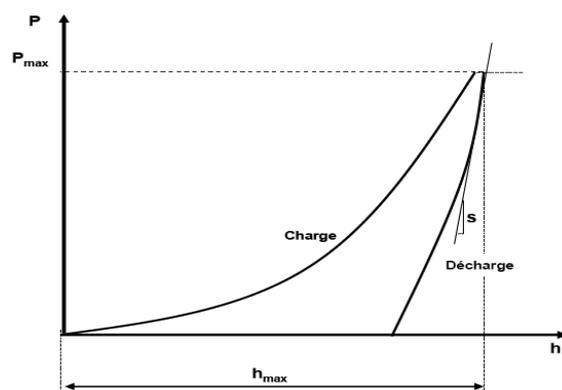


Figure 1-3 : Courbe force-pénétration d'un essai de nanoindentation sur un cycle complet charge-décharge [Roy 08]

1.2.1.2 Le profilomètre

Le profilomètre permet aussi de mesurer des épaisseurs très simplement et cette technique est assez rapide à mettre en œuvre, c'est pourquoi elle est très souvent utilisée en micro-électronique. Un profilomètre est constitué d'une pointe (diamant) qui se déplace sur la surface de l'échantillon. On mesure le déplacement vertical de la pointe (jusqu'à 1 nm) en fonction de la position de la pointe sur la surface. Ce dispositif permet de mesurer l'épaisseur de couches minces et la rugosité de surface d'un échantillon avec de très bonnes précisions. Toutefois, les estimations d'épaisseurs sont obtenues par des mesures de hauteurs de marche et il n'est donc pas possible de mesurer l'épaisseur d'une couche au centre d'un échantillon à plus d'un centimètre du bord contrairement aux méthodes acoustiques. D'autre part, cette technique ne permet pas d'apporter d'informations sur d'autres propriétés comme le module d'élasticité.

L'appareillage utilisé lors de nos travaux est un profilomètre Alpha-Step IQ. Un exemple de mesure est présenté sur la figure 1-4.

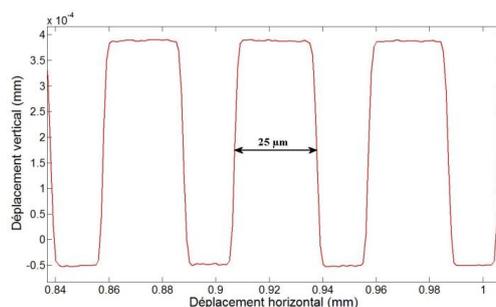


Figure 1-4 : Mesure d'épaisseur des électrodes d'un transducteur interdigité de 40 MHz effectuée par profilométrie [Deboucq 12]

1.2.1.3 Les méthodes ultrasonores

Les méthodes ultrasonores reposent sur la mesure des vitesses de propagation des ondes acoustiques de surface ou de volume mais aussi sur la résolution de l'équation de propagation des ondes acoustiques. Les vitesses sont directement reliées aux constantes élastiques du matériau. Elles permettent d'obtenir les propriétés mécaniques du matériau analysé. Dans la suite, nous présenterons les principales méthodes ultrasonores applicables à la caractérisation des couches minces.

a) Méthodes Ultrasons-laser

L'intérêt de la méthode Ultrasons-laser pour la génération et la détection des ondes élastiques à la surface d'un matériau réside dans le fait de travailler sans contact direct avec la structure analysée et sans utilisation de milieu de couplage. Cette possibilité est particulièrement attractive dans le cas où il s'agit d'inspecter des pièces à haute température et/ou à géométrie complexe. Par ailleurs, cette technique est une technique large bande qui permet la génération d'ondes de différentes natures aussi bien les ondes de volume que les ondes de surface et guidées. Ainsi, la caractérisation de structures de type couche sur substrat, mais également la détection de défauts de surface ou situés sous la surface, peuvent être effectuées grâce à cette méthode.

Afin de générer les ultrasons, l'impulsion laser doit être de courte durée et d'énergie suffisante. Le choix de la longueur d'onde du laser dépend de l'absorption du matériau à la fréquence considérée, c'est-à-dire qu'il est nécessaire d'adapter la longueur d'onde optique afin d'avoir une absorption du matériau propice à la génération des ondes. Ces dernières années, plusieurs travaux ont démontré la pertinence de cette méthode pour la caractérisation de films minces [Lemaire 08 ; Lefèvre 10 ; Fourez 13]. Cependant en fonction de la nature des matériaux, l'aptitude de cette technique de génération des ondes varie en fonction de la profondeur de pénétration des radiations lumineuses et/ou de la fragilité des couches analysées. En particulier, il est possible de rencontrer certaines difficultés avec cette méthode pour l'étude de matériaux transparents tels que le verre et les couches sol-gel déposées sur des optiques en silice.

b) Méthode Pompe-sonde

Lorsque l'on souhaite caractériser des couches minces en ayant des longueurs d'ondes acoustiques inférieures aux épaisseurs des couches, il est nécessaire de générer des ondes ultrasonores dont les fréquences sont aux alentours du Gigahertz. Dans ce cas on adapte la méthode ultrasons-laser et la méthode est dite alors pompe-sonde [Abramczyk 05, Bonello 97, Profunser 04]. Avec cette technique, l'excitation des ondes acoustiques de volume se fait par le biais d'une impulsion laser de très courte durée appelée "pompe". Les ondes acoustiques sont générées directement dans la couche mince, avec des longueurs d'onde très inférieures à l'épaisseur de couche. Une partie de ces ondes est réfléchiée à l'interface couche-substrat pour ensuite être détectée à la surface de l'échantillon par une seconde impulsion laser, appelée "sonde", moins énergétique que la première. Le retard induit entre le faisceau pompe et le faisceau sonde permet de déterminer le temps de vol des ondes de volume à travers l'épaisseur de la couche, et donc de remonter à certaines caractéristiques de cette dernière : la vitesse de l'onde longitudinale si l'épaisseur est connue ou à l'épaisseur si la vitesse est connue.

Le schéma de principe de cette méthode est présenté à la figure 1-5. En pratique, les faisceaux pompe et sonde proviennent d'une même impulsion laser. Un cube séparateur est utilisé afin de séparer en deux parties le faisceau d'origine. Afin d'obtenir des impulsions de très courte durée, l'utilisation de lasers femtosecondes est souvent privilégiée. Le faisceau pompe est rapidement focalisé sur la surface de l'échantillon à l'aide d'une lentille, alors que le faisceau sonde passe par une ligne à retard. De cette manière, le retard appliqué au faisceau sonde est totalement maîtrisé. L'intensité du faisceau sonde réfléchi est finalement mesurée par un photodétecteur, pour différentes valeurs de retard entre les faisceaux pompe et sonde.

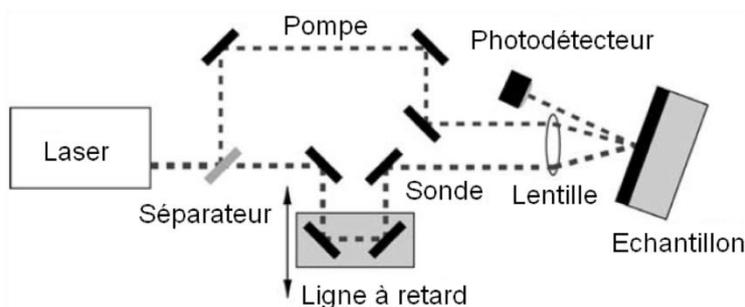


Figure 1-5 : Schéma du principe de la méthode Pompe-Sonde [Profunser 04]

Cette méthode a l'avantage d'être sans contact et non destructrice, mais nécessite la connaissance préalable de certaines caractéristiques de la structure étudiée, comme la vitesse de l'onde longitudinale dans le matériau de la couche par exemple. De plus, la mise en œuvre d'un laser impulsif femtoseconde n'est pas toujours aisée dans certains cas, en termes de coût et d'encombrement notamment.

c) Méthode point source/point récepteur

Pour cette méthode, deux lasers sont nécessaires. Le premier est un laser impulsionnel permettant de générer les ondes acoustiques dans la structure couche sur substrat. Le second est en général un laser continu, intégré dans un système d'interférométrie. Ce dernier permet de mesurer, au point où il est focalisé, le déplacement normal dû au passage de l'onde acoustique à la surface de l'échantillon [Jenot 03].

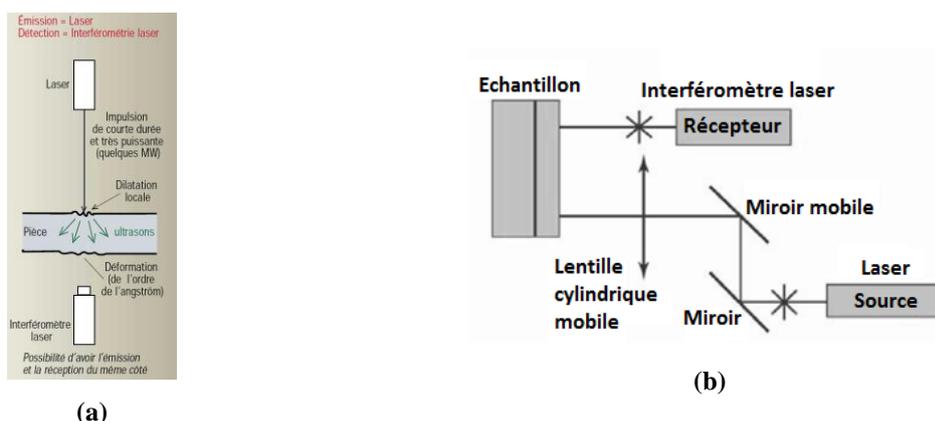


Figure 1-6: Méthode de contrôle sans contact par Ultrasons-laser (a) [Zani 01]
Schéma de principe de la méthode point source/point récepteur (b) [Reverdy 02]

Cette méthode permet de générer aussi bien des ondes de surface, comme par exemple les ondes de Rayleigh, que des ondes de volume. La méthode consiste à enregistrer et étudier les signaux temporels au niveau du détecteur, pour une ou plusieurs configurations d'émission et de réception, afin d'obtenir avec précision les temps d'arrivée des différentes ondes acoustiques générées ainsi que ceux de leurs réflexions. Après l'identification du trajet de chaque onde et de chaque réflexion dans la structure, les vitesses ou les distances de parcours peuvent être obtenues, permettant à nouveau la mesure soit de l'épaisseur de la couche, soit des caractéristiques élastiques [Fourez 13].

La signature acoustique ou technique $V(z)$

La signature acoustique permet deux approches complémentaires, soit un balayage en xy de l'échantillon qui constitue le mode imagerie [Clair 99], soit des mesures locales qui donnent des informations quantitatives sur les propriétés mécaniques au moyen d'une méthode acoustique appelée $V(z)$ [Lematre 02]. C'est cette dernière que nous présentons ci-après.

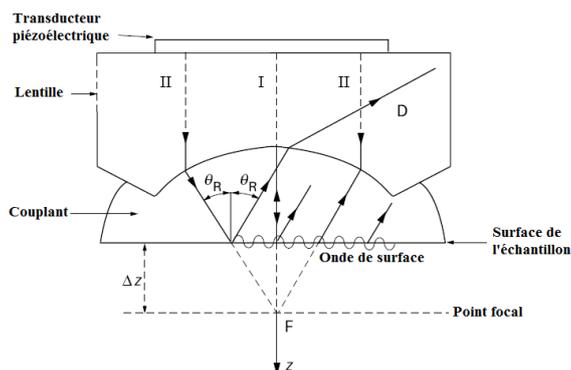


Figure 1-7: Schéma de principe de la méthode $V(z)$

Comme le montre la figure 1-7, un microscope acoustique, dans son principe de base, est constitué d'un transducteur piézoélectrique et d'une lentille acoustique. Le transducteur permet la génération des ondes acoustiques et la lentille permet leur focalisation en un point de l'échantillon. Un milieu de couplage (en général de l'eau) est nécessaire pour réaliser la transmission des ondes acoustiques entre la lentille et l'échantillon testé. La méthode $V(z)$ consiste à enregistrer la tension électrique V aux bornes du transducteur en fonction de la profondeur de défocalisation z du faisceau acoustique dans l'échantillon. Le signal $V(z)$ obtenu, tension de sortie du capteur piézoélectrique dont l'évolution dépend des propriétés élastiques du matériau sondé, s'appelle aussi "signature acoustique du matériau", et rend possible la caractérisation du matériau. Un exemple de courbe $V(z)$ est donné à la figure 1-8 pour une structure couche sur substrat.

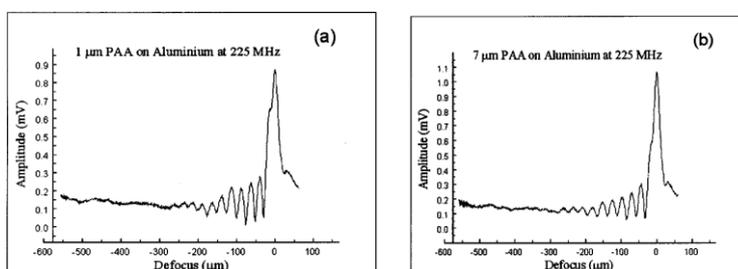


Figure 1-8 : Exemple de courbes $V(z)$ pour différentes épaisseur de couche de PAA² sur un substrat d'aluminium pour $f = 225$ MHz (a) $1\mu\text{m}$ (b) $7\mu\text{m}$ [Zinin 99]

La signature acoustique est le résultat de l'interférence due à la différence de marche entre le faisceau réfléchi suivant l'axe de la lentille à la surface de l'échantillon et le faisceau provenant de la réémission de l'onde de surface et réfracté parallèlement à ce même axe. Ce signal est composé d'une succession de maxima et de minima lorsque l'échantillon est déplacé suivant l'axe z . La périodicité de ces oscillations Δz de la courbe donne une information sur la vitesse de l'onde de Rayleigh à partir des équations suivantes :

² PAA : phosphoric acid-anodized (anodisé par l'acide phosphorique)

$$\Delta z = \frac{\lambda_c}{2(1 - \cos \theta_R)}, \quad (\text{Eq 1.1})$$

$$V_R = \frac{v_0}{\sin \theta_R} = \frac{v_0}{\sqrt{1 - \left(1 - \frac{v_0}{2 \cdot f \cdot \Delta z}\right)^2}}. \quad (\text{Eq 1.2})$$

où λ_c est la longueur d'onde dans le liquide de couplage, θ_R est l'angle de Rayleigh, v_0 est la vitesse de propagation de l'onde acoustique dans le couplant f la fréquence de l'onde et V_R la vitesse de l'onde de Rayleigh.

Connaissant la vitesse de propagation de l'onde de Rayleigh V_R et la vitesse de propagation de l'onde longitudinale v_L , nous pouvons déterminer la vitesse de propagation de l'onde transversale v_T en inversant la relation approximative suivante :

$$V_R = v_T \cdot \frac{0,715 - \left(\frac{v_T}{v_L}\right)^2}{\sqrt{0,75 - \left(\frac{v_T}{v_L}\right)^2}} \quad (\text{Eq 1.3})$$

Sous certaines conditions, nous pouvons obtenir les constantes d'élasticité caractéristiques telles que le module d'Young, le coefficient de Poisson ainsi que les modules de cisaillement et de compressibilité à partir du calcul des vitesses de propagation dans le matériau. Leurs expressions respectives sont les suivantes [Attal 81] :

Module d'Young :

$$E = \rho v_T^2 \cdot \frac{3v_L^2 - 4v_T^2}{v_L^2 - v_T^2}, \quad (\text{Eq 1.4})$$

Module de cisaillement :

$$G = \rho v_T^2, \quad (\text{Eq 1.5})$$

Module de compressibilité :

$$K = \frac{\rho}{3} \cdot (3v_L^2 - 4v_T^2), \quad (\text{Eq 1.6})$$

Coefficient de Poisson :

$$\nu = \frac{v_L^2 - 2v_T^2}{2(v_L^2 - v_T^2)}. \quad (\text{Eq 1.7})$$

L'avantage de la signature acoustique réside dans la possibilité de cartographier les coefficients élastiques là où la nano-indentation délivre les mesures qu'en un nombre limité de points. Toutefois, cette méthode nécessite de travailler dans l'eau.

Capteurs à coin et à peigne

Pour générer des ondes acoustiques de surface, il est possible d'employer un élément piézoélectrique déposé sur un prisme avec sur sa face inclinée. Ce type de dispositif est communément appelé capteur à coin [Kino 85]. Le principe de conversion est utilisé pour obtenir à partir d'une onde de volume, une

onde de surface en tenant compte des lois de réfraction de Snell-Descartes. Le prisme est orienté d'un angle θ_R de telle manière que la composante horizontale du vecteur d'onde des ondes de volume soit égale au vecteur d'onde de l'onde de surface du matériau sous-jacent. Cette condition étant vérifiée, il se produit une conversion de l'onde de volume en onde de surface (figure 1-10(a)).

Une deuxième méthode pour exciter les ondes de Rayleigh consiste en l'utilisation d'une structure en forme de peigne. Comme pour le capteur à coin un élément piézoélectrique excite des ondes de volume qui sont converties en ondes de surface au travers d'un réseau périodique (alternance de saillies et de fentes de largeur $\lambda_R/2$). Ce type de transducteur est capable d'exciter l'onde de Rayleigh très efficacement en le posant à la surface d'un échantillon de n'importe quel matériau. Il génère un ensemble périodique de perturbations en mode normal à la surface du solide ; la seule condition étant que la périodicité spatiale du peigne doit être égale à la longueur d'onde λ_R de l'onde de Rayleigh [Rose 98] (figure 1-10(b)). Il est bien évident que ce type de structure ne permet pas de générer des ondes de surface en hautes fréquences car les petites longueurs d'onde exigeraient des rainures bien trop petites pour être réalisées.

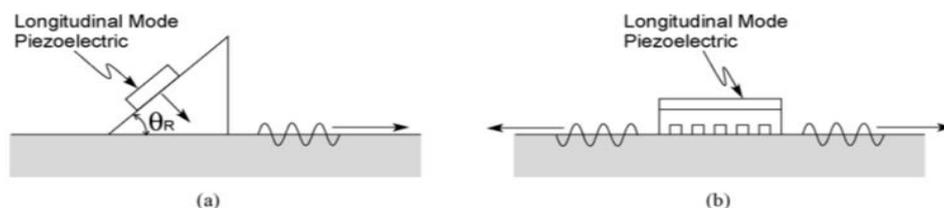


Figure 1-10 : Méthodes de génération de l'onde de Rayleigh à aide de capteurs à coins (a) et à peigne (b) [Na 08]

Différentes caractérisations ont pu être réalisées avec ces types de capteurs [Duquennoy 06]. Toutefois, l'inconvénient de ce type de capteurs est lié aux problèmes de pertes rencontrés habituellement en haute fréquence. Ils sont donc généralement limités à 10 MHz, ce qui ne permet pas d'avoir des longueurs d'onde suffisamment petites pour caractériser les couches minces.

Conclusion

Ces différentes techniques présentent donc quelques limitations et ne sont pas adaptées pour les échantillons que nous avons à caractériser (couches fragiles et transparentes, sensibilité à la température, à l'eau, couches d'épaisseur très faibles (100 nm à quelques micromètres), etc. La méthode ultrasonore non destructive alternative que nous proposons permet potentiellement d'avoir des estimations précises sur les caractéristiques de la couche et du substrat (épaisseur, constantes élastiques) et peut s'adapter à différents types matériaux.

Notons que pour notre étude nous allons exploiter la dispersion des ondes de surface de type Rayleigh sur les matériaux de type couche mince sur substrat. En effet, l'énergie des ondes de Rayleigh est

localisée à la surface du matériau et compte tenu des épaisseurs des matériaux à caractériser comprises entre 100 nm et 2,6 μm , il est nécessaire de travailler en hautes fréquences (de 20 à 125 MHz). Afin de couvrir cette gamme de fréquences, l'emploi de capteurs IDT larges bandes capables de générer des ondes de surface de type Rayleigh sera privilégié pour une estimation précise des vitesses de phase sur cette large bande de fréquences. Avant de présenter en détail cette méthode, il convient d'abord de résoudre l'équation de propagation pour l'onde de Rayleigh sur un substrat anisotrope et piézoélectrique.

1.3 Résolution de l'équation de propagation pour l'onde de Rayleigh sur un substrat anisotrope et piézoélectrique

Considérons un substrat piézoélectrique, le couplage entre le champ élastique et le champ électromagnétique introduit des termes électriques dans le développement de la dynamique (Newton) et des termes mécaniques dans le développement des équations de Maxwell. La solution analytique traduisant la propagation des ondes dans ce substrat ne peut en principe être traitée qu'en résolvant simultanément ces équations couplées [Royer 96].

Dans le cas quasi-statique, les équations de Maxwell sont données par [Campbell 98] :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0, \quad \text{Eq 1-8}$$

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}\Phi. \quad \text{Eq 1-9}$$

Φ est le potentiel scalaire électrique. En considérant que la densité de charge réelle en surface est égale à 0, l'équation de mouvement de Newton est :

$$\frac{\partial T_{IJ}}{\partial x_J} - \rho \frac{\partial^2 u_I}{\partial t^2} = 0. \quad \text{Eq 1-10}$$

Le tenseur des contraintes et le déplacement électrique s'écrivent :

$$T_{IJ} = C_{IJKL}^E e_{KL} - \epsilon_{KIJ} E_K, \quad \text{Eq 1-11}$$

$$D_J = \epsilon_{JKL} e_{KL} + \epsilon_{JK}^e E_K. \quad \text{Eq 1-12}$$

Les déformations sont définies par :

$$e_{KL} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_L}{\partial x_K} + \frac{\partial u_K}{\partial x_L} \right). \quad \text{Eq 1-13}$$

Les équations 1-9 et 1-13 injectées dans les équations 1-11 et 1-12 donnent :

$$T_{IJ} = C_{IJKL}^{\mathbb{E}} \frac{\partial u_L}{\partial x_K} + \epsilon_{KIJ} \frac{\partial \phi}{\partial x_K}, \quad \text{Eq 1-14}$$

$$D_J = \epsilon_{JKL} \frac{\partial u_L}{\partial x_K} - \epsilon_{JK}^e \frac{\partial \phi}{\partial x_K}. \quad \text{Eq 1-15}$$

En réinjectant la nouvelle expression de la contrainte (équation 1-14) dans l'équation de Newton (équation 1-10) nous obtenons :

$$\rho \frac{\partial^2 u_I}{\partial t^2} = \epsilon_{KIJ} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_J \partial x_K} + C_{IJKL}^{\mathbb{E}} \frac{\partial^2 u_L}{\partial x_J \partial x_K}. \quad \text{Eq 1-16}$$

De plus, \vec{D} doit satisfaire l'équation de Poisson pour un corps isolant :

$$\text{div} \vec{D} = 0, \quad \text{soit} \quad \frac{\partial D_I}{\partial x_I} = 0. \quad \text{Eq 1-17}$$

L'équation 1-15 et l'équation 1-17 donnent :

$$\epsilon_{JK}^e \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_J \partial x_K} - \epsilon_{JKL} \frac{\partial^2 u_L}{\partial x_J \partial x_K} = 0. \quad \text{Eq 1-18}$$

Les équations 1-16 et 1-18 donnent 4 équations qui relient les quantités u_1 , u_2 , u_3 et ϕ . Le mouvement de l'onde est déterminé si les conditions aux limites appropriées sont spécifiées.

Dans le cas du solide piézoélectrique, les solutions de ces équations sont complexes, elles sont généralement résolues numériquement.

Cas d'une onde plane dans un milieu infini :

On cherche les solutions sous la forme d'ondes planes progressives qui se propagent à la vitesse de phase V selon la direction définie par le vecteur unitaire \vec{n} (n_1, n_2, n_3). L'expression de la solution particulière est donc de la forme :

$$\left\{ \begin{array}{l} u_I = u_I^0 f\left(t - \frac{n_J x_J}{V}\right) \\ \phi = \phi_0 f\left(t - \frac{n_J x_J}{V}\right) \end{array} \right\}, \quad J=1, 2, 3. \quad \text{Eq 1-19}$$

En substituant l'expression (équation 1-19) dans les équations 1-16 et 1-18, on obtient les équations suivantes :

$$\rho V^2 u_I^0 = C_{IJKL}^E n_J n_K u_L^0 + \epsilon_{KIJ} n_K n_J \phi_0, \quad \text{Eq 1-20}$$

$$(\epsilon_{JKL} u_L^0 - \epsilon_{JK}^e \phi_0) n_J n_K = 0. \quad \text{Eq 1-21}$$

En éliminant le potentiel électrique, il s'en suit :

$$\rho V^2 u_I^0 = \left(\Gamma_{IL} + \frac{\gamma_I \gamma_L}{\epsilon} \right) u_L^0, \quad \text{Eq 1-22}$$

Avec :

- $\Gamma_{IL} = C_{IJKL}^E n_J n_K$ la composante du tenseur dit de Christoffel,
- $\gamma_I = \epsilon_{KIJ} n_K n_J$ et $\epsilon = \epsilon_{JK}^e n_J n_K$.

En régime d'ondes planes, les solutions de l'équation de propagation ont donc pour vitesse de phase (respectivement polarisation) les valeurs propres (respectivement vecteurs propres) du tenseur $(\overline{\Gamma}_{IL} = \Gamma_{IL} + \frac{\gamma_I \gamma_L}{\epsilon})$.

Afin de déterminer les caractéristiques de l'onde de surface, nous allons également prendre en compte le fait que nous sommes en présence d'ondes progressives qui se propagent suivant X_I et qui s'atténuent de façon exponentielle suivant X_3 (figure 1-11). Les composantes du déplacement et le potentiel peuvent dès lors s'écrire [Dieulesaint 74] :

$$\left\{ \begin{array}{l} u_I = u_I^0 e^{j\omega(t - \frac{n_L x_L}{V})} \\ \phi = \phi_0 e^{j\omega(t - \frac{n_L x_L}{V})} \end{array} \right\}. \quad \text{Eq 1-23}$$

u_I^0 et ϕ_0 sont respectivement les amplitudes du déplacement mécanique et du potentiel électrique. V correspond à la vitesse de propagation et n_L les cosinus directeurs des modes propres.

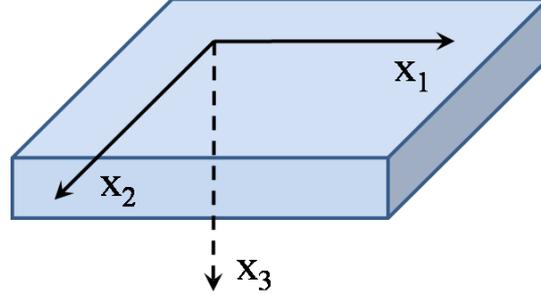


Figure 1-11 : Repère de base pour la propagation

En substituant l'expression (équation 1-23) dans les équations 1-16 et 1-18, on obtient les équations 1-20 et 1-21 qui en notation matricielle peuvent s'écrire de la façon suivante :

$$\begin{pmatrix} \Gamma_{11} - \rho V^2 & \Gamma_{12} & \Gamma_{13} & \gamma_1 \\ \Gamma_{12} & \Gamma_{22} - \rho V^2 & \Gamma_{23} & \gamma_2 \\ \Gamma_{13} & \Gamma_{23} & \Gamma_{33} - \rho V^2 & \gamma_3 \\ \gamma_1 & \gamma_2 & \gamma_3 & -\varepsilon \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_1^0 \\ u_2^0 \\ u_3^0 \\ \phi_0 \end{pmatrix} = 0. \quad \text{Eq 1-24}$$

La vitesse V étant considérée comme un paramètre à déterminer, la condition de compatibilité de ce système de quatre équations à quatre inconnues est une équation du huitième degré en $n_3=q$ dont les coefficients sont réels. Les seules racines acceptables sont les 4 racines à partie imaginaire négative. Pour chacune de ces racines, $n_3^r = q_r$ (avec $r = 1, 2, 3, 4$) nous avons un vecteur déplacement $u_i^{\circ(r)}$ et le potentiel $\phi_0^{(r)}$.

La solution générale est une combinaison linéaire de ces quatre ondes élémentaires de même vitesse V :

$$u_i = \left(\sum_{r=1}^{r=4} A_r u_i^{\circ(r)} e^{-\chi_r x_3} \right) e^{j\omega(t - \frac{x_1}{V})}, \quad \text{avec } \chi_r = j \frac{\omega}{V} q_r. \quad \text{Eq 1-25}$$

$$\phi = \left(\sum_{r=1}^{r=4} A_r \phi_0^{(r)} e^{-\chi_r x_3} \right) e^{j\omega(t - \frac{x_1}{V})}. \quad \text{Eq 1-26}$$

La vitesse V et les coefficients A_r sont obtenus à partir des conditions aux limites mécaniques et électriques à la surface libre $x_3 = 0$. Etudions l'influence des conditions aux limites électriques sur la propagation des ondes de surface :

- La tension mécanique sur la surface libre $x_3 = 0$, doit être nulle, nous avons donc :

$$T_{I3} = C_{I3KL}^{\mathbb{E}} \frac{\partial u_K}{\partial x_L} + \epsilon_{KI3} \frac{\partial \phi}{\partial x_K} = 0, \quad \text{pour } x_3 = 0 \text{ et } I = 1, 2, 3. \quad \text{Eq 1-27}$$

On remplace les expressions du déplacement et du potentiel électrique de l'onde de surface et on obtient le système de trois équations à quatre inconnues A_r :

$$\sum_{r=1}^{r=4} A_r T_{I3}^{(r)} = 0, \quad \text{Eq 1-28}$$

$$\text{Avec : } T_{I3}^{(r)} = C_{I3KL}^{\mathbb{E}} u_K^{(r)} n_L^{(r)} + e_{KI3} \phi_0^{(r)} n_K^{(r)}.$$

- La continuité du potentiel électrique et de la composante normale de l'induction à la surface libre $x_3 = 0$ est imposée par les conditions aux limites électriques :

$$D_3 = \epsilon_{3KL} \frac{\partial u_K}{\partial x_L} - \epsilon_{3L}^e \frac{\partial \phi}{\partial x_L}. \quad \text{Eq 1-29}$$

De la même façon, on remplace les expressions du déplacement (équation 1-25) et du potentiel électrique de l'onde de surface (équation 1-26) :

$$D_3(0) = \sum_{r=1}^{r=4} A_r D_3^{(r)} e^{j\omega(t - \frac{x_1}{V})}, \quad \text{Eq 1-30}$$

$$\text{Avec, } D_3^{(r)} = \frac{j\omega}{V} (\epsilon_{3L} \phi_0^{(r)} n_L^{(r)} - \epsilon_{3KL} u_K^{(r)} n_L^{(r)}).$$

Le potentiel électrique à la surface ($x_3 = 0$) se déduit directement de l'équation Eq 1-26 :

$$\phi(0) = \sum_{r=1}^{r=4} A_r \phi_0^{(r)} e^{j\omega(t - \frac{x_1}{V})} \quad \text{Eq 1-31}$$

Le système de trois équations obtenu à l'équation 1-28 permet de déterminer trois inconnues A_r en fonction de la quatrième ne laissant ainsi qu'un seul facteur d'amplitude indéterminé. La composante D_3 de l'induction ainsi que le potentiel électrique ϕ définis à la surface libre par une combinaison linéaire des coefficients A_r ne sont pas indépendants mais proportionnels à un seul de ces coefficients. Pour un potentiel électrique ϕ donné, nous obtenons donc une valeur fixe de la composante D_3 de l'induction. En définitive, à partir de ces conditions aux limites, nous déterminons le rapport,

indépendant des facteurs d'amplitude A_r , entre ϕ et D_3 . Celui-ci définit une impédance de surface Z_S [Ingebrigtsen 69] :

$$\frac{\phi(0)}{D_3(0)} = j \frac{V^2}{\omega} Z_S \quad \text{Eq 1-32}$$

Cette relation peut se mettre sous la forme suivante :

$$\sum_{r=1}^{r=4} A_r \left[\phi_0^{(r)} - j \frac{V^2}{\omega} Z_S D_3^{(r)} \right] = 0 \quad \text{Eq 1-33}$$

On ajoute cette équation à celles que l'on a définies par (équation 1-28). Dès lors nous obtenons un système linéaire homogène dont la condition de compatibilité se présente comme suit :

$$\begin{vmatrix} T_{13}^{(1)} & T_{13}^{(2)} & T_{13}^{(3)} & T_{13}^{(4)} \\ T_{33}^{(1)} & T_{33}^{(2)} & T_{33}^{(3)} & T_{33}^{(4)} \\ T_{23}^{(1)} & T_{23}^{(2)} & T_{23}^{(3)} & T_{23}^{(4)} \\ \phi_0^{(1)} - j \frac{V^2}{\omega} Z_S D_3^{(1)} & \phi_0^{(2)} - j \frac{V^2}{\omega} Z_S D_3^{(2)} & \phi_0^{(3)} - j \frac{V^2}{\omega} Z_S D_3^{(3)} & \phi_0^{(4)} - j \frac{V^2}{\omega} Z_S D_3^{(4)} \end{vmatrix} \begin{Bmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \\ A_4 \end{Bmatrix} = 0$$

Eq 1-34

Ces différentes équations intervenant dans la recherche d'onde de surface ne peuvent être résolues analytiquement que sous certaines configurations.

Détermination de la vitesse de l'onde de Rayleigh :

Si on développe la condition de compatibilité des conditions aux limites suivant la quatrième ligne (équation 1-34), elle s'écrira alors comme étant la somme de deux déterminants (Δ_1 et Δ_2 sont des déterminants 3x3 obtenus) :

$$\Delta_1(V_R) + V_R Z_S \Delta_2(V_R) = 0 \quad \text{Eq 1-35}$$

Si le milieu adjacent est le vide ($V_R = V_0$), l'impédance caractéristique du vide est donc donnée par :

$$Z_S = \frac{j}{\varepsilon_0 V_0} \quad \text{Eq 1-36}$$

La vitesse de propagation de l'onde Rayleigh V_R est alors déterminée par l'équation suivante :

$$\Delta_1(V_R) + \frac{j}{\varepsilon_0} \Delta_2(V_R) = 0 \quad \text{Eq 1-37}$$

Si la surface est recouverte d'un film métallique très mince (court-circuit), le potentiel est porté à zéro. Cela impliquera une impédance caractéristique nulle et la vitesse de propagation ($V = V_\infty$).

La vitesse de propagation de l'onde Rayleigh V_R est alors déterminée par l'équation suivante :

$$\Delta_1(V_R) = 0 \quad \text{Eq 1-38}$$

Coefficient de couplage électromécanique :

En ayant V_∞ et V_0 , on peut définir le coefficient de couplage électromécanique en ondes de surface par cette relation [Campbell 70 ; Ingebrigtsen 69] :

$$K^2 = \frac{2(V_0 - V_\infty)}{V_0} \quad \text{Eq 1-39}$$

Ce coefficient caractérise l'aptitude d'un matériau piézoélectrique à transformer un signal électrique en une onde élastique de surface et inversement. Il est donc nécessaire de choisir un matériau présentant une valeur élevée pour ce coefficient.

Nous venons donc de définir les équations de propagation pour l'onde de Rayleigh sur un substrat anisotrope et piézoélectrique. Une fois ces ondes sont générées, elles sont transmises dans la couche à tester, il est donc nécessaire d'étudier la propagation des ondes de Rayleigh dans les structures à couche afin de comprendre comment à partir des caractéristiques de l'onde dans la couche nous arrivons à déterminer les propriétés de la couche.

1.4 Propagation des ondes de Rayleigh dans les structures à couche

Pour le cas d'un matériau isotrope, les composantes longitudinale et transversale du déplacement engendré par les ondes de surface de type Rayleigh sont contenues dans le plan sagittal (défini par la normale à la surface et le vecteur d'onde) et sont déphasées de $\pi/2$, expliquant ainsi la polarisation elliptique présentée par l'onde de Rayleigh. Le déplacement engendré par cette onde décroît de façon exponentielle en fonction de la profondeur pour atteindre une valeur négligeable à partir d'une longueur d'onde en dessous de la surface. Nous allons voir dans cette partie, les effets mécaniques sur la propagation des ondes de surface dus à la présence d'une couche déposée sur un substrat. En effet,

le dépôt d'une telle couche sur la surface d'un substrat semi infini conduit à l'inhomogénéité du milieu de propagation qui rend dispersive la propagation des ondes de surface dans une telle structure.

1.4.1 Equation de propagation et conditions aux limites

Le système de coordonnées utilisé est illustré à la figure 1-12. L'interface entre la couche et le substrat se trouve en $z = 0$ et la surface libre en $z = h$. Dans cette partie, la couche et le substrat sont considérés isotropes et homogènes, ce qui correspond aux structures qui seront analysées dans le cadre de cette étude.

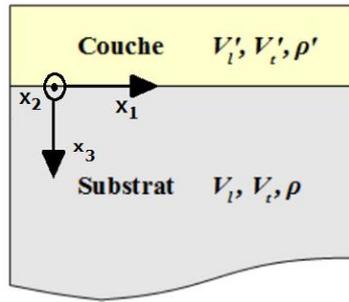


Figure 1-12 : Système de coordonnées dans le cas de la propagation des ondes de surface dans les couches minces.

1.4.1.1 Solutions de l'équation de propagation

Pour un Solide isotrope non-piézoélectrique de volume V qui est localement en mouvement. L'équation élastodynamique en négligeant les forces s'exerçant sur le volume est :

$$\rho \frac{\partial^2 u_I}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{IJ}}{\partial x_I} \quad \text{Eq 1-40}$$

En y introduisant la loi de Hooke ($T_{IJ} = C_{IJKL} \frac{\partial u_L}{\partial x_K}$), on obtient l'équation de mouvement :

$$\rho \frac{\partial^2 u_I}{\partial t^2} = C_{IJKL} \frac{\partial^2 u_L}{\partial x_J \partial x_K} \quad \text{Eq 1-41}$$

En reprenant l'équation de propagation 1-41 les solutions pour les ondes acoustiques de surface peuvent se mettre sous la forme [Farnell 71] :

$$u_I = \alpha_I \cdot e^{i k b x_3} \cdot e^{i k (x_1 - vt)} \quad \text{Eq 1.42}$$

La propagation de l'onde s'effectue suivant x_1 avec une vitesse de phase v ($v = V_R$), elle correspond à la vitesse des ondes de surface de type Rayleigh et un vecteur d'onde \vec{k} parallèle à x_1 , b représente le

coefficient d'amortissement de l'onde suivant la profondeur de pénétration. Les coefficients α_i quant à eux donnent les amplitudes relatives aux différentes composantes de l'onde de surface. Chaque composante de l'équation 1-42 doit satisfaire les équations du mouvement (équation 1-41), on trouve la relation entre les différentes inconnues dans le milieu considéré :

$$\begin{pmatrix} \Gamma_{11} - \rho v^2 & 0 & \Gamma_{13} \\ 0 & \Gamma_{22} - \rho v^2 & 0 \\ \Gamma_{13} & 0 & \Gamma_{33} - \rho v^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \alpha_3 \end{pmatrix} = 0, \quad \text{Eq 1-43}$$

Avec :

$$\begin{cases} \Gamma_{11} = c_{44}b^2 + c_{11} \\ \Gamma_{22} = c_{44}(1 + b^2) \end{cases} \quad \begin{cases} \Gamma_{13} = (c_{11} - c_{44})b \\ \Gamma_{33} = c_{11}b^2 + c_{44} \end{cases}$$

La première remarque que l'on peut faire est que dans le plan sagittal, les déplacements u_1 et u_3 sont totalement découplés du déplacement u_2 dans l'équation de mouvement (équation 1-41). De manière à obtenir des solutions non-triviales, le déterminant de la matrice doit être égal à zéro, nous donnant l'équation séculaire suivante pour chaque milieu :

$$|\Gamma_{rs} - \delta_{rs}\rho v^2| = 0 \quad \text{Eq 1-44}$$

Avec :

- r, s = 1, 2, 3
- δ est le symbole de Kronecker
- $v = V_R$ est la vitesse des ondes de surface de type Rayleigh

Nous trouvons dès lors deux équations séparées :

$$\begin{cases} (c_{44}b^2 + c_{44} - \rho v^2)(c_{11}b^2 + c_{11} - \rho v^2) = 0 \\ c_{44}b^2 + c_{44} - \rho v^2 = 0 \end{cases} \quad \text{Eq 1-45}$$

Cela peut être considéré comme des équations algébriques dont l'inconnue est b pour une valeur donnée de v . Les racines de ces équations et les polarisations correspondantes pour les deux milieux sont [Farnell 71] :

Pour le déplacement transverse dans le substrat :

$$b_{(a)} = -i[1 - (v/v_t)^2]^{1/2}$$

Pour le déplacement transverse dans la couche :

$$b_{(1)} = i[1 - (v/v'_t)^2]^{1/2}$$

Pour le déplacement dans le plan sagittal dans le substrat :

$$b_{(c)} = -i[1 - (v/v_t)^2]^{1/2}$$

$$b_{(d)} = -i[1 - (v/v_l)^2]^{1/2}$$

Pour le déplacement dans le plan sagittal dans la couche :

$$b_{(2)} = i[1 - (v/v'_t)^2]^{1/2}$$

$$b_{(3)} = i[1 - (v/v'_l)^2]^{1/2}$$

$b_{(1)}$, $b_{(2)}$, $b_{(3)}$ sont relatifs à la couche et $b_{(a)}$, $b_{(c)}$, $b_{(d)}$ sont relatifs au substrat. $v_l = \sqrt{c_{11}/\rho}$ et $v'_l = \sqrt{c'_{11}/\rho'}$ sont les vitesses longitudinales respectivement dans le substrat et dans la couche tandis que $v_t = \sqrt{c_{44}/\rho}$ et $v'_t = \sqrt{c'_{44}/\rho'}$ correspondent aux vitesses des ondes transversales respectivement dans le substrat et dans la couche.

1.4.1.2 Conditions aux limites

Le déplacement des particules et les contraintes doivent être continus au niveau de l'interface entre les deux matériaux car le contact entre la couche déposée et le substrat est supposé parfait. La surface de la structure est, de plus, supposée libre de toute contrainte mécanique.

Les conditions aux limites s'écrivent :

Dans le plan transverse (suivant x_2) :

continuité du déplacement transverse à l'interface :

$$u_2 = u'_2 \quad \text{pour} \quad x_3 = 0$$

continuité de la contrainte transverse à l'interface :

$$T_{32} = T'_{32} \quad \text{pour} \quad x_3 = 0$$

suppression de la contrainte transverse à la surface libre de la couche :

$$T'_{32} = 0 \quad \text{pour} \quad x_3 = h$$

Dans le plan sagittal (x_1, x_3):

continuité du déplacement longitudinal à l'interface :

$$u_1 = u'_1 \quad \text{pour} \quad x_3 = 0$$

continuité du déplacement normal à l'interface :

$$u_3 = u'_3 \quad \text{pour} \quad x_3 = 0$$

continuité des contraintes à l'interface :

$$\begin{aligned} T_{31} &= T'_{31} \\ T_{33} &= T'_{33} \end{aligned} \quad \text{pour} \quad x_3 = 0$$

annulation des contraintes à la surface libre de la couche :

$$\begin{aligned} T'_{31} &= 0 \\ T'_{33} &= 0 \end{aligned} \quad \text{pour} \quad x_3 = h$$

Pour les ondes polarisées uniquement dans le plan sagittal, une fois que les différentes solutions trouvées précédemment sont injectées dans ces conditions aux limites, et après simplification des facteurs $\exp [ik(x_1 - vt)]$, nous obtenons six équations qui permettent de calculer dans le plan (x_1, x_3), le déplacement associé pour les milieux isotropes. Les solutions ainsi calculées correspondent aux ondes de surface appelées modes de type Rayleigh. L'ensemble des conditions aux limites dans la direction transverse (suivant x_2) et dans le plan sagittal conduisent à deux types de solutions indépendantes ; l'une ne contenant que les déplacements transverses correspond aux ondes de Love et celle comportant les déplacements dans le plan sagittal correspond aux modes de type Rayleigh. Par la suite, seules ces dernières ondes seront considérées.

1.4.1.3 Relations de dispersion pour les modes de Rayleigh

Pour modes de type Rayleigh, toujours dans le cas isotrope, seuls les déplacements mécaniques dans le plan sagittal sont concernés. Les solutions calculées dans ce plan ainsi que les équations basées sur les conditions aux limites conduisent à un ensemble de six équations dont les solutions non triviales sont obtenues en annulant le déterminant suivant [Farnell 71] :

$$\begin{vmatrix} b_{(2)} & -1 & -b_{(2)} & -1 & -b_{(c)} & 1 \\ -1 & -b_{(3)} & -1 & b_{(3)} & 1 & b_{(d)} \\ 1 - b_{(2)}^2 & 2b_{(3)} & 1 - b_{(2)}^2 & -2b_{(3)} & -r(1 - b_{(c)}^2) & -2rb_{(d)} \\ 2b_{(2)} & -(1 - b_{(2)}^2) & -2b_{(2)} & -(1 - b_{(2)}^2) & -2rb_{(c)} & r(1 - b_{(c)}^2) \\ (1 - b_{(2)}^2)ikb_{(2)}h & 2ikb_{(3)}^2h & -(1 - b_{(2)}^2)ikb_{(2)}h & 2ikb_{(3)}^2h & r(1 - b_{(c)}^2) & 2rb_{(d)} \\ 2ikb_{(2)}^2h & -(1 - b_{(2)}^2)ikb_{(3)}h & 2ikb_{(2)}^2h & (1 - b_{(2)}^2)ikb_{(3)}h & 2rb_{(c)} & -r(1 - b_{(c)}^2) \end{vmatrix} = 0,$$

avec $r = c_{44}/c'_{44}$

Eq 1-46

Si k tend vers zéro (basse fréquence), les termes en k des deux dernières lignes disparaissent et le déterminant devient nul lorsque le sous-déterminant 2×2 dans le coin inférieur droit devient nul également, c'est-à-dire :

$$(1 - b_{(c)}^2)^2 + 4b_{(c)}b_{(d)} = 0 \quad \text{Eq 1-47}$$

Nous reconnaissons ici l'équation donnant la vitesse de propagation des ondes de Rayleigh, non dispersives, dans un milieu semi-infini (sans couche) [Viktorov 67]. Ce résultat s'explique par le fait que lorsque la fréquence est très basse, la longueur d'onde devient très grande par rapport à l'épaisseur de la couche, ce qui rend négligeable l'influence de la couche sur la propagation de l'onde de surface puisque l'énergie élastique véhiculée par l'onde se trouve alors confinée essentiellement dans le substrat.

Il a été montré que l'équation résultant du déterminant peut s'écrire comme suit [Tiersten 69] :

$$F_0(v) + khF_1(v) + (kh)^2F_2(v) = 0, \quad \text{Eq 1-48}$$

Avec :

$$\begin{cases} F_0(v) = -4\alpha\beta + (2 - q^2)^2 \\ F_1(v) = rq^2[(r_v^2q^2 - c'^2)\beta + r_v^2q^2\alpha] \\ F_2(v) = r^2r_v^2q^2(c'^2 - r_v^2q^2)(1 - \alpha\beta) \end{cases} \quad \begin{cases} q = \frac{v}{v_t} \\ r_v = \frac{v_t}{v'_t} \\ \alpha = \sqrt{1 - (v/v_l)^2} \end{cases} \quad \begin{cases} \beta = \sqrt{1 - (v/v_t)^2} \\ c' = 2 \left[\frac{\lambda' + \mu'}{\lambda' + 2\mu'} \right]^{\frac{1}{2}} \end{cases}$$

Tiersten a également démontré que la pente de la courbe de dispersion relative à la vitesse de phase du premier mode de type Rayleigh est positive si [Tiersten 69] :

$$4 \left[1 - \left(\frac{v'_t}{v'_l} \right)^2 \right] v'_t > v_r^2 \left[1 + \left(\frac{1 - (v_r/v_l)^2}{1 - (v_r/v_t)^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad \text{Eq 1-49}$$

où v_r correspond à la vitesse de propagation du mode de type Rayleigh.

Après simplification il advient :

$$\left(\frac{v'_t}{v_t}\right) > \left(\frac{1 - V^2}{1 - V'^2}\right)^{\frac{1}{2}}, \tag{Eq 1-50}$$

avec $V = v_t/v_l$ et $V' = v'_t/v'_l$.

Nous remarquons que les limites extrêmes de l'élément de droite de l'équation 1-50 sont $\sqrt{2}$ et $1/\sqrt{2}$.

Sur la figure 1-13 est représentée une manière utile de classer des associations de matériaux en affichant les limites extrêmes de l'équation 1-50 en fonction des vitesses transversales. Le rapport des modules de cisaillement des deux matériaux est reporté sur l'axe des ordonnées et le rapport de leurs densités est placé sur l'axe des abscisses. Ainsi les limites extrêmes sont représentées par les droites $v'_t = \sqrt{2} \cdot v_t$ et $v'_t = v_t/\sqrt{2}$.

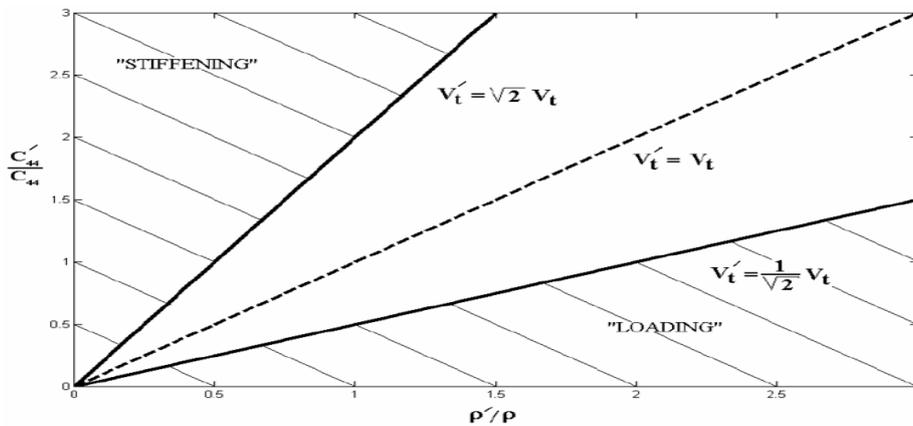


Figure 1-13 : conditions suffisantes pour les cas "stiffening" et "loading" pour les combinaisons de matériaux isotropes [Farnell 71]

Pour une association couche/substrat se trouvant au-dessus de la première limite ($v'_t = \sqrt{2} \cdot v_t$), la couche est dite "stiffening" car elle "raidit" le substrat. En effet, la présence de la couche augmente la vitesse de l'onde de surface au-delà de celle du substrat alors que dans le cas d'une association couche/substrat se trouvant en dessous de la limite ($v'_t = v_t/\sqrt{2}$), la couche est dite "loading" puisqu'elle "charge" le substrat. Dans ce cas, la vitesse de l'onde de surface sur le substrat seul est diminuée par la présence de la couche.

Enfin, si nous nous trouvons entre les deux limites, il est difficile de prévoir comment sera la pente de la courbe car celle-ci n'est pas strictement monotone.

1.4.2 Les différents modes de Rayleigh

1.4.2.1 Cas "stiffening"

Pour illustrer ce cas pour lequel on se trouve au dessus de la limite $v_t' = \sqrt{2} \cdot v_t$, cas "stiffening", nous avons pris comme combinaison de matériau une couche de silicium d'épaisseur 20 μm déposée sur un substrat d'acier. Les paramètres élastiques des matériaux utilisés sont les suivants :

Paramètres	Silicium	Acier
Vitesse longitudinale V_L (m/s)	8382	5859
Vitesse transversale V_T (m/s)	4705	3192
Coefficient de Poisson ν	0,27	0,29
Densité ρ (kg/m ³)	2300	7800

Tableau 1-1 : Paramètres élastiques du silicium et de l'acier

La combinaison silicium/acier satisfait l'inégalité précédente car le rapport des vitesses transversales est de $v_t'/v_t = 1,47 > \sqrt{2}$. Nous pouvons alors prédire la pente de la courbe de dispersion qui est, dans le cas étudié, positive. La vitesse de phase correspond à la vitesse de phase de l'onde de Rayleigh dans le matériau couche/substrat, elle croît de façon monotone.

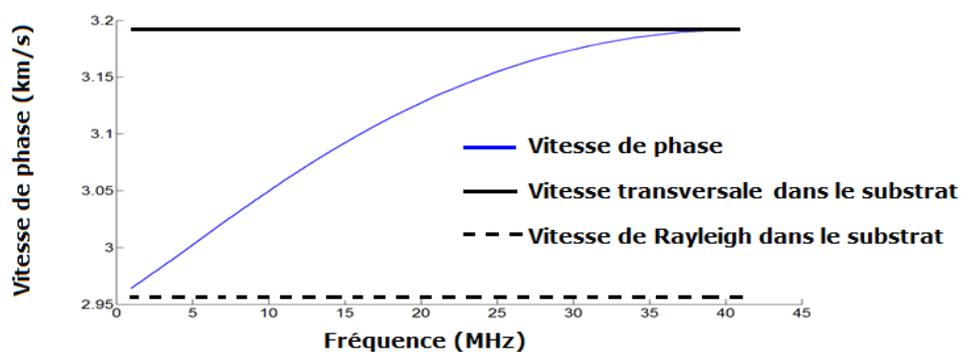


Figure 1-14 : Caractéristiques de dispersion de l'onde de Rayleigh dans un matériau de type couche sur substrat (couche de silicium (20 μm) sur un substrat d'acier)[Deboucq 12]

La figure 1-14 montre l'évolution de la vitesse de phase en fonction de la fréquence. Elle est caractéristique des combinaisons de matériaux respectant le cas « stiffening ». La courbe de dispersion commence à la vitesse de l'onde de Rayleigh du substrat et croît jusqu'à atteindre la vitesse transversale du substrat jusqu'à une certaine fréquence. Pour des fréquences plus grandes, ce mode de propagation n'existe plus. Il faut aussi noter que dans ce cas, un seul mode de Rayleigh peut se

propager jusqu'à une certaine fréquence. De plus, la vitesse de phase étant comprise entre la vitesse de l'onde de Rayleigh et la vitesse de l'onde transversale du substrat, la variation de cette vitesse n'est pas très importante. Pour la vitesse de groupe, son évolution suit dans un premier temps celle de la vitesse de phase. A partir d'une certaine fréquence, elle atteint son maximum puis décroît avec la fréquence jusqu'à se confondre avec la vitesse de phase.

1.4.2.2 Cas "loading"

Lorsque la combinaison couche/substrat se trouve en dessous de la limite $v_t' = v_t/\sqrt{2}$ la couche "charge" le substrat et la vitesse de phase des modes de type Rayleigh décroît lorsque la fréquence augmente. Nous allons prendre comme exemple le cas d'une couche isotrope d'acier de 20 μm déposée sur un substrat de silicium isotrope. Dans le cas isotrope, la vitesse transversale dans l'acier est de 3192 m.s^{-1} et celle du silicium est de 4705 m.s^{-1} , nous respectons ainsi les conditions et limites établies à la figure 1-13.

Pour le premier mode de type Rayleigh dit tout simplement mode de Rayleigh (figure 1-15), la courbe de dispersion possède une pente négative. Pour une fréquence nulle, la vitesse de ce mode est celle de l'onde de Rayleigh du silicium. La courbe représentant les vitesses décroît jusqu'à atteindre asymptotiquement la vitesse de l'onde de Rayleigh relative à l'acier. Ceci s'explique par le fait que plus la fréquence augmente, plus la longueur d'onde devient petite et la propagation de l'énergie élastique de l'onde de surface se concentre essentiellement dans la couche. A fréquence élevée, il n'y a aucune perturbation due à la présence du substrat. La vitesse de phase correspond à la vitesse de phase de l'onde de Rayleigh dans le matériau couche/substrat, elle décroît de façon monotone.

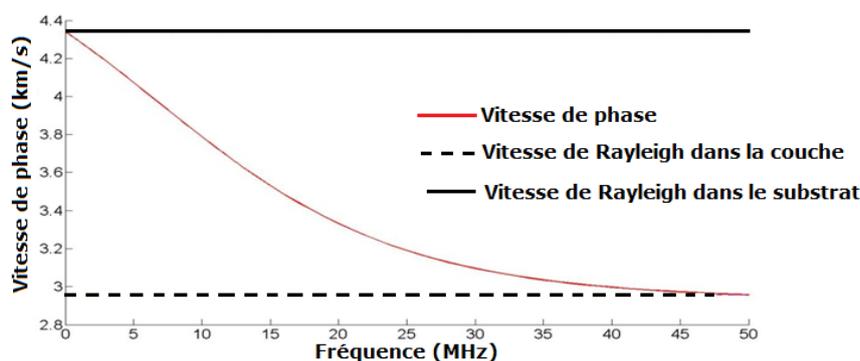


Figure 1-15 : Caractéristiques de dispersion de l'onde de Rayleigh dans un matériau de type couche sur substrat (couche de silicium (20 μm) sur un substrat d'acier)[Deboucq 12]

Il est assez facile de démontrer que lorsque $kh \rightarrow \infty$, les termes contenant kh deviennent prépondérants et qu'il suffit pour annuler le déterminant d'obtenir des sous déterminants 2x2 composés de ces termes égaux à zéro. On obtient donc [Farnell 71] :

$$(1 - b_{(2)}^2)^2 + 4b_{(2)}b_{(3)} = 0 \quad \text{Eq 1-51}$$

Cette équation est celle de l'onde de Rayleigh dans la couche.

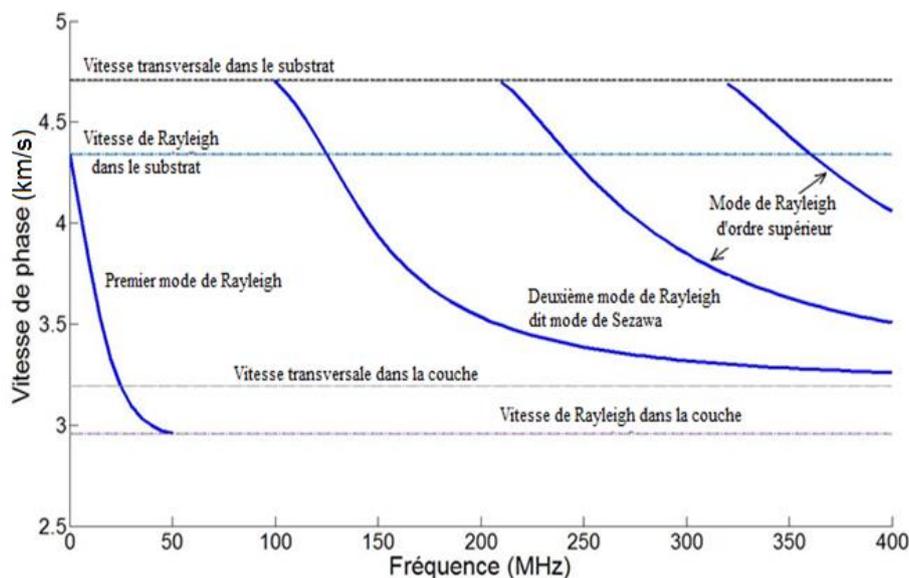


Figure 1-16 : Caractéristiques de dispersion de l'onde de Rayleigh dans un matériau de type couche sur substrat (couche de silicium (20 μm) sur un substrat d'acier) [Farnell 71];[Deboucq 12]

Une autre spécificité du cas $v_t' < v_t/\sqrt{2}$ est l'existence d'un nombre illimité de modes de type Rayleigh d'ordres supérieurs en plus du premier mode. Lorsque la fréquence augmente, nous voyons apparaître des modes dont le second est appelé mode de Sezawa (figure 1-16) et dont la décroissance suit celle du premier mode de Rayleigh. A la fréquence d'apparition de ces modes, la vitesse de phase est égale à la vitesse de l'onde transversale dans le substrat. D'après les suggestions de Satô [Satô 51] et plus tard de Tolstoy et Usdin [Tolstoy 53], les modes décrits par Sezawa [Sezawa 35] correspondent aux modes symétriques et antisymétriques des modes de plaques dont un côté est chargé par un substrat. Pour le cas étudié où la vitesse de l'onde transversale de la couche est sensiblement inférieure à celle du substrat, tous les modes supérieurs ont une asymptote en hautes fréquences égale à la vitesse de l'onde transversale dans la couche contrairement au premier mode dont la courbe de dispersion possède une asymptote égale à la vitesse de l'onde de Rayleigh dans la couche.

1.4.2.3 Cas intermédiaire

Lorsque les conditions précédentes ne sont pas remplies c.à.d. lorsque la vitesse des ondes transversales dans la couche est comprise entre $1/\sqrt{2}$ et $\sqrt{2}$ fois celle dans le substrat, nous ne pouvons pas prédire à l'avance la monotonie des courbes de dispersion. Dans le cas particulier où une onde de Stoneley peut se propager, pour les valeurs élevées de la fréquence, au niveau de l'interface

séparant les deux solides, les modes de Rayleigh relatifs au cas $v'_t < v_t$ à l'exception du premier ainsi que l'unique mode de Rayleigh dans le cas $v'_t > v_t$ présentent tous la même valeur asymptotique en hautes fréquences égale à la vitesse de Stoneley. C'est le cas par exemple du couple de matériaux aluminium – tungstène (figure 1-17). Pour les autres couples de matériaux interdisant l'existence de l'onde de Stoneley en hautes fréquences, la vitesse de propagation du premier mode de Rayleigh (dans le cas $v'_t < v_t$) ainsi que celle de l'unique mode de Rayleigh dans le cas $v'_t > v_t$ ne présentent pas de variation monotone avec la fréquence. Pour une fréquence proche de zéro, la vitesse se rapproche de celle de l'onde de Rayleigh du substrat et tend vers celle de la couche en hautes fréquences. C'est le cas par exemple du couple de matériaux aluminium – nickel (figure 1-18 et 1-19) [Farnell 71].

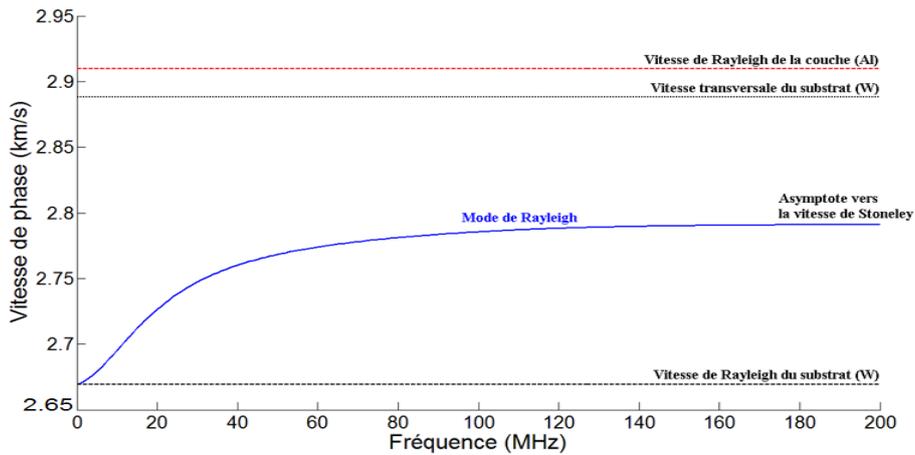


Figure 1-17 : Caractéristiques de dispersion de l'onde de Rayleigh dans un matériau de type couche sur substrat (couche d'aluminium (20 μm) sur un substrat de tungstène)

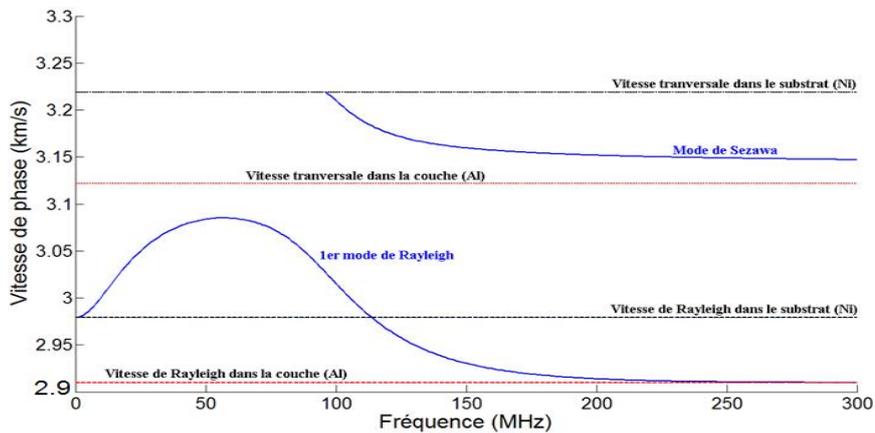


Figure 1-18 : Caractéristiques de dispersion de l'onde de Rayleigh dans un matériau de type couche sur substrat (couche d'aluminium (20 μm) sur un substrat de nickel)

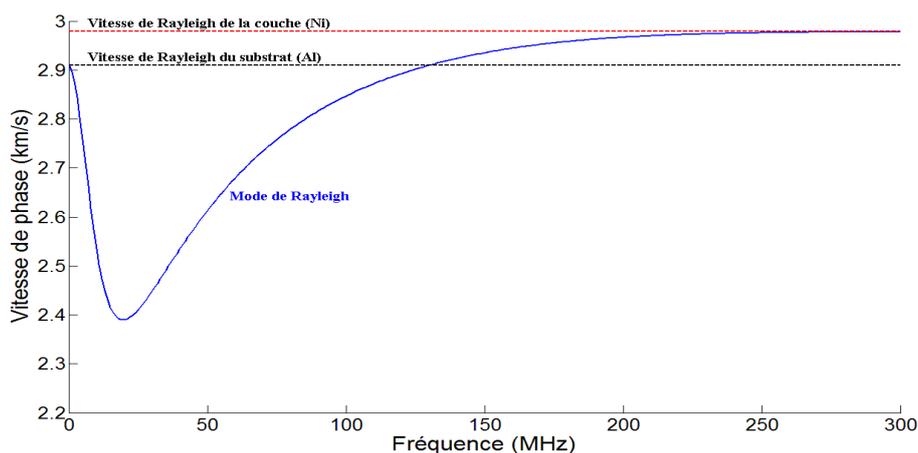


Figure 1-19 : Caractéristiques de dispersion de l'onde de Rayleigh dans un matériau de type couche sur substrat (couche de nickel (20 μm) sur un substrat d'aluminium)

Dans la suite nous allons nous intéresser aux capteurs IDT car nous avons choisi de développer et d'employer ce type de capteurs pour générer les ondes de surface sur une large gamme de fréquences.

1.5 Transducteurs interdigités

Un transducteur interdigité, ou IDT pour « Interdigital Transducer », est constitué de deux électrodes métalliques en forme de peignes, déposées sur un substrat piézoélectrique, qui s'entrecroisent avec une distance de recouvrement des doigts. C'est en 1965, que White et Voltmer [White 65] réalisent pour la première fois ce type de configuration pour la génération d'ondes de surface. Le développement des procédés technologiques de la microélectronique a permis de les optimiser et ainsi élargir les domaines d'applications (filtres RF et FI, capteurs, ligne de retard etc.) en augmentant notamment leurs performances.

1.5.1 Etat de l'art

L'utilisation des matériaux piézoélectriques s'est beaucoup répandue depuis la découverte de l'effet piézoélectrique par P. et J. Curie en 1880 [Curie 1880]. Aujourd'hui, ces matériaux sont présents dans de nombreuses applications notamment pour la réalisation de capteurs ou d'actionneurs du fait de leur capacité à convertir l'énergie mécanique en énergie électrique et inversement. Les matériaux piézoélectriques constituent donc une passerelle entre l'acoustique et l'électromagnétisme en permettant de convertir une onde électromagnétique en une onde acoustique et inversement. Toutefois, malgré la découverte de l'effet piézoélectrique par les frères Curie en 1880, l'utilisation de tels matériaux pour la conception de résonateurs piézoélectriques à ondes de volume (Bulk acoustic wave : BAW) ne commence que vers 1919 avec le premier SONAR (SOund NAVigation and Ranging) mis au point par Langevin [Morgan 98]. Au cours de cette même année Nicolson des laboratoires de la société Bell démontre qu'il est possible d'utiliser un résonateur à base de sel de Rochelle [Ballandras

08] (connu pour ses propriétés piézoélectriques) pour stabiliser un oscillateur électrique. Toutefois c'est véritablement en 1921 que Cady et Van Dyke [Ballandras 08] mettent au point un résonateur à ondes de volume à fort coefficient de qualité en utilisant un oscillateur à quartz (figure 1-17).

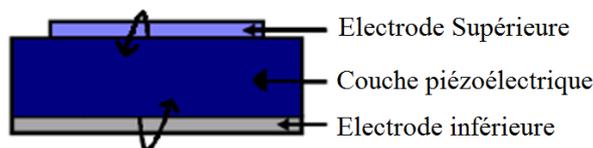


Figure 1-17 : Structure de base d'un résonateur BAW

La fin des années 1930 coïncidant avec le début de la Seconde Guerre mondiale va entraîner une multiplication des applications pour ce types de dispositifs notamment pour la réalisation de ligne de retard à ondes acoustiques, des liaisons sans fil et la détection radar. Entre temps Espenschied [Espenschied 31] de la société AT démontre dès 1931 qu'il est possible de maximiser la transmission autour de la fréquence centrale en utilisant des résonateurs à quartz comme éléments d'impédance dans des structures en cascade (figure 1-18).

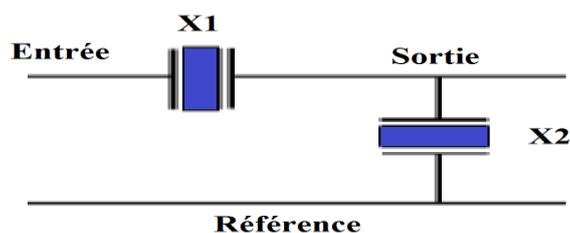


Figure 1-18 : Structure de base de filtres à élément d'impédance réalisés à l'aide de résonateurs

Dans les années 1950 et 1960, les fabricants vont imaginer d'autres solutions pour augmenter les gammes de fréquences des résonateurs en réduisant l'épaisseur des plaquettes pour atteindre quelques dizaines de micromètres. Ils feront toutefois face d'une part aux limites des procédés technologiques de réalisation des plaquettes fines existant à l'époque mais aussi, comme nous le verrons dans la suite, à l'apparition de dispositifs à ondes de surface peu coûteux, moins laborieux à concevoir et pouvant fonctionner à hautes fréquences avec des bandes de fréquences plus larges.

En 1982, Kurt E. Petersen [Petersen 82] publie un article où il met en évidence plusieurs méthodes de conceptions et les différentes structures réalisables par micro-usinage du silicium pour des applications dans le domaine des micro-systèmes mécaniques. Cette avancée dans les technologies de réalisation va relancer l'intérêt des fabricants industriels (TFR (Triquint), Agilent, Infineon, Philips) pour de nouveaux résonateurs composites beaucoup plus performants dès lors qu'il est possible de réaliser des plaquettes de très faibles épaisseurs et surtout de façon reproductible. Ainsi pour mieux confiner l'énergie acoustique dans le résonateur plusieurs publications vont apparaître par la suite [Lakin 80].

Dans le début des années 1980 apparaissent ainsi les premiers résonateurs BAW de type FBAR (Film Bulk Acoustic Resonator) (figure 1-19) où une cavité d'air (l'impédance acoustique de l'air est très inférieure à celle d'un matériau solide) est intégrée sous le résonateur pour assurer une forte isolation acoustique : on arrive à une fréquence de résonance du mode fondamental de 490 MHz avec un facteur de qualité de 3000 à la résonance [Grudkowski 80]. Toutefois les contraintes de réalisation et la fragilité du substrat freinent l'adhésion des fabricants.

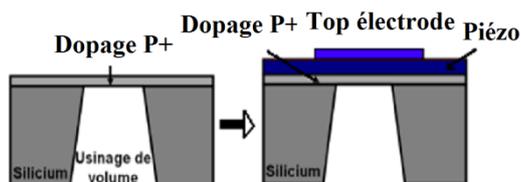


Figure 1-19 : Premier résonateur BAW de type FBAR

En 1985, Yasuo Ebata et Koji Satoh [Satoh 85] des chercheurs de Toshiba améliorent ce genre de dispositifs en intégrant une couche de silice sous le résonateur pour créer la cavité d'isolation (figure 1-20).

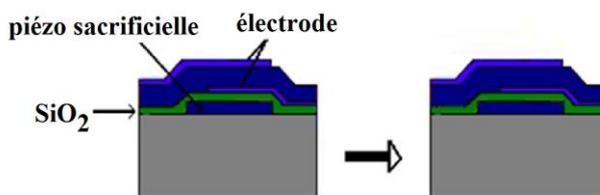


Figure 1-20 : Résonateur BAW de type FBAR (avec isolation acoustique)

Toujours dans le souci de réaliser des résonateurs peu coûteux assez efficaces en terme de robustesse et pouvant fonctionner à faibles pertes avec des bandes de largeurs variables, d'autres technologies de résonateur BAW vont voir le jour. En 1994, Dworsky [Dworsky 94] pour contourner la dérive thermique du substrat créer par la cavité d'air met au point un résonateur BAW de type SMR (Solidily Mounted Resonator) (figure 1-21), le résonateur à ondes de volume est réalisé sur un miroir de Bragg et l'épaisseur est choisie de façon à obtenir des ondes réfléchies en phase avec les ondes incidentes. Pendant cette même époque apparaît le résonateur de type HBAR (High Overtone Bulk Acoustic Resonator) qui est un résonateur BAW sur cavité résonante (figure 1-22).

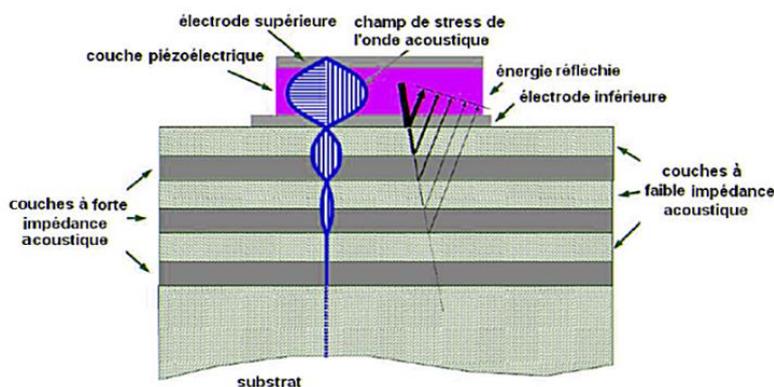


Figure 1-21 : Résonateur BAW de type SMR avec un réflecteur de Bragg

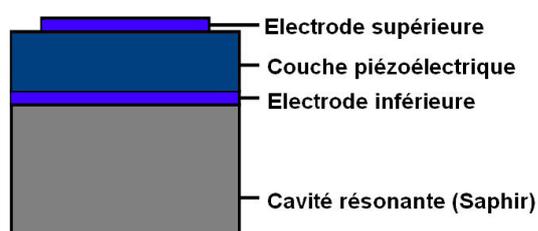


Figure 1-22 : Structure de base d'un HBAR

Pour les dispositifs à ondes de surface (Surface acoustic wave), il faut attendre 1965 pour que White et Voltmer [White 65] réussissent de façon expérimentale à générer des ondes acoustiques de surface à l'aide de peignes interdigités sur substrat piézoélectrique (figure 1-23). Jusqu'alors, l'excitation de telles ondes s'effectuait par incidence rasante ou conversion de mode à la réflexion, mécanisme assez peu efficaces en termes de couplage effectif de modes [Ballandras 91].

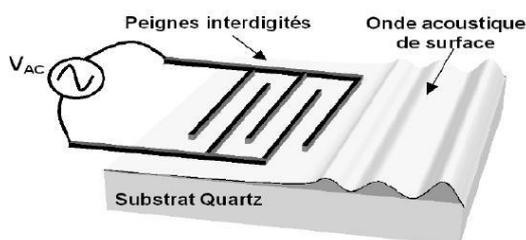


Figure 1-23 : Dispositif à ondes de surface de White et Voltmer

En 1969, Tancrell [Tancrell 69] améliore cette technique pour la fabrication de filtres (fréquence centrale de l'ordre de 60MHz pour une bande passante de 20MHz) en utilisant le niobate de lithium (LiNbO_3) comme substrat. Si le principe de fonctionnement établi par Tancrell, avec l'utilisation de deux transducteurs pour l'excitation et la réception, évolue très peu, on assiste au milieu des années 80 à la naissance d'une autre génération de filtres à base de résonateurs SAW connectés électriquement (filtre en échelle), le premier filtre de ce type fut réalisé par Lewis et West [Lewis 85]. Il faut attendre

1994, pour que Heighway [Heighway 94] utilise une topologie différentielle de filtre en treillis pour améliorer les niveaux de réjection hors bande du filtre en échelle (figure 1-23).

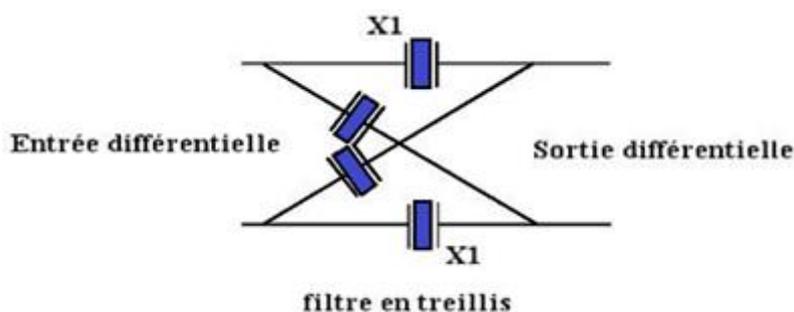


Figure 1-23 : Structure de base de filtres à élément d'impédance réalisés à l'aide de résonateurs (filtre en treillis)

Parallèlement, au début des années 70, un nouveau domaine de recherche sur les dispositifs SAW a émergé [Bridoux 72]. En effet, leur sensibilité à certaines perturbations telles que la température, la déformation, des dépôts liquides ou gazeux, ou encore des défauts, offre d'autres perspectives très intéressantes quant à leur utilisation dans le domaine de la mesure. Il est ainsi possible de réaliser des capteurs de température, de contraintes, de pression, des capteurs chimiques ou biologiques. Nous assistons dès lors, au début des années 80 à une multiplication des domaines d'applications [Morgan 91] et à la naissance de différentes configurations de transducteurs interdigités (électrodes inclinées [Potter 79], ajout de réseaux réflecteurs afin de créer des interférences destructives dans une direction et constructives dans l'autre [Hartmann 82]).

Toutefois, il est assez vite apparu aux fabricants de dispositifs à ondes d'élastiques qu'une étude plus approfondie, des propriétés des matériaux piézoélectriques utilisées pour la fabrication de résonateurs, conditionnait la possibilité d'accroître d'une part, les domaines d'application mais aussi d'étendre la performance des dispositifs. En effet, la structure et les caractéristiques du matériau piézoélectrique et celles du motif d'excitation déterminent la manière dont l'onde va se propager et son comportement par rapport aux sollicitations électriques, thermiques ou mécaniques. Ainsi dans les années 1980, plusieurs publications [Yamazaki 80] ont démontré que certaines structures cristallographiques de certains matériaux présentent des propriétés physico-chimiques adéquates pour des dispositifs à ondes élastiques (l'oxyde de zinc (ZnO), nitrure d'aluminium (AlN), niobate de lithium (LiNbO₃) etc). Cette avancée dans la recherche est liée à l'apparition de nouvelles techniques de dépôts de couches minces offrant ainsi une plus grande maîtrise des propriétés mécaniques des films.

Dans les années 1990, l'apparition de matériaux de synthèse et de cristaux de composition va entraîner une diversification des applications pour ce type de dispositifs : télévision, radars, micro-capteurs, micro-commutateurs etc. Parmi ces matériaux monocristallins à forte activité piézoélectrique nous

pouvons citer le niobiate de magnésium et de plomb (PMN-PT) ou le zinc niobate de plomb (PZN-PT). Ce sont des solutions solides entre un relaxeur (forte valeurs de permittivité) et le titanate de plomb (PT). C'est dans des cristaux de ce type que les coefficients piézoélectriques les plus élevés sont mesurés. Nous assistons dès lors vers la fin des années 90 à l'apparition de nouveaux dispositifs à ondes élastiques. Ces optimisations ont permis d'augmenter leurs performances et de réduire considérablement les pertes de propagation.

Par ailleurs, l'augmentation des fréquences d'utilisation va entraîner une réduction des dimensions des dispositifs d'où l'apparition de quelques limitations liées à la réalisation technologique, mais aussi une densité de puissance de plus en plus élevée s'accompagnant généralement d'une dérive thermique plus importante. Plusieurs améliorations ont été apportées par la suite, en 1996 la société japonaise «Murata Manufacturing Co» publie un brevet qui démontre expérimentalement que l'utilisation de couche de silice sur les électrodes influe directement sur les propriétés de sensibilité thermique de l'onde [Shimoe 96] et permet d'augmenter la robustesse du composant face aux puissances injectées. Le coefficient de sensibilité à la température diminue quand on augmente l'épaisseur de la couche.

Dans la suite, afin de mieux comprendre la façon dont seront générées les ondes de Rayleigh, nous allons d'abord nous intéresser au principe de fonctionnement des transducteurs.

1.5.2 Principe de fonctionnement des transducteurs interdigités

Un transducteur interdigité est constitué de deux électrodes métalliques en forme de peignes qui s'entrecroisent avec une distance de recouvrement des doigts W_a (figure 1-24).

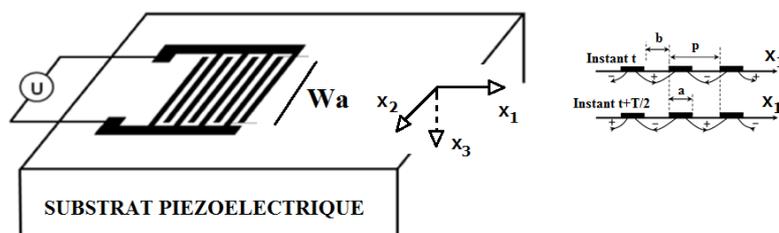


Figure 1-24 : Schéma d'un transducteur interdigité

Les électrodes sont déposées sur un substrat piézoélectrique (dans notre cas du niobate de lithium, $\text{LiNbO}_3\text{-Y}+128$) de sorte que lorsqu'une tension électrique U est appliquée entre ces deux électrodes, il en résulte une accumulation de charges dont les signes s'alternent d'un doigt à l'autre. Cela implique la création d'un champ électrique entre chaque paire de doigts. L'association de l'effet piézoélectrique du substrat et de ce champ entraîne des dilatations et des compressions dans le matériau créant ainsi

des déplacements. Ce sont ces déplacements qui créent les ondes de surface dans la direction X_1 perpendiculaire aux doigts des électrodes [Campbell 98].

Lorsque la tension appliquée est sinusoïdale, les vibrations s'ajoutent de façon constructive seulement si la périodicité est égale à une demi-longueur d'onde de l'onde de Rayleigh, produisant ainsi des ondes acoustiques de surface. Elles sont émises de chaque côté du transducteur. La fréquence f_0 qui correspond à cet effet cumulatif est appelée fréquence de synchronisme ou fréquence de résonance définie par, $f_0 = V/2p$, ($V = V_R$ est la vitesse de propagation des ondes de Rayleigh dans le substrat) :

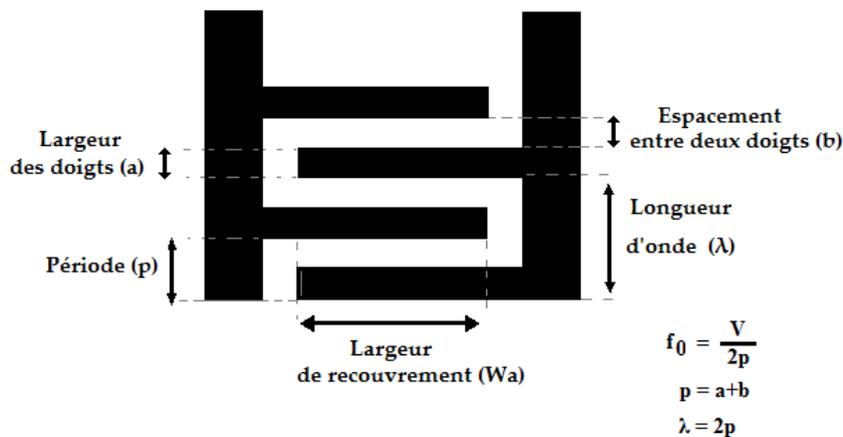


Figure 1-25 : Schéma des électrodes

Avec :

- p: périodicité ;
- λ : longueur d'onde des ondes de surface ;
- f_0 : fréquence de résonance du transducteur ;
- $V = V_R$: vitesse de propagation des ondes de Rayleigh dans le substrat.

Grâce à la réciprocité du phénomène piézoélectrique, il est possible de réceptionner l'onde qui s'est propagée, sous forme électrique à l'aide d'un autre transducteur interdigité du même type. Le signal ainsi reçu est retardé et atténué par rapport au signal émis, ce type de configuration permet de réaliser des filtres ou ligne à retard.

1.5.3 Choix du matériau piézoélectrique

La propriété de conversion de l'énergie mécanique en énergie électrique et vice versa est liée à l'existence d'un moment bipolaire qui résulte de l'absence de symétrie par rapport au centre de la maille; en d'autres termes tous les matériaux piézoélectriques sont anisotropes [Ballantine 97]. Ils

possèdent donc des propriétés physiques variant selon la direction considérée. Sous l'action d'une contrainte mécanique le déplacement relatif des ions positifs et négatifs à l'échelle de la maille produit un dipôle électrique, ce qui ne serait pas le cas dans une structure centrosymétrique. Parmi les matériaux piézoélectriques, il existe une famille particulière présentant une polarisation macroscopique modifiable par l'application d'un champ électrique.

Ces types de matériaux sont aujourd'hui présents dans de nombreuses applications notamment dans les dispositifs à ondes de surface. Au vu des spécifications imposées particulièrement dans le domaine du filtrage de fréquence, ils sont souvent associés à d'autres matériaux spécifiques ce qui permet d'apporter des améliorations considérables (faibles pertes, stabilité, etc) [Ballandras 91]. Toutefois quelques limitations existent pour de fortes sollicitations mécaniques, électriques ou thermiques.

1.5.4 Critères de sélection des matériaux

Grâce à leurs propriétés en termes de sélectivité de taille mais aussi de coût, les IDT restent de nos jours des dispositifs incontournables dans certains domaines comme le filtrage d'émission et de réception dans les terminaux mobiles : radiotéléphonie, GPS, capteurs, etc. Les critères de choix des matériaux dépendent des caractéristiques des ondes couplées piézoélectriquement sur le matériau, on va donc déterminer un certain nombre de ces paramètres qui permettent d'évaluer sa qualité et son adaptation pour l'application visée [Pastureaud 02].

Coefficients de couplage électromécanique (k^2)

C'est un paramètre très important, sa valeur est reliée à la bande passante et permet d'avoir une idée sur le degré de transformation par le matériau piézoélectrique de l'énergie mécanique en énergie électrique (ou inversement). Sa valeur (comprise entre 0 et 1) est donc déterminante sur le choix final du matériau. On la détermine expérimentalement à partir des vitesses des ondes acoustiques de surface mesurées sur une surface libre et sur une surface métallisée du matériau. On peut aussi la mesurer dans le cas d'un résonateur monomode par la distance spectrale entre résonance et antirésonance [Ballandras 91].

Coefficients de sensibilité à la température (CTF)

Selon le type de matériau piézoélectrique utilisé, la température peut directement influencer sur la stabilité de la fonction de transfert du dispositif. Il faut donc choisir un matériau très stable même en haute température, avec une bonne conduction thermique. La sensibilité thermique est caractérisée par les coefficients de sensibilité de la fréquence à la température à l'ordre 1 et 2 (CTF1 et CTF2) [Pastureaud 02].

Vitesse de propagation et pertes de propagation (caractérisée par le rendement η)

Les fréquences de fonctionnement sont directement dépendantes de la vitesse de propagation des ondes de surface dans le matériau piézoélectrique, plus cette vitesse est faible, plus les fréquences accessibles baissent [Royer 96]. Les pertes de propagation pour leur part correspondent à l'atténuation de l'onde et sont liées au rayonnement dans l'air, aux forces de frottements internes, mais aussi à l'aspect de la surface.

D'autres paramètres liés aux électrodes (type de matériau, épaisseur etc) pour l'excitation et la réception jouent aussi un rôle important sur les caractéristiques et le comportement des ondes de surface.

1.5.5 Propagation des ondes de Rayleigh dans le niobate de lithium

Au vu des critères de choix présentés précédemment, notre choix c'est porté sur le niobate de lithium (LiNbO_3) pour le substrat piézoélectrique, pour des raisons que nous allons évoquer dans la suite. Premièrement c'est un matériau très piézoélectrique de structure cristalline trigonale de classe 3m. Le plan YZ étant un miroir, les ondes de Rayleigh sont pures pour toute surface libre qui contient l'axe X si la direction de propagation est soit perpendiculaire soit parallèle à cet axe X. Dans le tableau 1-2 sont regroupées les constantes diélectriques, piézoélectriques et élastiques ainsi que la masse volumique de ce matériau [Warner 60] :

Constantes élastiques	<u>Rigidités (10^{10}N/m^2)</u>						<u>Masse volumique (kg/m^3)</u>	
	c_{11}	c_{12}	c_{13}	c_{33}	c_{44}	c_{14}	ρ	
	20.3	5.3	7.5	24.5	6.0	0.9	4700	
Constantes piézoélectriques et diélectrique	<u>Constantes piézoélectriques (C/m^2)</u>						<u>Permittivités (10^{-11}F/m)</u>	
	ϵ_{11}	ϵ_{14}	ϵ_{15}	ϵ_{22}	ϵ_{31}	ϵ_{33}	ϵ_{11}^S	ϵ_{33}^S
	0	0	3.7	2.5	0.2	1.3	38.9	25.7

Tableau 1-2 : Constantes élastiques, piézoélectriques, diélectriques, et masse volumique du LiNbO_3 [Royer 96].

Les matrices de rigidité [C], de piézoélectricité [e] et de diélectricité [ϵ] correspondantes s'écrivent :

$$[C] = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{13} & c_{13} & c_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \left(\frac{c_{11} - c_{12}}{2}\right) \end{bmatrix} \quad [e] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & \epsilon_{15} & -\epsilon_{22} \\ -\epsilon_{22} & \epsilon_{22} & 0 & \epsilon_{15} & 0 & 0 \\ \epsilon_{31} & \epsilon_{31} & \epsilon_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad [\epsilon] = \begin{bmatrix} \epsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{11} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{33} \end{bmatrix}$$

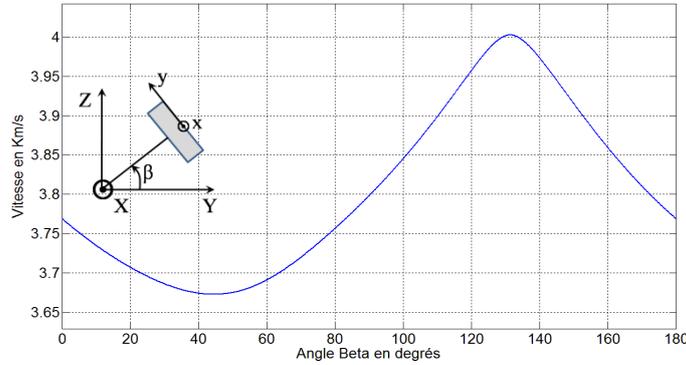


Figure 1-26 : Variation de la vitesse de phase en fonction de l'angle β de la coupe [Royer 96]

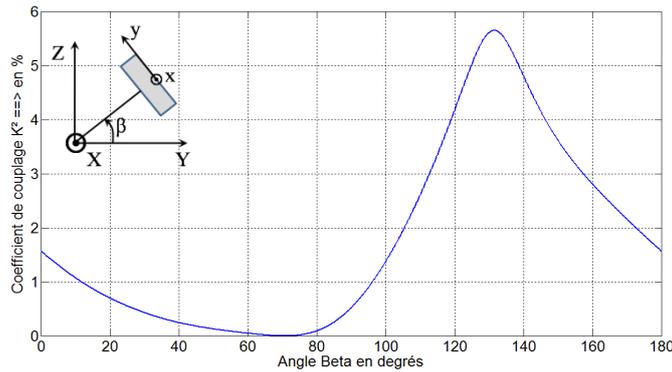


Figure 1-27 : Variation du coefficient de couplage en fonction de l'angle β de la coupe [Royer 96]

Sur les figures 1-26 et 1-27, nous avons calculé puis tracé en fonction de l'angle β de la coupe, respectivement les variations de la vitesse de phase et du carré du coefficient de couplage. Pour un angle $\beta = 131.5^\circ$ (coupe $Y+131.5^\circ$) et une propagation suivant X, le coefficient de couplage est maximum (le K^2 en % est égale à 5.6%) ainsi que la vitesse de phase ($V = 4000$ m/s). Si la propagation a lieu suivant Z, dans le plan XZ (coupe Y), il vaut 4.8% [Royer 96].

Toutefois cette analyse assez succincte n'est pas suffisante pour le choix du substrat piézoélectrique. En réalité, les coupes et directions de propagation ne correspondent pas forcément au maximum du coefficient de couplage si on tient compte de l'apparition de certains phénomènes qui ont tendance à réduire les performances du matériau notamment par la présence d'ondes parasites [Royer 96]. Prenons par exemple les transducteurs interdigités, ils engendrent en plus des ondes de Rayleigh des ondes de volume non désirées suivant l'orientation du substrat. C'est d'ailleurs pour cette raison que la

coupe $Y + 128^\circ$ est plus avantageuse que la coupe $Y + 131.5^\circ$. Afin de réaliser nos transducteurs, nous avons donc choisi d'utiliser comme élément piézoélectrique des plaquettes en niobate de lithium de coupe $Y + 128^\circ$ pour la raison que nous venons d'évoquer. Pour cette coupe, ce matériau possède un très bon coefficient de couplage ($K^2 = 5.4\%$), ce qui constitue un critère important pour le choix du matériau piézoélectrique. La vitesse des ondes de Rayleigh qui est d'environ 4000 m/s constitue aussi un critère important, car elle contribue notablement à la compacité recherchée (voir 2.1.2). D'autre part, ce matériau est disponible sous forme de plaquette ("*wafer*") permettant une utilisation aisée en salle blanche.

1.5.6 Effets secondaires et corrections possibles

Le fonctionnement des transducteurs décrit précédemment est idéal. Cependant un mauvais choix des caractéristiques (épaisseur et largeur des électrodes, épaisseur substrat piézoélectrique etc.) peut entraîner l'apparition d'effets secondaires d'où l'intérêt d'effectuer la modélisation des caractéristiques électriques et acoustiques des capteurs IDT (chapitre 3 et 4). Nous présentons quelques-uns de ces effets secondaires dans la suite [Royer 99].

1.5.6.1 Ondes de volumes

Les IDT peuvent générer également des ondes acoustiques de volume. En effet, la structure en réseau favorise l'émission d'ondes vers le cœur du solide, dans des directions $\pm\theta$ symétriques par rapport à la normale à la surface pour lesquelles les conditions d'interférence constructives sont satisfaites :

$$2 \cdot d \cdot \sin\theta = \lambda_B = \frac{V_B}{f} \quad \text{Eq 1-52}$$

λ_B et V_B sont respectivement la longueur d'onde et la vitesse de propagation des ondes de volume dans le plan XY .

Cet effet n'existe qu'à des fréquences supérieures à une valeur de coupure [Royer 99] :

$$f \cdot \frac{\sin\theta}{V_B(\theta)} = \frac{1}{2 \cdot d} = \frac{f_0}{V_R} \Rightarrow f > \frac{(V_B)_{min}}{2 \cdot d} \quad \text{Eq 1-53}$$

Comme la vitesse minimale des ondes de volume est, en général, supérieure à V_R , la bande de fréquences correspondant à la génération de ces ondes est située au-delà de la fréquence de résonance f_0 du transducteur à ondes de Rayleigh. Ces ondes parasites, partiellement réfléchies sur la face inférieure de la lame piézoélectrique (*wafer*), sont particulièrement gênantes dans le cas des dispositifs

à large bande passante. Ces ondes de volume peuvent en grande partie être éliminées en recouvrant la face opposée du cristal d'un absorbant ou en la sablant.

1.5.6.2 Diffraction

Un effet de diffraction existe à la sortie de l'émetteur, le faisceau d'onde s'élargit. Si la longueur de recouvrement de l'IDT n'est pas plusieurs fois plus grande que la longueur d'onde, l'IDT récepteur de même taille peut ne capter qu'une partie du faisceau. Notons que l'effet de diffraction existe toujours, il est surtout sensible à la distance et à la largeur de la zone d'émission plus celle-ci est grande moins le faisceau diverge.

1.5.6.3 Réflexions

La variation brusque d'impédance (mécanique et électrique) en surface, due aux doigts métalliques engendre des réflexions à l'arrivée d'une onde élastique sous les électrodes d'un IDT. Les effets sont cumulatifs pour la fréquence correspondant à la période de ces discontinuités. En vue de les réduire, quelques structures ont été optimisées. A titre d'exemple, la scission d'un doigt en deux double la fréquence pour laquelle les réflexions sont maximales, cette fréquence se situant en dehors du domaine utile. Si nous considérons un capteur à bande étroite les doigts sont de largeur $a = \lambda/4$ et séparés d'une distance $b = \lambda/4$, tel que a égale b . Donc, les ondes qui se réfléchissent sur le même côté de deux doigts voisins s'ajoutent étant donné que la différence de trajet implique un déphasage de 2π . Si nous scindons un doigt large de $\lambda/4$ en deux doigts larges de $\lambda/8$, cela ne change pas la périodicité et les réflexions sont éliminées puisqu'il y a interférence destructive. Ces réflexions ont fait l'objet d'études et d'expériences diverses dont l'association de réflecteurs aux transducteurs permettant de minimiser les réflexions et donc de minimiser l'écho [Hartmann 82].

1.6 Capteurs IDT employés pour le contrôle non destructif (CND) et pour la caractérisation des couches minces

Dans la littérature scientifique, nous retrouvons assez peu d'articles concernant l'utilisation des capteurs interdigités pour la caractérisation et le CND. Intrinsèquement, les transducteurs interdigités à ondes de surface sont obtenus par le dépôt de deux paires d'électrodes interdigitées (une pour l'émetteur et l'autre pour le récepteur) sur une lame piézoélectrique permettant de générer et de détecter directement les ondes de surface sur cette dernière. Ce concept a très largement été utilisé dans le domaine de l'électronique comme dispositif de traitement du signal [Tancrell 69; Holland 74; Morgan 91] car les ondes de Rayleigh peuvent être excitées très efficacement [Hurley 99] sur ce type de structure même pour des fréquences importantes de plusieurs gigahertz. Cependant, ce type de capteurs associe, sur une même lame piézoélectrique, les électrodes pour la génération des ondes de

surface et les électrodes pour leur détection ; il n'est donc pas trivial d'utiliser ce type de capteur IDT pour remplacer les capteurs à coin ou à peigne parce que les ondes de Rayleigh générées se propagent à la surface du substrat piézoélectrique lui-même, et non sur la surface du matériau à étudier.

Plusieurs études ont montré l'efficacité des capteurs IDT pour la génération des ondes de Lamb en vue de réaliser des contrôles non destructifs. En 1997, l'équipe de Cawley [Monkhouse 97] a montré la possibilité d'utiliser des films PVDF pour générer des ondes de Lamb jusqu'à 4MHz. Ces travaux ont été complétés par la suite, en utilisant de nouveau des films PVDF [Castaing 99], mais aussi avec l'utilisation de céramique PZT [Feuillard 93 ; Jin 05 ; Na 10]. En particulier, De Cicco et al. [De Cicco 08] ont proposé un schéma d'électrodes imbriquant une troisième électrode entre les paires de doigts classiquement proposées. Les fréquences des ondes de Lamb restaient assez basses puisqu'elles étaient comprises entre 0,37 et 4,4 MHz.

D'autres auteurs ont testé l'efficacité des capteurs IDT pour contrôler des fissures dans des plaques métalliques. Jin et al. [Jin 05] ont exploité des IDT réalisés à partir de céramiques PZT, pour générer des ondes de Lamb à des fréquences se situant entre 600 et 700 kHz. Seuls Na et al. [Na 08] ont utilisé les ondes de surface générées par des capteurs IDT pour caractériser les fissures. La fréquence des ondes employées était de quelques mégahertz (3,1 Mhz) et les plaques testées étaient en aluminium. Il est à noter que dans tous les cas, à l'exception des travaux de Jin et al. [Jin 05] (contact avec de la graisse), les capteurs IDT ont été directement collés sur la structure analysée et ne pouvaient donc plus être déplacés.

Dans ce travail de thèse dédié à la caractérisation non destructive par ultrasons des couches minces, nous nous distinguons assez nettement de ces travaux antérieurs puisque nous nous sommes non pas intéressés à la détection de défauts et de fissures mais plutôt aux possibilités qu'offrent les IDT pour caractériser des structures à couches minces à partir des ondes de surface à hautes fréquences. Nous avons privilégié un simple contact entre les capteurs IDT émetteurs et les échantillons via un couplant ce qui donne bien évidemment la possibilité d'utiliser les capteurs IDT avec les mêmes facilités que les capteurs classiques. Ces capteurs IDT sont donc parfaitement compatibles pour le contrôle non destructif de couches minces et peuvent s'appliquer à de nombreux cas de figures. Enfin, les ondes de Rayleigh que nous avons exploitées se situent dans une gamme spectrale assez peu envisagée par les techniques ultrasonores avec contact et sans immersion de la structure analysée, car nous comptons générer et détecter des ondes en hautes fréquence sur une très large gamme de fréquence (20 – 125 MHz).

1.7 Développement de capteurs IDT spécifiques à large bande passante pour la caractérisation des couches minces

On pourrait s'interroger sur l'intérêt d'utiliser des capteurs larges bandes et hautes fréquences, c'est un point essentiel dans le cadre de cette thèse. En effet pour la caractérisation des couches minces nous nous intéressons à la dispersion des ondes de surface, en d'autres termes nous cherchons à déterminer les variations des vitesses de phase des ondes de surface de type Rayleigh dans des structures de type couche sur substrat.

Compte tenu des précisions de mesure et des méthodes d'inversion, il est nécessaire d'avoir une variation de vitesse suffisante pour obtenir des caractéristiques (épaisseur, E , ν) avec des précisions acceptables.

Pour illustrer ceci prenons par exemple deux courbes de dispersion (figures 1-28 et 1-29) obtenues à partir d'un matériau de type couche sur substrat (500 nm d'or sur substrat de silice). Pour une analyse sur une bande de fréquences allant de 0 à 10 MHz (comme on pourrait le faire avec des capteurs à coin), nous pouvons observer une variation de la vitesse de phase 60 m/s. Par contre en augmentant la bande de fonctionnement des capteurs jusqu'à 120 MHz, la variation en vitesse passe de 60 m/s à 750 m/s. La caractérisation de la couche et du substrat devient alors possible (figure 1-29).

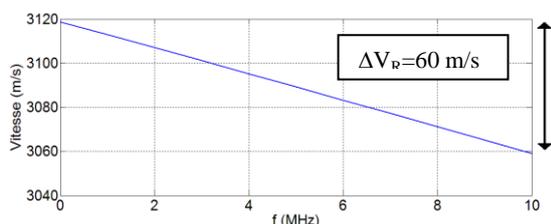


Figure 1-28 : Exemple de courbe de dispersion dans la bande 0 – 10 MHz obtenue à partir d'un matériau de type couche sur substrat

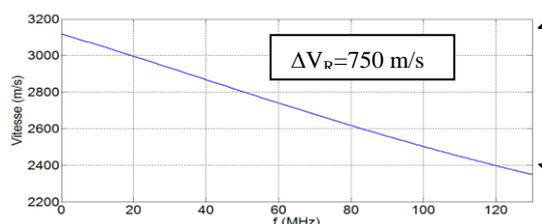


Figure 1-29 : Exemple de courbe de dispersion dans la bande 0 – 120 MHz obtenue à partir d'un matériau de type couche sur substrat

Dans une étude précédente [Deboucq 12], il a été montré que les capteurs IDT convenaient pour générer des SAW sur une large gamme de fréquence. Toutefois il avait été choisi de privilégier des capteurs IDT à bandes étroites ce qui imposait de concevoir et d'exploiter un capteur par point de mesure (pour une fréquence donnée). Afin de limiter les temps de réalisation et les temps de mesure lorsqu'on travaille sur une large gamme de fréquences, nous avons choisi de développer et de réaliser des capteurs larges bandes afin d'obtenir une multitude de valeurs de vitesses sur toute la bande de fonctionnement avec un seul capteur.

Si nous utilisons que des capteurs à bandes étroites afin de couvrir la bande 0 à 120 MHz, il faut réaliser un grand nombre de capteurs à bandes étroites de fréquences allant de 0 à 120 MHz alors

qu'un ou deux capteurs larges bandes pourraient convenir. Pour illustrer ceci, nous montrons avec les figures 1-30 à 1-33 les capteurs et leurs réponses en fréquence.

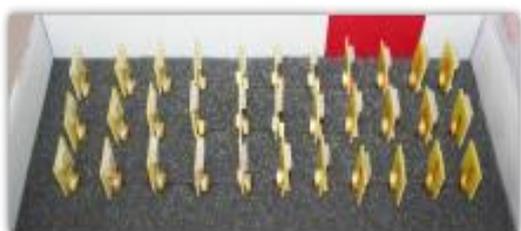


Figure 1-30 : Multitude capteurs à bande étroite



Figure 1-31 : Un capteur à large bande

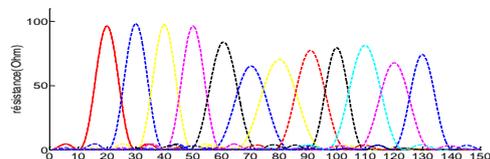


Figure 1-32 : Réponse en fréquence de la résistance d'une multitude de capteurs à bande étroite

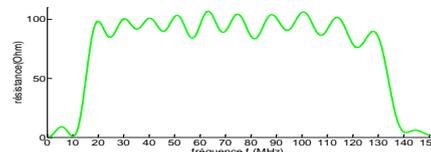


Figure 1-33 : Capteur à large bande et réponse en fréquence

Dans la suite, nous allons présenter quelques exemples de configuration de transducteurs interdigités fonctionnant à large bande mais aussi leurs avantages et inconvénients pour les applications visées. Il est à noter que les différentes configurations pour obtenir des IDT larges bandes ont été proposées dans le cadre des développements des filtres à ondes de surface.

1.7.1 Slanted-Finger IDTs (SFIT)

Ce type de configuration est apparu à la fin des années 70 notamment pour la réalisation de filtre FI à larges bandes de fréquences [Potter 79] (figure 1-34). Le principe de fonctionnement repose sur l'inclinaison des électrodes, cette inclinaison a pour but de faire varier la périodicité des électrodes. Les fréquences des ondes émis sont directement dépendantes des périodes correspondant aux différents « jth strip » [Campbell 98].

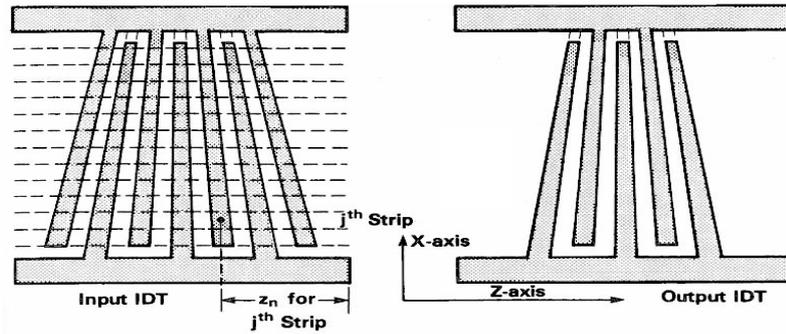


Figure 1-34 : Configuration d'IDT à électrodes inclinées [Campbell 98]

L'angle maximal d'inclinaison dépend du type de matériau piézoélectrique utilisé, pour le LiNbO_3 par exemple il ne doit pas dépasser $\pm 7^\circ$ [Campbell 98]. La fonction de transfert du dispositif est donné par :

$$H(f) = \sum_{j=1}^S A_j(f) f_j^{1/2} \frac{(\sin N_p \pi (f - f_j) / f_j)}{N_p \pi (f - f_j) / f_j} \quad \text{Eq 1-54}$$

Avec :

N_p : nombre de paires de doigts ;

A_j : amplitude fonction de la période « jth strip »;

f_j : fréquence de résonance fonction de la période « jth strip »;

Ce type de configuration a permis de réaliser des capteurs en milieu biologique pour la détection de particules [Wu 05] [Ding 12]. Toutefois cette répartition spatiale des fréquences en fonction de la largeur progressive des électrodes n'est pas adaptée à notre recherche de la dispersion des vitesses de phase. En effet, notre estimation des vitesses est basée sur une succession de mesures interférométriques en plusieurs points suivant l'axe du capteur IDT afin de sonder la zone centrale des échantillons. Nous ne retiendrons donc pas ce type de configuration dans la suite de notre étude.

1.7.2 Multiple Frequency Resanator (MFR)

Ce type de configurations consiste à connecter plusieurs groupes d'IDT dont les fréquences de fonctionnements sont différentes (figure 1-35) [Ricco 93]. La somme des contributions de chaque groupe d'IDT permet d'obtenir un capteur large bande.

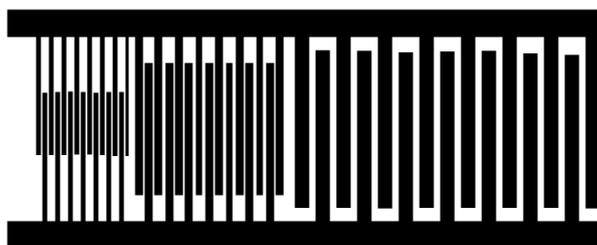


Figure 1-35 : Configuration de groupes d'IDT

Pour ce type de configuration, le nombre de groupes d'IDT doit rester limité pour garder des tailles raisonnables (longueur du capteur) et dans ces conditions seules quelques fréquences de résonance sont privilégiées ce qui ne permet pas d'obtenir la bande passante continue comme présentée sur la figure 1-33.

1.7.3 Capteurs de type chirp : up-chirp et down-chirp

Les capteurs chirp permettent d'obtenir des capteurs large bande. Ils sont considérés comme des transducteurs dispersifs [Campbell 98] [Royer 99]. La variation de la périodicité des doigts des électrodes induit cet effet dispersif cela veut dire que la fréquence de résonance change en fonction de la périodicité. Selon la disposition des électrodes, on distingue deux configurations de capteurs chirp, si la périodicité des électrodes est telle que les basses fréquences sont devant, on parle de up chirp dans le cas contraire on parle de down chirp (figure 1-36).



Figure 1-36: Capteur chirp a) up chirp b) down chirp
(HF pour les hautes fréquences et BF pour les basses fréquences)

Pour la suite de l'étude, nous nous intéresserons plus particulièrement à ce type de capteurs.

CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons présenté l'intérêt des couches minces et nous avons décrit les principales méthodes utilisées pour la caractérisation de ces couches. Ensuite, puisque nous exploiterons la dispersion des ondes de surface pour caractériser des couches minces, nous avons rappelé les équations de propagation des ondes de Rayleigh sur un substrat anisotrope et piézoélectrique mais aussi dans les matériaux de type couche sur substrat. Après avoir effectué, dans la seconde partie de ce

chapitre, l'historique détaillé des dispositifs à ondes de volume et de surface, nous avons décrit le principe de fonctionnement des transducteurs interdigités et les critères de choix du matériau piézoélectrique qui joue un rôle déterminant sur les caractéristiques finales des ondes de surface de type Rayleigh qui vont être engendrées par ce type de transducteurs. Nous avons ensuite montré les avantages qu'offrent les capteurs interdigités larges bandes pour la caractérisation et le CND. L'étude faite notamment sur les effets secondaires est aussi importante pour l'application visée. Nous devons tenir compte de tous ces éléments afin de mieux aborder le chapitre suivant où nous effectuerons la modélisation électrique des capteurs IDT. Cette modélisation permettra de prévoir et de caractériser le comportement des ondes de surface de type Rayleigh générées par les capteurs IDT pour différents types d'excitations.

Chapitre 2 : Modélisation des caractéristiques électriques des capteurs IDT

Table des matières

INTRODUCTION.....	58
2.1 Modélisation des caractéristiques électriques des capteurs SAW	58
2.1.1 Méthode numérique.....	59
2.1.2 Modélisation par circuit équivalent.....	60
2.2 Caractérisation électrique des capteurs IDT	62
2.2.1 Paramètres à considérer.....	62
2.2.1.1 Matrice des admittances électriques	62
2.2.1.2 Matrice des impédances électriques	62
2.2.1.3 Matrice de répartition (matrice des paramètres S).....	62
2.2.2 Schéma équivalent: les modèles « crossed-field » et « in-line-field »	63
2.2.2.1 Modèle électrique équivalent en parallèle des capteurs IDT.....	67
2.2.2.2 Modèle électrique équivalent en série des IDT	71
2.2.3 Résistance interne des capteurs	72
2.2.4 Pertes d'insertion et Pertes de conversion.....	74
2.2.5 Modélisation électrique des capteurs IDT à bande étroite	74
2.2.5.1 Caractéristiques du capteur 25 MHz	76
2.2.5.2 Admittance et Impédance électriques et bande passante théoriques	77
2.2.5.3 Pertes d'insertion et Pertes de conversion.....	80
2.2.6 Modélisation électrique d'un capteur large bande.....	81
2.2.6.1 Caractéristiques du capteur chirp (30 – 100 MHz).....	84
2.2.6.2 Admittance et Impédance électriques et bande passante théoriques	85
2.2.6.3 Pertes d'insertion et Pertes de conversion.....	86
2.2.7 Modélisation électrique des capteurs chirp (20 – 125 MHz).....	86
2.2.7.1 Caractéristiques du capteur chirp (20 - 125MHz)	87
2.2.7.2 Admittance et Impédance électrique et bande passante théoriques.....	87
2.2.7.3 Pertes d'insertion et Pertes de conversion.....	88

2.2.8 Modélisation électrique des capteurs chirp (20 - 125MHz) optimisés	89
2.2.8.1 Caractéristiques du capteur chirp (20 - 125MHz) optimisé.....	89
2.2.8.2 Admittance et Impédance électrique et bande passante théoriques.....	89
2.2.8.3 Pertes d'insertion et Pertes de conversion.....	90
CONCLUSION	91

INTRODUCTION

La modélisation des caractéristiques électriques des dispositifs à ondes acoustiques de surface sur substrats piézoélectriques est un point essentiel pour étudier et comprendre la réponse électroacoustique des capteurs. Elle permet de prévoir et de caractériser le comportement des ondes SAW pour une excitation électrique donnée. Le travail consiste, dans ce chapitre, à évaluer théoriquement de façon systématique les caractéristiques électriques des capteurs IDT. Pour ce faire il est nécessaire de déterminer les grandeurs caractéristiques qui permettent de rendre compte du phénomène de couplage électroacoustique.

Cette étude nous permettra, en définitive, d'avoir les caractéristiques telles que :

- la fréquence de résonance des capteurs ;
- la bande passante des capteurs ;
- l'impédance et l'admittance à la fréquence de résonance des capteurs ;
- les pertes de conversion et d'insertion ;
- le facteur de qualité des capteurs.

Des outils de simulation basés sur le modèle du circuit équivalent sont utilisés afin d'identifier les configurations les plus intéressantes pour l'application visée.

2.1 Modélisation des caractéristiques électriques des capteurs SAW

Dans le chapitre 1, nous avons présenté quelques effets secondaires qui peuvent apparaître et qui sont liés aux configurations des capteurs IDT. Ces phénomènes peuvent modifier les caractéristiques électroacoustiques des capteurs (diffraction, réflexion etc.). Un bon choix des paramètres (largeur de recouvrement, épaisseur du matériau piézoélectrique, épaisseur des électrodes etc.) permettent, d'une part, de les limiter mais aussi d'optimiser les caractéristiques électriques des capteurs à la résonance (impédance, bandes passantes, pertes). D'autres paramètres comme le nombre de paires de doigts et la capacité statique influent aussi sur les caractéristiques électriques des capteurs.

Les méthodes de modélisation des dispositifs à ondes élastiques étant multiples, nous allons dans un premier temps présenter quelques modèles connus et fréquemment utilisés pour la caractérisation électrique des dispositifs à ondes de surface.

2.1.1 Méthode numérique

Le modèle de Blötekjaer

Le modèle de Blötekjaer [Blötekjaer 73] est un modèle mathématique qui permet de déterminer les caractéristiques électriques des IDT. Il est basé sur le calcul de l'admittance harmonique. Les électrodes sont supposées infiniment fines et l'épaisseur de métallisation est négligeable devant la longueur d'onde acoustique à la résonance.

Considérons le réseau périodique d'électrodes de la figure 2-1.

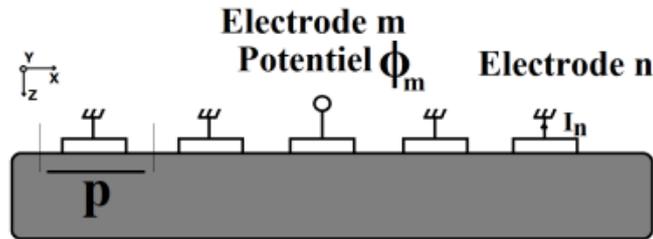


Figure 2-1 : Excitation élémentaire du réseau périodique d'électrodes (période p)

En supposant qu'une tension électrique ϕ_m est appliquée à l'électrode m (les autres électrodes sont court-circuitées) et I_n le courant circulant dans l'électrode n , l'admittance mutuelle Y_{mn} entre les électrodes m et n est définie comme suit [Pastureaud 02] :

$$Y_{mn} = \frac{I_n}{\phi_m} \quad \text{Eq. 2-1}$$

À l'aide du principe de superposition, le courant I_n se déduit des potentiels électriques sous les électrodes par convolution discrète :

$$I_n = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} Y_{mn} \phi_m \quad \text{Eq. 2-2}$$

Pour simplifier le calcul des admittances mutuelles, le problème est décomposé en une somme de problèmes plus simples dont la résolution ne fait intervenir qu'une seule période du réseau. En effet, les champs électroacoustiques qui se propagent dans un environnement périodique doivent respecter le théorème de Floquet [Floquet 1883] [Pastureaud 02] :

$$f(x_1 + np) = f(x_1) \exp(-j2\pi n\gamma) \quad \text{Eq. 2-3}$$

γ est le nombre d'onde normalisé ($\gamma = p/\lambda = f_0 p/V$), V la vitesse de propagation, f_0 la fréquence de résonance, λ la longueur d'onde à la résonance et p la période des électrodes.

Pour une excitation harmonique du type :

$$\Phi_n = \Phi_0 \exp(-j2\pi n\gamma) \quad \text{Eq. 2-4}$$

La symétrie en translation du réseau fait que les courants engendrés par l'excitation harmonique du réseau, suivent une loi similaire [Smith 99] de telle sorte que le rapport I_n/ϕ_n est indépendant de la position de l'électrode dans le réseau, soit :

$$I_n = I_0 \exp(-j2\pi n\gamma) \quad \text{Eq. 2-5}$$

Ce rapport I_n/ϕ_n est appelé admittance harmonique et est noté $Y(\gamma)$, elle contient toutes les informations permettant la caractérisation électrique du réseau d'électrodes.

- Résolution numérique

La résolution numérique proposée par Blötekjaer permet de calculer l'admittance harmonique. Elle est fondée sur la décomposition des champs électriques en polynômes de Legendre pour le cas d'un substrat semi-infini [Blötekjaer 73]. La méthode est détaillée notamment pour le cas des ondes d'interface [Camou 00]. L'admittance harmonique calculée prend des formes du type résonance/anti-résonance liées à l'existence et à la propagation d'ondes sous le réseau :

- un pôle sur l'admittance harmonique signifie qu'un courant circule dans les électrodes, quel que soit leur potentiel. Ce courant est créé par une onde couplée piézoélectriquement se propageant sous un réseau court-circuité.
- un zéro d'admittance harmonique signifie qu'un potentiel non nul existe sous les électrodes même s'il n'y circule aucun courant. Il caractérise un mode se propageant sous un réseau ouvert.

2.1.2 Modélisation par circuit équivalent

Les circuits équivalents basés sur le modèle de Mason [Mason 48] constituent un outil puissant pour l'analyse et la simulation des transducteurs piézoélectriques. Depuis ces dernières années plusieurs optimisations ont été effectuées afin d'améliorer l'étude du comportement électro-acoustique des dispositifs à ondes élastiques grâce à cette méthode [Hashimoto 00]. Ces circuits équivalents permettent de modéliser à la fois le couplage entre les systèmes mécaniques et électriques et le couplage entre les systèmes mécaniques et acoustiques [Leach 94]. Ces modèles permettent de décomposer les IDT par cellule élémentaire de N sections périodiques, chaque section est considérée comme un quadripôle à 3 ports avec une fonction de transfert reliant les courants et tensions d'entrée et de sortie (figure 2-2).

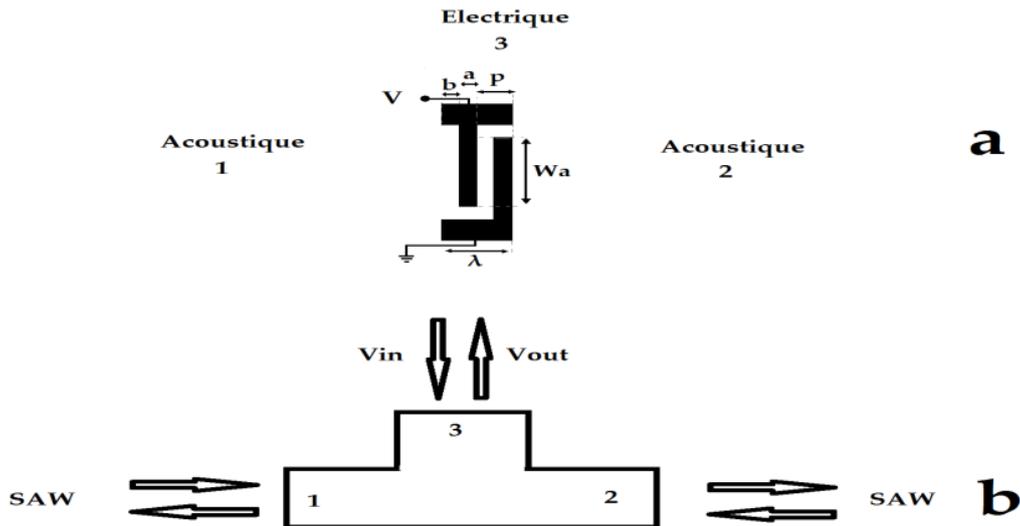


Figure 2-2 : modélisation d'une paire d'IDTs (a) en trois ports (section 2p) (b)

Avec :

- a : largeur des doigts ;
- b : espacement des doigts ;
- p : période ($a+b$) ;
- λ : longueur d'onde ($2p$) ;
- W_a : largeur de recouvrement ;
- V : tension d'entrée.

Dans la suite nous allons présenter deux types de circuits équivalents proposés par Smith et al [Smith et al. 69] et fréquemment utilisés pour la modélisation de différentes configurations de dispositifs à ondes de surface. Parmi les modèles existants on note le modèle « crossed field » et le modèle « in-line field ». Pour nos capteurs, au vu des caractéristiques recherchées, nous optons pour la modélisation par circuit équivalent. Elle est en effet plus rapide à mettre en œuvre et les circuits peuvent être réalisés grâce à des logiciels tels que Spice, ADS etc. Nous pouvons aussi faire la modélisation avec le logiciel Matlab à partir des expressions des grandeurs électriques définies par Smith et al.

2.2 Caractérisation électrique des capteurs IDT

2.2.1 Paramètres à considérer

2.2.1.1 Matrice des admittances électriques

Prenons le cas simple d'un quadripôle ayant deux entrées et deux sorties. La matrice des admittances permet de relier les courants d'entrée et de sortie (I_1 et I_2) aux tensions d'entrée et de sortie (V_1 et V_2).

$$\begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_1 \\ V_2 \end{pmatrix} \quad \text{Eq. 2-6}$$

2.2.1.2 Matrice des impédances électriques

La matrice des impédances permet de relier les tensions d'entrée et de sortie (V_1 et V_2) aux courants d'entrée et de sortie (I_1 et I_2) :

$$\begin{pmatrix} V_1 \\ V_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \end{pmatrix} \quad \text{Eq. 2-7}$$

2.2.1.3 Matrice de répartition (matrice des paramètres S)

La matrice de répartition permet de relier les ondes entrantes (E_1 et E_2) et sortantes (S_1 et S_2) :

$$\begin{pmatrix} S_1 \\ S_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \end{pmatrix} \quad \text{Eq. 2-8}$$

- les S_{11} et S_{22} sont respectivement les coefficients de réflexion en entrée et en sortie :

$$S_{11} = \frac{S_1}{E_1} \quad \text{quand } E_2 = 0 \quad \text{Eq. 2-9}$$

$$S_{22} = \frac{S_2}{E_2} \quad \text{quand } E_1 = 0 \quad \text{Eq. 2-10}$$

- les S_{21} et S_{12} ($S_{21} = S_{12}$) sont les coefficients de transmission de la fonction de transfert du quadripôle :

$$S_{12} = \frac{S_1}{E_2} \quad \text{quand } E_1 = 0 \quad \text{Eq. 2-11}$$

$$S_{21} = \frac{S_2}{E_1} \quad \text{quand } E_2 = 0 \quad \text{Eq. 2-12}$$

Notons que nous pouvons aussi exprimer les ondes entrantes et sortantes en fonction des courants et des tensions d'entrée et de sortie, si nous tenons compte de l'impédance de la source (Z_{in}) nous obtenons :

$$E_1 = \frac{1}{2} \left(\frac{V_1 + Z_{in} * I_1}{\sqrt{Z_{in}}} \right) \quad \text{Eq. 2-13}$$

$$E_2 = \frac{1}{2} \left(\frac{V_2 + Z_{in} * I_2}{\sqrt{Z_{in}}} \right) \quad \text{Eq. 2-14}$$

$$S_1 = \frac{1}{2} \left(\frac{V_1 - Z_{in} * I_1}{\sqrt{Z_{in}}} \right) \quad \text{Eq. 2-15}$$

$$S_2 = \frac{1}{2} \left(\frac{V_2 - Z_{in} * I_2}{\sqrt{Z_{in}}} \right) \quad \text{Eq. 2-16}$$

2.2.2 Schéma équivalent: les modèles « crossed-field » et « in-line-field »

Basés sur le modèle développé par Smith et al [Smith et al. 69], les modèles « in-line-field » et « crossed-field » permettent d'étudier le comportement électroacoustique des Capteurs IDT. Le principe consiste à diviser les IDTs en section de longueur $2p$ (égale à la longueur d'onde λ) (voir figure 2-2). Chaque section est modélisée par un circuit électrique équivalent considéré comme un quadripôle à trois ports prenant en compte les différentes contributions (acoustiques et électrostatiques).

-Le modèle « Crossed-field » [Smith et al. 69]

Le circuit complet du modèle « Crossed-field » est donné par la figure 2-3 :

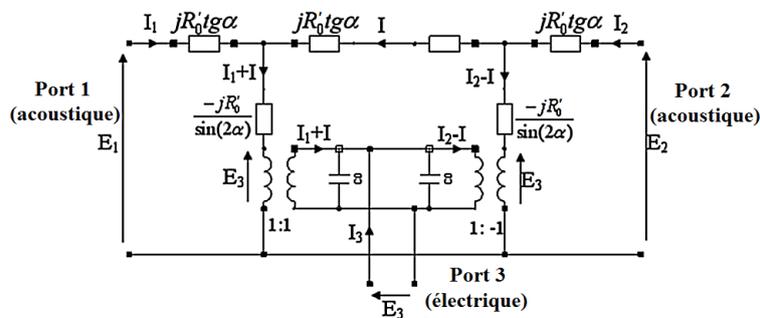


Figure 2-3: circuit équivalent d'une section $2p$ (λ) du modèle « crossed-field »

Les ports 1 et 2 représentent l'équivalent électromécanique d'un port acoustique et le port 3 équivaut à un modèle purement électrique avec les tensions d'entrée et de.

Avec :

- I : courant d'alimentation ;
- I_1, I_2, I_3 : respectivement les courants des ports 1, 2, 3 ;
- E_1, E_2, E_3 : respectivement les champs électriques des ports 1, 2, 3 ;
- R'_0 : impédance électrique équivalente à l'impédance mécanique Z_m à la résonance ;
- f_0 : fréquence de résonance ;
- α : coefficient fonction de la fréquence et définit par : $\alpha = \frac{\pi}{2} \left(\frac{f}{f_0} \right)$;
- C_0 : Capacité des électrodes par section.

-Le modèle « in-line-field » [Smith et al. 69]

Le circuit complet du modèle « in-line field » est donné par la figure 2-4 :

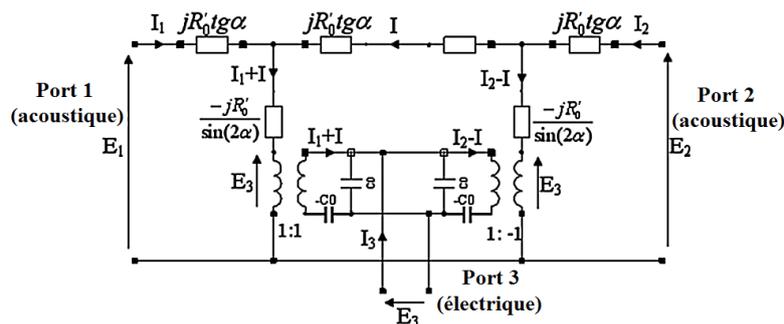


Figure 2-4: circuit équivalent d'une section $2p(\lambda)$ du modèle « in-line-field »

Les deux modèles sont quasi-semblables mis à part une différence sur le circuit du port 3 du modèle « Crossed-field » avec l'ajout d'une capacité ($-C_0$). Notons qu'il a toutefois été démontré que pour les matériaux à fort couplage le modèle « crossed-field » est plus efficace (cas du niobate de lithium) [Campbell 98]. Pour la suite, le circuit équivalent du modèle « crossed-field » est donc retenu pour la modélisation des capteurs IDT.

La modélisation électrique globale du dispositif nécessite la conversion des différentes contributions acoustiques des ports 1 et 2 pour les remplacer par leurs équivalences électriques, le substrat piézoélectrique est considéré comme une ligne de transmission d'impédance électrique R'_0 .

- L'équivalence électrique de la force acoustique F (en Newtons) est la tension V_e (en Volt), et celle de la vitesse V (en m/s) des ondes de surface est le courant I (en A):

$$V_e = \frac{F}{\varphi} \quad \text{Eq. 2-17}$$

$$I = vF \quad \text{Eq. 2-18}$$

φ et v sont les constantes de passage de l'acoustique à l'électrique.

-L'équivalence électrique de l'impédance mécanique Z_m est l'impédance électrique R'_0 :

$$R'_0 = \frac{Z_m}{\varphi^2} \quad \text{Eq. 2-19}$$

$$Z_m = \rho A v = \frac{F}{v} \quad \text{Eq. 2-20}$$

ρ (en kg/m^3) étant la masse volumique du substrat et A (en m^2) la surface de la section.

- L'admittance électrique G'_0 est définie par :

$$G'_0 = \frac{1}{R'_0} \quad \text{Eq. 2-21}$$

Nous pouvons aussi exprimer l'impédance et l'admittance électrique en fonction des paramètres des IDT et du coefficient de couplage électromécanique k :

$$G'_0 = k^2 C_0 f_0 \quad \text{Eq. 2-22}$$

$$R'_0 = \frac{2\pi}{\omega_0 C_0 k^2} = \frac{1}{f_0 C_0 k^2} \quad \text{Eq. 2-23}$$

Avec :

- C_0 : Capacité des électrodes par section;

- f_0 : est la fréquence de résonance ;

- k : est le couplage électromécanique.

Le circuit équivalent du modèle « crossed-field » peut aussi être modélisé comme un quadripôle à 3 accès avec une matrice de passage 3x3 qui peut être une matrice des admittances [Y] (voir figure 2-5), une matrice des impédances [Z] ou une matrice de transfert [T].

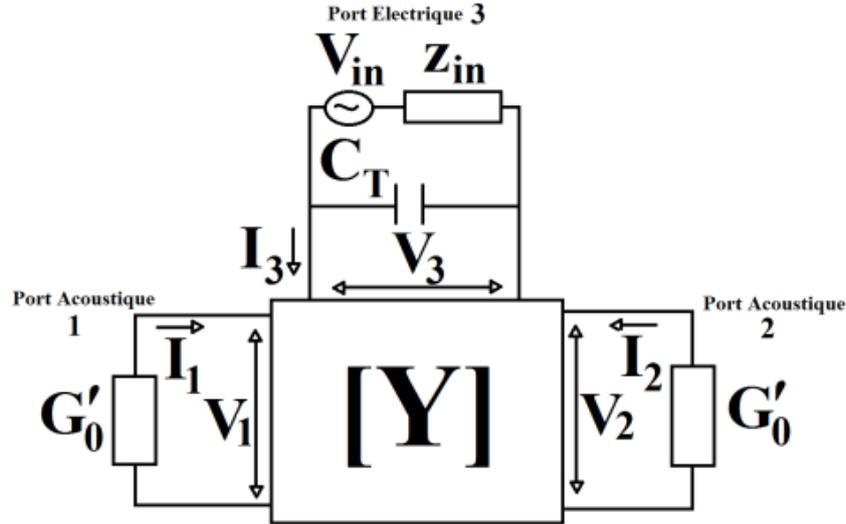


Figure 2-5 : Matrice des admittances du modèle « crossed-field » reliant les 3 ports

La matrice des admittances permet de relier les courants aux tensions :

$$I_i = Y_{ij}V_j \quad \text{Eq. 2-24}$$

Avec Y_{ij} étant les éléments de la matrice des admittances :

$$[Y] = \begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} & Y_{13} \\ Y_{21} & Y_{22} & Y_{23} \\ Y_{31} & Y_{32} & Y_{33} \end{bmatrix} \quad \text{Eq. 2-25}$$

En tenant compte de la relation de symétrie la matrice des admittances devient :

$$[Y] = \begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} & Y_{13} \\ Y_{12} & Y_{11} & -Y_{13} \\ Y_{13} & -Y_{13} & Y_{33} \end{bmatrix} \quad \text{Eq. 2-26}$$

Les éléments de la matrice des admittances sont fonction de la fréquence, de l'admittance G'_0 et de la capacité par paire de doigt C_0 [Royer 99]. Pour une paire d'électrodes ($N=1$) nous obtenons :

$$Y_{11} = -jG'_0 \cotg(4\alpha) \quad \text{Eq. 2-27}$$

$$Y_{12} = \frac{jG'_0}{\sin(4\alpha)} \quad \text{Eq. 2-28}$$

$$Y_{13} = -jG'_0 \tg(\alpha) \quad \text{Eq. 2-29}$$

$$Y_{33} = j(\omega C_0 + 4G'_0 \tg(\alpha)) \quad \text{Eq. 2-30}$$

Le circuit équivalent complet du capteur IDT consiste à la mise en cascade des accès mécaniques et la mise en parallèle des accès électriques des N sections. En définitive, nous obtenons pour N sections:

$$Y_{11} = -jG'_0 \cot g(4N\alpha) = -\frac{jG'_0}{tg(4N\alpha)} \quad \text{Eq. 2-31}$$

$$Y_{12} = \frac{jG'_0}{\sin(4N\alpha)} \quad \text{Eq. 2-32}$$

$$Y_{13} = -jG'_0 tg(\alpha) \quad \text{Eq. 2-33}$$

$$Y_{33} = jN(\omega C_0 + 4G'_0 tg(\alpha)) \quad \text{Eq. 2-34}$$

Notons que l'expression de Y_{13} est indépendant de N . De même il existe une relation entre la matrice des admittances $[Y]$ et la matrice de répartition $[S]$ caractérisant les coefficients de réflexion et de transmission. En définissant Id_3 comme la matrice identité de taille 3 (les coefficients diagonaux sont égaux à 1 et les autres coefficients sont nuls) [Newcomb 66] :

$$S = Id_3 - 2Y(Id_3 + Y)^{-1} \quad \text{Eq. 2-35}$$

En tenant compte de la réciprocité et des relations de symétrie des Y_{ij} et en posant :

$$M = (1 + Y_{33})[(1 + Y_{11})^2 - Y_{12}^2] - 2Y_{13}^2(1 + Y_{12}) \quad \text{Eq. 2-36}$$

Nous obtenons :

$$S_{11} = S_{22} = \frac{1}{M} [(1 + Y_{33})(1 - Y_{11}^2 + Y_{12}^2) + 2Y_{13}^2 (Y_{11} + Y_{12})] \quad \text{Eq. 2-37}$$

$$S_{21} = S_{12} = \frac{-2}{M} Y_{13}(1 + Y_{11} + Y_{12}) \quad \text{Eq. 2-38}$$

Notons que les différentes contributions sont maximales aux alentours de la fréquence de résonance.

2.2.2.1 Modèle électrique équivalent en parallèle des capteurs IDT

Dans cette partie nous allons nous intéresser à l'admittance électrique caractérisant le port 3. L'admittance électrique d'un capteur IDT se compose de la capacité statique C_T et d'une conductance de rayonnement qui traduit l'émission d'onde de surface. A la fréquence de résonance ($\alpha = \pi/2$), l'admittance électrique (Equation 2-34) tend vers l'infini, ainsi pour la caractérisation électrique une approximation s'impose (développement de la tangente autour de f_0). Nous pouvons donc aux alentours de la fréquence de résonance du capteur, modéliser le port électrique de la figure 2-3 par le circuit équivalent en parallèle de la figure 2-6.

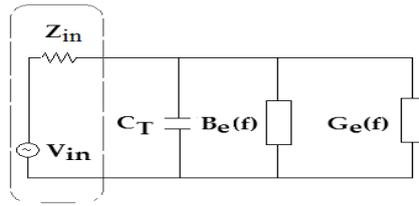


Figure 2-6 : modèle équivalent en parallèle du port 3

En utilisant le formalisme de Smith et al, l'expression de l'admittance électrique du schéma parallèle est définie par [Royer 96] :

$$Y_e(f) = G_e(f) + j(B_e(f) + 2\pi f C_T) \quad \text{Eq. 2-39}$$

Avec :

- $G_e(f)$: conductance de rayonnement ;
- $B_e(f)$: susceptance ;
- C_T : capacité statique ;
- V_{in} : tension d'entrée ;
- Z_{in} : impédance de la source (50Ω).

Admittance électrique théorique des IDT

D'après l'équation 2-39, l'admittance du transducteur, traduisant l'émission d'ondes de surface est bien la somme de deux contributions :

$$Y_e(f) = Y_{ea}(f) + Y_{es}(f) \quad \text{Eq. 2-40}$$

-une contribution électroacoustique (conductance et susceptance) :

$$Y_{ea}(f) = G_e(f) + jB_e(f) \quad \text{Eq. 2- 41}$$

-une contribution électrostatique (capacité statique) :

$$Y_{es}(f) = j2\pi f C_T \quad \text{Eq. 2-42}$$

Afin d'exprimer l'admittance électrique en fonction des caractéristiques du capteur, il convient de déterminer la réponse impulsionnelle $h(t)$ et la réponse fréquentielle $H(f)$ correspondant à la transformée de Fourier de $h(t)$.

La réponse impulsionnelle correspond à la dérivée de la réponse à l'échelon, elle est par hypothèse une sinusoïde de fréquence $f_0 = V_R/2p$ et de durée N/f_0 [Royer 96] [Hartmann 73]. En posant $C_1=C_0/W_a$, la capacité par paire de doigt et par unité de longueur, nous obtenons :

$$\begin{cases} h(t) = \pi\sqrt{2} k\sqrt{C_1}(f_0)^{3/2} \cos(2\pi f_0 t) & \text{pour } 0 \leq t \leq N/f_0 \\ h(t) = 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad \text{Eq. 2-43}$$

L'énergie totale de l'onde SAW $E(f)$ irradiée par l'IDT dans les deux directions est calculée à partir de la réponse fréquentielle $H(f)$:

$$E(f) = 2 * |H(f)|^2 \quad \text{Eq. 2-44}$$

$$E(f) = 2 \left(\frac{\pi}{\sqrt{2}} k\sqrt{C_1}(f_0)^{1/2} N \left(\frac{\sin(x)}{x} \right) \right)^2 \quad \text{Eq. 2-45}$$

$$x = N\pi \frac{f - f_0}{f_0} \quad \text{Eq. 2-46}$$

Avec :

- N : nombre de pair de doigts ;
- f_0 : fréquence de résonance ;
- k : couplage électromécanique ;
- C_1 : la capacité par paire de doigts et par unité de longueur.

La conductance de rayonnement est obtenue à partir de l'énergie $E(f)$ et de la largeur de recouvrement des électrodes W_a , elle exprime que l'énergie mécanique engendrée par le transducteur est égale à l'énergie électrique dissipée [Smith et al. 69] :

$$G_e(f) = 2 * W_a * |H(f)|^2 \quad \text{Eq. 2- 47}$$

$$G_e(f) = \pi^2 k^2 C_1 f_0 N^2 W_a \left(\frac{\sin(x)}{x} \right)^2 = G_0 \left(\frac{\sin(x)}{x} \right)^2 \quad \text{Eq. 2- 48}$$

G_0 est la conductance de rayonnement à la fréquence de résonance [Royer 96]:

$$G_0 = \pi^2 k^2 C_1 f_0 N^2 W_a \quad \text{Eq. 2-49}$$

L'expression approximée de G_0 peut aussi être de la forme [Campbell 98]:

$$G_0 = 8k^2 C_1 f_0 N^2 W_a \quad \text{Eq. 2-50}$$

Notons que la capacité statique C_T du capteur IDT est définie par :

$$C_T = NW_a C_1 \quad \text{Eq. 2-51}$$

L'équation 2-49 devient :

$$G_0 = \pi^2 k^2 C_T f_0 N \quad \text{Eq. 2-52}$$

C_1 est la capacité par paire de doigt et par unité de longueur, pour une largeur de recouvrement constante elle ne dépend que du taux de métallisation ($\eta = a/p$) :

$$C_1 = (\varepsilon_p + \varepsilon_0) \frac{K\left(\sin\left(\eta \frac{\pi}{2}\right)\right)}{K\left(\cos\left(\eta \frac{\pi}{2}\right)\right)} \quad \text{Eq. 2-53}$$

Avec :

- K : intégrale elliptique de première espèce (fonction elliptique sous Matlab) des variables complémentaires $\sin\left(\eta \frac{\pi}{2}\right)$ et $\cos\left(\eta \frac{\pi}{2}\right)$;
- η : taux de métallisation ($\eta = a/p$) ;
- a : largeur des électrodes ;
- p : période des électrodes ;
- $\varepsilon_p = 3,2e^{-10}$ F/m est la permittivité effective du matériau ;
- $\varepsilon_0 = 8,85e^{-12}$ F/m est la permittivité du vide.

Pour un taux de métallisation de 50% (*soit* $\eta = \frac{1}{2} \Rightarrow \sin\left(\frac{\pi}{4}\right) = \cos\left(\frac{\pi}{4}\right)$) l'expression de la capacité C_1 est simplifiée :

$$C_1 = (\varepsilon_p + \varepsilon_0) \quad \text{Eq. 2-54}$$

La susceptance $B_e(f)$ est la partie imaginaire de l'admittance électrique, elle est donc obtenue en déterminant la transformée de Hilbert de la partie réelle (conductance de rayonnement $G_e(f)$) [Royer 96] :

$$B_e(f) = \pi^2 k^2 C_1 f_0 N^2 W_a \left(\frac{\sin(2x) - 2x}{2x^2} \right) = G_0 \left(\frac{\sin(2x) - 2x}{2x^2} \right) \quad \text{Eq. 2-55}$$

La bande passante (Δf) à -3 dB est inversement proportionnelle à N. Elle est donnée par la relation [Royer 99] :

$$BP = \frac{0,885}{N} f_0 \quad \text{Eq. 2-56}$$

2.2.2.2 Modèle électrique équivalent en série des IDT

Dans cette partie nous allons nous intéresser à l'impédance électrique caractérisant le port 3. L'impédance électrique d'un capteur IDT se compose de la capacité statique C_T et d'une impédance électrique qui traduit l'émission d'onde de surface. Ainsi à la fréquence de résonance, pour obtenir l'impédance électrique, le port 3 du modèle « crossed-field » peut être modélisé par le circuit équivalent en série de la figure 2-7.

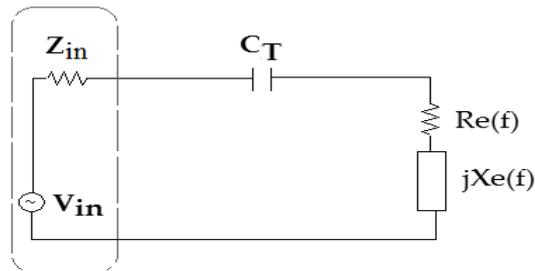


Figure 2-7 : modèle équivalent en série du port 3 [Mason 48]

Avec :

- $R_e(f)$: résistance de rayonnement ;
- $X_e(f)$: la réactance de rayonnement ;
- V_{in} : tension d'entrée ;
- Z_{in} : impédance de la source (50Ω).

Impédance électrique théoriques des IDTs

En utilisant le formalisme de Smith et al, l'expression de l'impédance électrique du transducteur, traduisant l'émission d'ondes de surface s'exprime sous la forme [Smith et al. 69] :

$$Z_e(f) = R_e(f) + j \left(X_e(f) - \frac{1}{2\pi f C_T} \right) \quad \text{Eq. 2-57}$$

De même que pour l'admittance électrique l'impédance électrique du transducteur, traduisant l'émission d'ondes de surface est la somme de deux contributions :

$$Z_e(f) = Z_{ea}(f) + Z_{es}(f) \quad \text{Eq. 2-58}$$

-une contribution électroacoustique (résistance et réactance de rayonnement) :

$$Z_{ea}(f) = R_e(f) + jX_e(f) \quad \text{Eq. 2-59}$$

-une contribution électrostatique (capacité statique) :

$$Z_{es}(f) = \frac{j}{2\pi f C_T} \quad \text{Eq. 2-60}$$

La résistance de rayonnement, correspondant à la partie réelle de l'impédance, est donnée par:

$$R_e(f) = \frac{1.3 k^2}{2\pi C_1 W_a f_0} \left(\frac{\sin(x)}{x} \right)^2 \quad \text{Eq. 2-61}$$

R_0 étant la résistance de rayonnement à la fréquence de résonance, pour un taux de métallisation de 50% (soit $\eta = \frac{1}{2}$), elle est définie par [Feldmann 86] [Smith 69]:

$$R_0 = \frac{1.3 k^2}{2\pi C_1 W_a f_0} \quad \text{Eq. 2-62}$$

La réactance de rayonnement, correspondant à la partie imaginaire de l'impédance, est calculée à partir de la résistance de rayonnement :

$$X_e(f) = R_0 \left(\frac{\sin(2x) - 2x}{2x^2} \right) \quad \text{Eq. 2-63}$$

Notons que les expressions de C_T et C_0 définies plus haut (§ 2.2.2.1) restent inchangées.

2.2.3 Résistance interne des capteurs

Les capteurs IDT sont caractérisés par une résistance interne. En tenant compte de cette résistance interne notée R_E , le circuit électrique équivalent en série de nos capteurs peut être remplacé par le circuit de la figure 2-8, Z_{in} représente l'impédance de la source ($Z_{in} = 50 \text{ Ohm}$) :

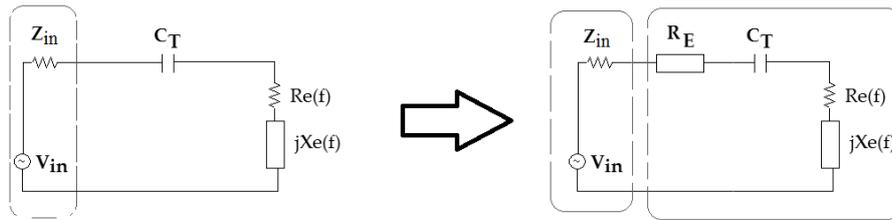


Figure 2-8 : modèle électrique équivalent en série avec prise en compte de la résistance interne R_E

Des techniques de calculs existent pour estimer la résistance R_E [Morgan 91]. Si nous considérons une électrode n et en supposant que la densité de charge est uniforme sur toute la longueur de l'électrode (direction y), le courant totale traversant l'électrode n et la puissance dissipée dans l'électrode n sont respectivement définis par :

$$I_n(y) = j2\pi f q_n \left(\frac{1}{2} \pm \frac{y}{W_a} \right) \quad \text{Eq. 2-64}$$

$$P^{(n)} = \frac{1}{2} r_E \int_{-\frac{W_a}{2}}^{\frac{W_a}{2}} |I_n(y)|^2 dy = r_E (2\pi f)^2 q_n^2 W_a / 6 \quad \text{Eq. 2-65}$$

Avec :

- $r_E = \rho/a.h$: résistance pour une électrode par unité de longueur ;
- a : largeur des doigts des IDT ;
- ρ : résistivité des électrodes ;
- h : épaisseur des électrodes ;
- W_a : largeur de recouvrement ;
- q_n : charge totale dans l'électrode n ;
- $P^{(n)}$: puissance dissipée dans l'électrode n .

Par ailleurs, D étant le nombre total d'électrode, la puissance totale dissipée est donnée par :

$$\sum_{n=1}^D P^{(n)} = \frac{1}{2} (2\pi f)^2 C_T^2 R_E \quad \text{Eq. 2-66}$$

D'après les équations 2-65 et 2-66, la résistance interne totale est donnée par [Morgan 91] :

$$R_E = \frac{r_E W_a}{3} \frac{[\sum_{n=1}^D q_n^2]}{[\sum_{n=1}^D \hat{P}_n q_n]} \quad \text{Eq. 2-67}$$

$\hat{P}_n = 0$ ou 1 , correspond à la polarité de l'électrode n .

En se basant sur la symétrie des électrodes et en négligeant les phénomènes de distorsions dans la bande de fréquence de fonctionnement liés à la densité de charge électrostatique (end effect). Nous pouvons simplifier l'expression relative de q_n . Notons que ces phénomènes de distorsions apparaissent quand le nombre de doigts est faible (soit D inférieur à 20 [Morgan 91]), en définitive pour un nombre de doigt par période égale à 2, la valeur de R_E est donné par :

$$R_E = \frac{2r_E W_a}{3D} \quad \text{Eq. 2-68}$$

Les effets de cette résistance sont négligeables quand R_E est très faible devant la résistance de rayonnement $R_c(f)$, nous verrons par la suite que pour les caractéristiques des capteurs réalisés, cette résistance est négligeable.

2.2.4 Pertes d'insertion et Pertes de conversion

Pour une adaptation d'impédance parfaite le rapport entre la résistance de rayonnement (notée $R_e(f)$) et l'impédance de la source (Z_{in}) est égale à 1 ce qui correspond à des **pertes de conversions** de 3 dB. Dans le cas général des dispositifs SAW composés de deux transducteurs avec un émetteur et un récepteur (filtre, ligne de retard..), les **pertes d'insertions** renseignent sur le rendement de transfert de puissance. Pour une transduction parfaite la puissance transmise par le générateur est égale à la puissance reçue par l'émetteur et idem la puissance aux bornes du récepteur est totalement dissipée à la sortie.

Les pertes de conversions ($CL(f)$) et d'insertions ($IL(f)$) sont définies par [Datta 86] :

$$CL(f) \approx 10 \log \left[\frac{1}{2} \left(1 + \frac{R_e(f)}{Z_{in}} \right)^2 \frac{Z_{in}}{R_e(f)} \right] \quad \text{Eq. 2-69}$$

$$IL(f) \approx -10 \log \left[\frac{2G_e(f)Z_{in}}{(1 + G_e(f)Z_{in})^2 [Z_{in}(2\pi f C_T + B_e(f))]} \right] \quad \text{Eq. 2-70}$$

Nous estimerons ces pertes par la suite pour les différents capteurs.

Nous venons de donner les expressions des grandeurs électriques que nous cherchons à étudier, il convient d'intégrer ces relations dans un programme effectué sous Matlab afin de représenter l'allure des réponses pour différentes configurations de capteur IDT.

2.2.5 Modélisation électrique des capteurs IDT à bande étroite

Dans cette partie nous allons présenter les résultats de la modélisation électrique des capteurs IDT. Différentes configurations de capteurs IDT à bande étroite, de fréquence de résonance allant de 10 à 150 MHz, ont été étudiées. Pour ce faire, nous avons réalisé une interface graphique avec le logiciel Matlab à partir des relations décrites plus haut (figure 2-8).

Cette interface permet d'avoir les caractéristiques électriques en fonctions des paramètres des électrodes : nombre de paires de doigts N , largeur de recouvrement W_a , taux de métallisation η et longueur d'onde λ .

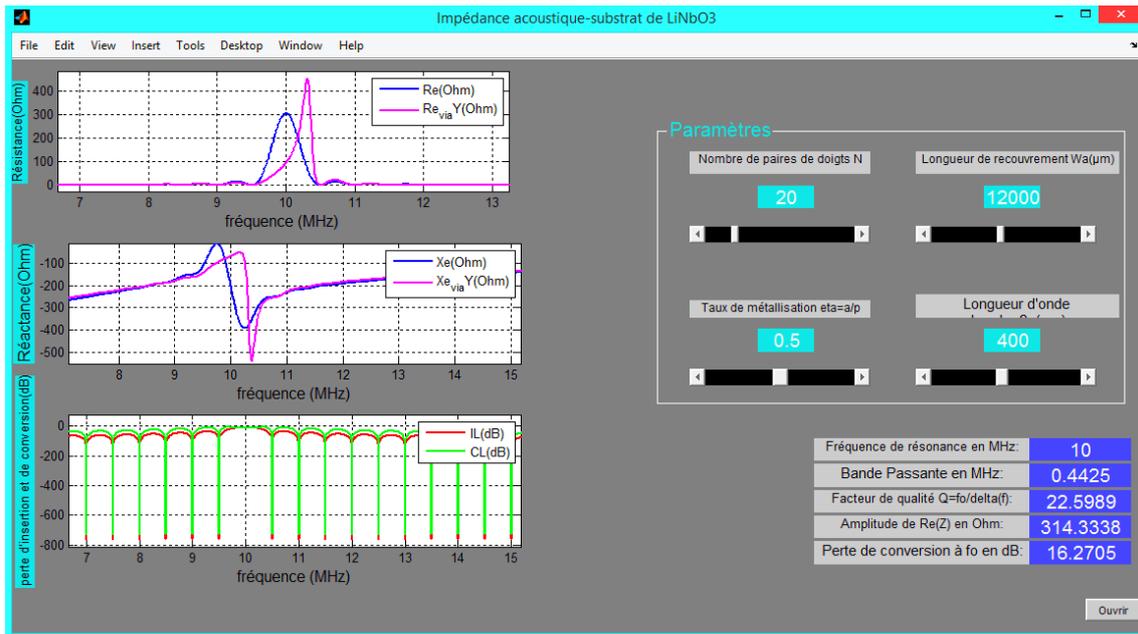


Figure 2-8 : Interface graphique pour la modélisation électrique des capteurs IDT

Comme nous l'avons montré dans les paragraphes 2.2.2.1 et 2.2.2.2, les caractéristiques électriques sont directement dépendantes des paramètres intégrés dans l'interface graphique (N , W_a , η et λ), nous savons, par exemple que plus le nombre de paires de doigts N est importante plus la conductance de rayonnement des capteurs à la résonance augmente, en contrepartie nous aurons une diminution de la bande passante. La valeur de N permet d'augmenter la sélectivité du capteur (facteur de qualité plus important). La largeur de recouvrement W_a , pour sa part, influe sur l'impédance aux fréquences de fonctionnement, plus sa valeur est importante plus la résistance de rayonnement à la résonance diminue. La largeur de recouvrement W_a permet d'obtenir des valeurs d'impédance pour les capteurs proches de l'impédance de la source (50Ω). Elle influe donc sur les pertes de conversion à la résonance, mais en contrepartie elle permet aussi d'augmenter la résistance interne des capteurs R_E .

Ainsi, pour le choix des paramètres il est nécessaire de trouver un compromis entre caractéristiques optimales désirées et les éventuels effets secondaires et les contraintes liées à l'application visée. Par exemple en choisissant une largeur de recouvrement importante ($> 3 \text{ cm}$), nous arrivons à obtenir des résistances proches de 50Ω (adaptation parfaite), toutefois de telles valeurs auront quelques inconvénients sur le comportement final du capteur (diffraction, réflexions parasites etc. (voir chapitre 1) [Morgan 91]). L'autre inconvénient et pas des moindres, est lié aux échantillons à tester (diamètre $< 6 \text{ cm}$), la technique de mesure avec contact nécessite d'adapter la largeur des capteurs aux dimensions des échantillons à tester afin de faciliter les mesures.

Concernant le nombre de paires de doigts, il convient de le choisir afin d'avoir des bandes passantes adéquates pour l'application visée, sans perdre en compacité. En effet un des objectifs principaux de cette thèse est de réaliser des capteurs IDT à haute compacité (longueur $< 5 \text{ mm}$, largeur $< 3 \text{ mm}$).

Nous verrons dans les résultats de modélisation l'influence de tous ces paramètres que nous venons de citer sur les caractéristiques électriques.

2.2.5.1 Caractéristiques du capteur 25 MHz

Nous présentons un premier exemple d'un capteur IDT à bande étroite dont la fréquence de résonance est de 25 MHz. Afin de générer des ondes ayant de bonnes amplitudes et une bande passante étroite, ce capteur est constitué de 50 électrodes. La largeur de recouvrement est choisie en tenant compte des remarques faites précédemment, le tableau 2-1 et la figure 2-9 représentent les caractéristiques du capteur 25 MHz. L'épaisseur des électrodes h est choisie de sorte que la hauteur de métallisation ($h/\lambda \ll 1\%$) afin de réduire considérablement les réflexions inter-électrodes dues aux discontinuités des doigts [Campbell 98], pour le capteur 25 MHz, le rapport h/λ est égale à 0,25%.

La longueur L ($L=2Np$) du capteur est de 5 mm.

Nom	f_0 (MHz)	D	W_a (mm)	a (μm)	b (μm)	p (μm)	λ (μm)	e (μm)	h (μm)	e/ λ	h/ λ (%)
C25	25	50	4,8	40	40	80	160	500	0,4	3,12	0,25

Tableau 2-1 : Paramètres du capteur à 25 MHz

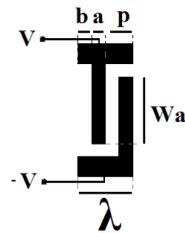


Figure 2-9: Caractéristiques d'une paire d'électrode

Avec :

- e : épaisseur du substrat piézoélectrique ;
- a : largeur des doigts des électrodes ;
- b : espacement des doigts ;
- λ : longueur d'onde des électrodes ;
- D : nombre totale de doigts ;
- W_a : largeur de recouvrement ;
- e/ λ : ratio épaisseur du substrat piézoélectrique sur longueur d'onde ;
- h/ λ : hauteur de métallisation (ratio épaisseur des électrodes sur la longueur d'onde).

2.2.5.2 Admittance et Impédance électriques et bande passante théoriques

La figure 2-10 donne l'allure de la conductance de rayonnement théorique $G_e(f)$ (partie réelle de l'admittance électrique) et de la susceptance théorique $B_e(f)$ (partie imaginaire de l'admittance électrique).

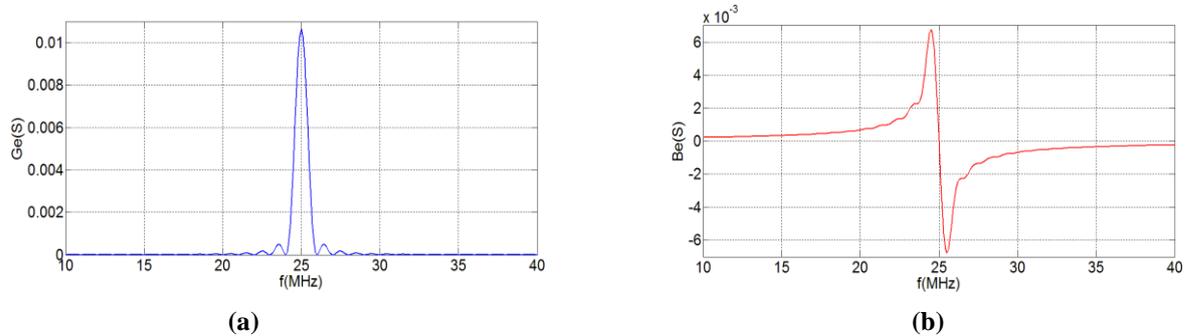


Figure 2-10 : Admittance électrique théorique du capteur à 25 MHz, a) Conductance b) Susceptance

D'un point de vue électrique la fréquence de résonance du système correspond au maximum de la réponse électrique en d'autres termes au maximum de conductance de rayonnement, nous obtenons une valeur assez importante soit $G_e(f_0) = 10$ mS, cette valeur est comparable à celles trouver dans la littérature pour la réalisation de dispositifs SAW à fortes robustesses à l'aide de transducteurs interdigités [Laude 04]. Comme attendu, la susceptance est nulle à la fréquence de résonance. La fréquence d'anti-résonance du système correspond quant à elle au minimum de conductance, aucune vibration n'est engendrée à ces fréquences.

La figure 2-11 donne l'allure de la résistance de rayonnement théorique $R_e(f)$ (partie réelle de l'impédance électrique) et de la réactance de rayonnement théorique $X_e(f)$ (partie imaginaire de l'impédance électrique).

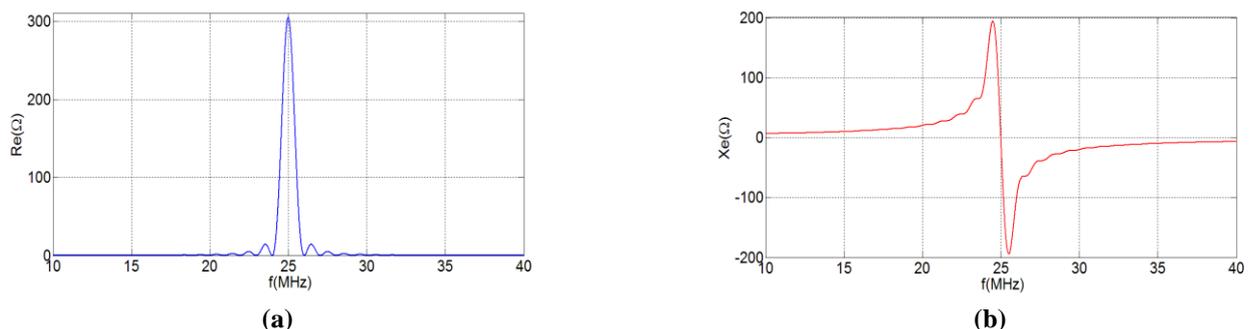


Figure 2-11 : Impédance électrique théorique du capteur à 25 MHz, a) Résistance b) Réactance

Notons dans les résultats de modélisation que la fréquence de résonance de l'admittance est égale à la fréquence de résonance de l'impédance, elle est de 25 MHz, ce qui ne devrait pas être le cas. Ceci est liée au fait que dans les deux modèles il faut imposer cette fréquence (f_0) (équations 2-48 et 2-61), mais comme nous le verrons dans le chapitre 4 avec les résultats de mesures il y a bien un décalage de

fréquence de résonance entre l'admittance et l'impédance (quand l'impédance est maximale l'admittance est minimale et inversement).

De même que pour l'admittance, l'impédance électrique est maximale à la fréquence de résonance (figure 2-11), la résistance de rayonnement $R_e(f_0) = R_0 = 305 \Omega$ (la réactance de rayonnement est nulle à cette fréquence), la valeur de 305Ω reste acceptable (voir perte de conversion obtenue § 2.2.5.3). Pour obtenir exactement une résistance de 50Ω (adaptation d'impédance parfaite), il faudrait une largeur de recouvrement de 29 mm , cette valeur est trop élevée au vu des dimensions des échantillons à tester. Notons que la bande passante théorique de l'admittance est égale à la bande passante de l'impédance soit $BP_Y = BP_Z = 0,7 \text{ MHz}$. Cette valeur est proche de celle trouvée en utilisant l'approximation de Royer (Equation 2-56) soit $0,8 \text{ MHz}$.

Dans le tableau 2-2, nous avons calculé la valeur de la résistance de rayonnement à la résonance pour le capteur 25 MHz en fonction de la valeur de W_a .

$W_a \text{ (mm)}$	$R_e(f_0) \text{ (}\Omega\text{)}$
2,5	305
10	146
20	73
29	50

Tableau 2-2 : Influence de W_a sur la résistance de rayonnement à la résonance $R_e(f_0)$

Au vu des applications futures et des objectifs fixés pour la dimension des capteurs, nous avons opté pour une largeur de recouvrement de $2,5 \text{ mm}$.

Remarque

Par ailleurs, nous avons comparé les deux modèles proposés par Smith et al (série et parallèle), afin de vérifier les relations entre impédance et admittance, soit $Z_e=1/Y_e$ ou $Y_e=1/Z_e$:

$$Z_e(f) = \frac{1}{Y_e(f)} \Rightarrow R_e(f) + j \left(X_e(f) - \frac{1}{2\pi f C_T} \right) = \frac{1}{G_e(f) + j(B_e(f) + 2\pi f C_T)} \tag{Eq. 2-71}$$

Nous avons donc modélisé l'admittance via l'impédance à l'aide des relations ci-dessous :

$$G_e(f) = \frac{R_e(f)}{(R_e(f))^2 + \left(X_e(f) - \frac{1}{2\pi f C_T} \right)^2} \tag{Eq. 2-72}$$

$$B_e(f) = - \frac{\left(X_e(f) - \frac{1}{2\pi f C_T} \right)}{(R_e(f))^2 + \left(X_e(f) - \frac{1}{2\pi f C_T} \right)^2} - 2\pi f C_T \tag{Eq. 2-73}$$

La figure 2-12 donne l'allure de la conductance de rayonnement théorique $G_e(f)$ (partie réelle de l'admittance électrique) et de la susceptance théorique $B_e(f)$ (partie imaginaire de l'admittance électrique) calculées à l'aide des équations 2-72 et 2-73.

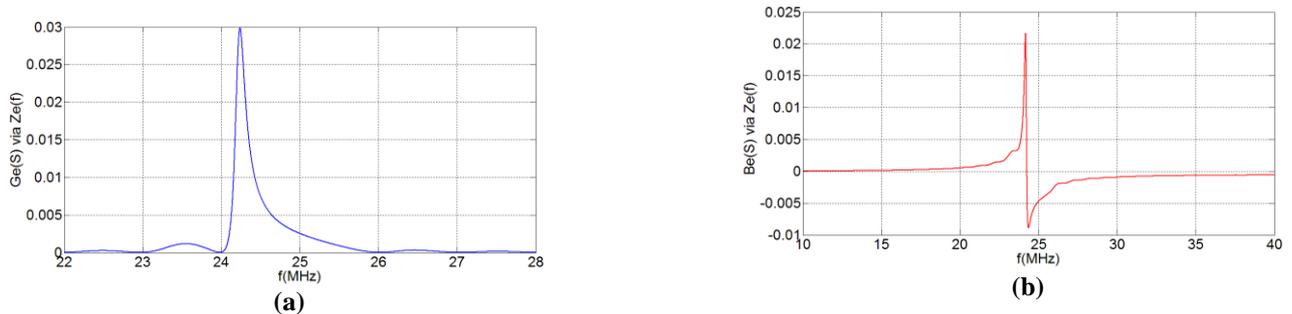


Figure 2-12 : Admittance électrique théorique du capteur 25 MHz, a) Conductance b) Susceptance

Nous observons bien que la fréquence de résonance n'est plus de 25 MHz mais de 24,2 MHz, toutefois la conductance de rayonnement passe de 10 mS à 30 mS.

Nous avons aussi modélisé l'impédance via l'admittance à l'aide des relations ci-dessous

$$R_e(f) = \frac{G_e(f)}{(G_e(f))^2 + (B_e(f) + 2\pi f C_T)^2} \quad \text{Eq. 2-74}$$

$$X_e(f) = -\frac{(B_e(f) + 2\pi f C_T)}{(G_e(f))^2 + (B_e(f) + 2\pi f C_T)^2} + \frac{1}{2\pi f C_T} \quad \text{Eq. 2-75}$$

La figure 2-13 donne l'allure de la résistance de rayonnement théorique $R_e(f)$ (partie réelle de l'impédance électrique) et de la réactance de rayonnement théorique $X_e(f)$ (partie imaginaire de l'impédance électrique) calculées à l'aide des équations 2-74 et 2-75.

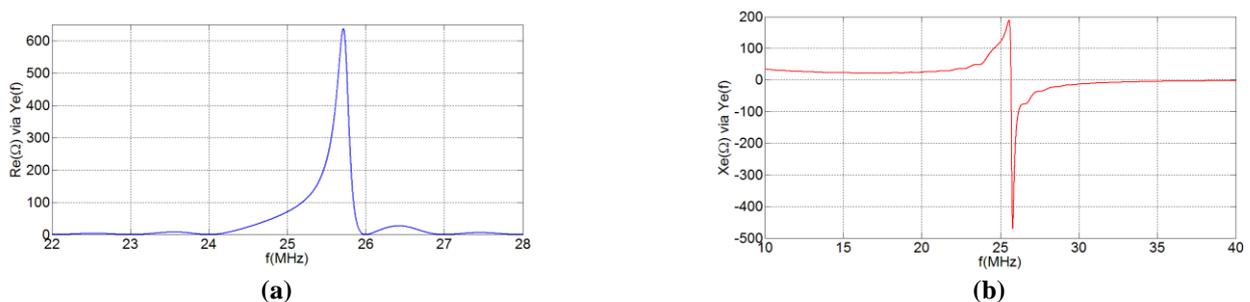


Figure 2-13 : Impédance électrique théorique du capteur 25 MHz, a) Résistance b) Réactance

Nous observons bien que la fréquence de résonance n'est plus de 25 MHz mais de 25,7 MHz, toutefois la résistance de rayonnement passe de 305 Ω à 637 Ω .

Ce phénomène a été déjà abordé par Smith et al, en effet pour pouvoir passer d'un modèle à l'autre tout en obtenant les mêmes résultats en impédance et admittance, il faudrait que la condition ci-dessous soit vérifiée [Smith 69]:

$$[(4/\pi)k^2N]^2 \ll 1 \quad \text{Eq. 2-76}$$

Où k représente le coefficient de couplage électromécanique du substrat piézoélectrique et N le nombre de paires d'électrode. Pour les caractéristiques du capteur 25 MHz modélisé, la constante $[(4/\pi)k^2N]^2 = [(4/\pi) * 0,054 * 25]^2 = 3$; la condition définie par Smith n'est donc pas vérifiée, ceci explique les différences de résultats observés en passant d'un modèle à l'autre.

2.2.5.3 Pertes d'insertion et Pertes de conversion

Les pertes de conversion ($CL(f)$) et les pertes d'insertion ($IL(f)$) sont calculées à l'aide des équations 2-69 et 2-70. Nous considérons l'impédance de la source $Z_{in} = 50\Omega$. Les figures 2-14 et 2-15 représentent respectivement les pertes de conversions et d'insertions théoriques.

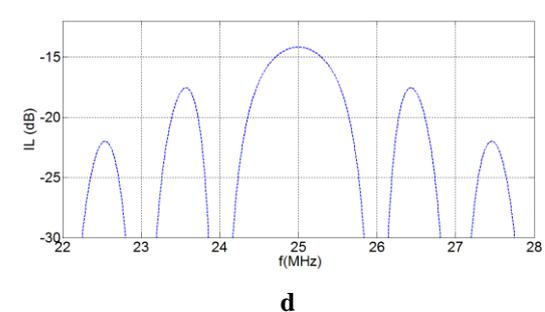
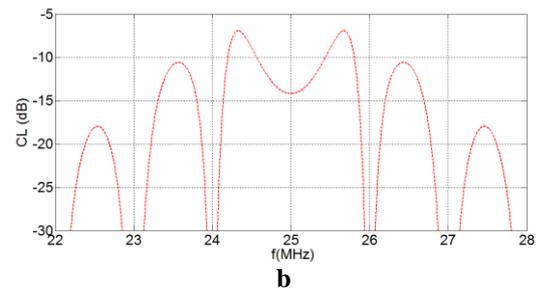
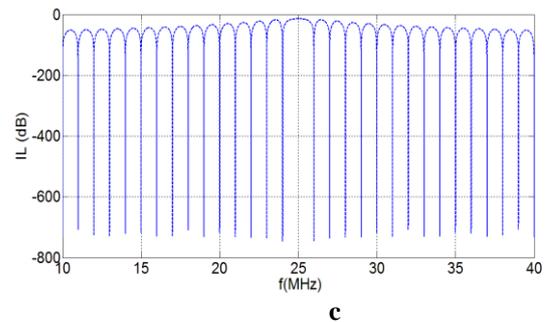
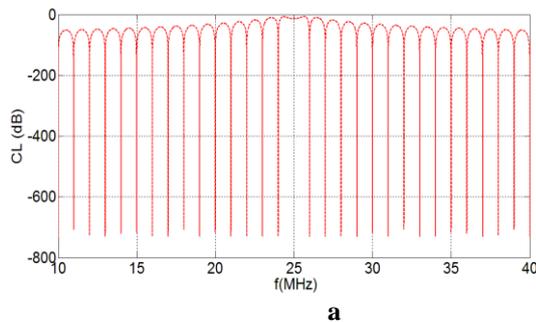


Figure 2-14 : a) Pertes de conversions théoriques du capteur 25 MHz b) zoom autour de f_0

Figure 2-15 : c) Figure 2-13 : Pertes d'insertions théoriques du capteur 25 MHz d) zoom autour de f_0

Les pertes sont minimales à la fréquence de résonance, nous obtenons :

$$IL(f_0) = CL(f_0) = -14 \text{ dB.}$$

Cette valeur de perte est tout à fait raisonnable car la littérature on retrouve typiquement des pertes de -20 dB à -30 dB pour des dispositifs SAW à base de transducteurs interdigités [Laude 06]. Il est à noter toutefois que ces pertes sont le résultat de nombreux paramètres et en particulier la fréquence de résonance et du design du filtre SAW ou du capteur IDT.

Résistance interne R_E

La résistance interne (équation 2-68) est très faible devant la résistance $R_c(f_0)$, la variation en tension est donc négligeable, soit : $R_c(f_0) = 6.10^5 R_E$. Dans le cas où la valeur de R_E est très importante, il est possible de la réduire en augmentant le nombre d'électrodes D , l'épaisseur des électrodes h (donc la hauteur de métallisation) ou diminuer la largeur de recouvrement Wa (R_E est proportionnelles à Wa^2) [Morgan 91].

Au vu des configurations des capteurs IDT étudiées nous négligerons, par la suite, les effets de cette résistance.

2.2.6 Modélisation électrique d'un capteur large bande

Dans le chapitre 2, nous avons présenté différentes configurations de capteurs larges bandes. Ces différentes configurations ont été modélisées et étudiées. Mais au vu des spécifications imposées compacité, robustesse, faibles pertes etc., nous avons décidé de plus axer notre étude sur les capteurs larges bandes de type chirp. Nous verrons dans la suite (chapitre 3 et 4) que ce choix est totalement justifié.

Pour optimiser la réponse des capteurs nous avons choisi de limiter la bande de fonctionnement de sorte à ne pas dépasser 100 MHz. En effet, il a été démontré que la variation relative de fréquence influe sur les pertes de conversion [Royer 99]. Ce phénomène est lié au fait qu'il est plus difficile d'adapter le capteur au générateur dans une grande bande de fréquence. Afin de limiter ces pertes, nous avons choisi, dans un premier temps, d'étudier les caractéristiques électriques de capteurs chirp fonctionnant dans la bande 30 – 100 MHz ce qui correspond à une bande de 70 MHz. Le choix de 30 MHz pour la fréquence basse s'explique par les raisons que nous avons évoquées au chapitre 1 (§1.6) sur les courbes de dispersion des matériaux que nous allons étudier dans le cadre de cette thèse.

Caractéristiques électriques des capteurs chirp

Comme pour les capteurs IDT à bande étroite, les caractéristiques électriques des capteurs chirp sont obtenues à partir de la réponse fréquentielle $H(f)$ correspondant à la transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle $h(t)$. La méthode de calcul de la réponse impulsionnel est identique pour les deux différentes configurations (up chirp et down chirp). La figure 2-16 représente une configuration du capteur chirp (30 - 100MHz).

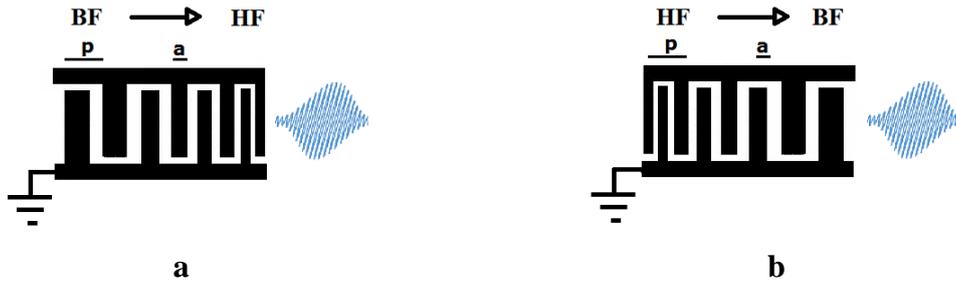


Figure 2-16: Capteur chirp (30 - 100MHz) a) up chirp b) down chirp
(HF pour les hautes fréquences et BF pour les basses fréquences)

Les capteurs chirp sont modélisés comme une multitude de capteurs d'IDT, de différentes fréquences de résonance, connectés en parallèle dont l'ensemble constitue un capteur de type passe bande [Campbell 98]. Pour une périodicité p_{0x} de fréquence f_{0x} donnée et de capacité par paire de doigt et par unité de longueur C_{1x} , la réponse impulsionnelle est de la forme [Campbell 98]:

$$\begin{cases} h(t) = 4 \sqrt{C_{1x}} k f_{0x}^{3/2} \sin(2\pi f_{0x} t) & \text{pour } 0 \leq t \leq N_{ex}/f_{0x} \\ h(t) = 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad \text{Eq. 2-77}$$

L'amplitude de la réponse impulsionnelle ($4 \sqrt{C_{1x}} k$) traduit l'efficacité du couplage électromécanique entre l'excitation en tension des électrodes et les ondes de surface générées par le substrat piézoélectrique. Elle est évaluée à partir du modèle « crossed-field » pour une section de longueur $2p_{0x}$. Le facteur 3/2 est nécessaire pour satisfaire le principe de conservation d'énergie [Hartmann 73]. Le paramètre N_{ex} correspond au nombre de paires de doigts excités.

Les fréquences de résonances f_{0x} traduisent la variation des périodicités p_{0x} (donc des longueurs d'onde λ_{0x}) caractérisant les capteurs chirp. Pour une excitation en tension du capteur chirp, $t = x_s / V$ est le temps auquel l'onde SAW passe en un point donné x_s de l'électrode et f_{0x} est la fréquence correspondant à la périodicité au point donné x_s .

Admittance électrique des capteurs chirp

Dans le domaine fréquentiel, l'énergie totale de l'onde SAW $E_x(f)$ irradiée par l'électrode p_{0x} est égale à la conductance totale de rayonnement $G_{ex}(f)$. En définitive, pour une période p_{0x} donnée, l'admittance est donnée par:

$$Y_{ex}(f) = G_{ex}(f) + j(B_{ex}(f) + 2\pi f C_{1x}) \quad \text{Eq. 2-78}$$

La conductance de rayonnement à la fréquence f_{0x} est donnée par [Campbell 98]:

$$G_{ex}(f) = G_{0x} \left(\frac{\sin(x)}{x} \right)^2 \quad \text{Eq. 2-79}$$

La susceptance correspondant est obtenue en déterminant la transformée de Hilbert de la conductance de rayonnement $G_{ex}(f)$:

$$B_{ex}(f) = G_{0x} \left(\frac{\sin(2x) - 2x}{2x^2} \right) \quad \text{Eq. 2-80}$$

Avec :

$$G_{0x}(f_{0x}) = 8k^2 W_a C_{1x} f_{0x} N_e^2 \quad \text{Eq. 2-81}$$

$$x = N_e \pi \frac{f - f_{0x}}{f_{0x}} \quad \text{Eq. 2-82}$$

Avec :

- k : couplage électromécanique ;
- C_{1x} : la capacité par unité de longueur de la paire de doigts p_{0x} ;
- W_a : largeur de recouvrement ;
- f_{0x} : fréquence correspondant à la périodicité au point donné p_{0x} .

Le paramètre N_{ex} correspond au nombre de paires de doigts excités. En effet, lorsque le capteur est excité avec un signal de fréquence f_{0x} , l'énergie est principalement irradiée dans la zone de l'électrode de longueur d'onde correspondant à $\lambda_{0x} = V/f_{0x}$ et de période $p_{0x} = V/2 \cdot f_{0x}$. Dans ce cas le nombre de paires de doigts excités (N_{ex}) peut être approximé par [Campbell 98]:

$$\frac{N_{ex}}{N} = \frac{f_{0x}}{f_0 \sqrt{TB}} \quad \text{Eq. 2-83}$$

Avec :

- f_{0x} : fréquence correspondant à la périodicité au point donné p_{0x} .
- N : nombre total de paires de doigts ;
- f_0 : fréquence centrale, $f_0 = (f_{0x_min} + f_{0x_max}) / 2 = (30 + 100) / 2 = 65$ MHz ;
- B : gamme de fréquences du capteur chirp, $B = f_{0x_max} - f_{0x_min} = 100 - 30 = 70$ MHz ;
- T : temps que mettent les ondes pour traverser le capteur chirp de longueur L , $T = L/V$.

Une fois qu'on a calculé les admittances de l'ensemble des p_{0x} périodes, nous utilisons ensuite le principe de superposition pour calculer l'admittance électrique totale du capteur correspondant à la somme des contributions de chaque paire de doigt. Notons que chaque paire contribue de manière constructive au signal de sortie même si la fréquence du signal d'excitation ne correspond pas à leur périodicité.

Notons aussi qu'à la fréquence f_0 ($f_0=65$ MHz) correspondant à la fréquence centrale du capteur, nous obtenons:

$$N_e = \frac{Nf_0}{f_0\sqrt{TB}} = \frac{N}{\sqrt{TB}} \quad \text{Eq. 2-84}$$

A cette fréquence, la conductance est donnée par:

$$G_{0x}(f_0) = 8k^2W_aC_{1x} f_0 \frac{N^2}{TB} \quad \text{Eq. 2-85}$$

Impédance électrique théoriques des capteurs chirp

De même que pour l'admittance électrique, pour une période p_{0x} donnée, l'impédance électrique à la résonance est définie par :

$$Z_{ex}(f) = R_{ex}(f) + j \left(X_{ex}(f) - \frac{1}{2\pi f C_{0x}} \right) \quad \text{Eq. 2-86}$$

C_{0x} est la capacité par paire de doigt ($C_{0x}=W_aC_{1x}$).

La résistance $R_{ex}(f)$ et la réactance $X_{ex}(f)$ de rayonnement sont directement calculées en fonction de la conductance et de la susceptance :

$$R_{ex}(f) = \frac{G_{ex}(f)}{(G_{ex}(f))^2 + (B_{ex}(f) + 2\pi f C_{0x})^2} \quad \text{Eq. 2-87}$$

$$X_{ex}(f) = -\frac{(B_{ex}(f) + 2\pi f C_{0x})}{(G_{ex}(f))^2 + (B_{ex}(f) + 2\pi f C_{0x})^2} + \frac{1}{2\pi f C_{0x}} \quad \text{Eq. 2-88}$$

Une fois qu'on a calculé les impédances de l'ensemble des p_{0x} périodes, nous utilisons ensuite le principe de superposition pour calculer l'impédance électrique totale du capteur correspondant à la somme des contributions de chaque paire de doigt.

2.2.6.1 Caractéristiques du capteur chirp (30 – 100 MHz)

Nous présentons un premier exemple de capteur down chirp (30 – 100MHz). Afin de générer des ondes ayant de bonnes amplitudes, ce capteur est constitué de 38 électrodes. Le tableau 2-3 présente les caractéristiques du capteur. La longueur L du capteur est de 2,5 mm.

Nom	Δf_0 (MHz)	D	Wa(mm)	a (μm)	b (μm)	p (μm)	λ (μm)	e(μm)	h (μm)	e/ λ	h/ λ (%)
Lcs 2b	[30-100]	38	2,5	[10-30]	[10-30]	[20-60]	[40-120]	500	0,4	[4,2-12,5]	[0,2-1]

Tableau 2-3 : Paramètres du capteur down chirp (30 – 100MHz)

Pour ce capteur IDT chirp de type down, nous avons systématiquement a égale à b et la largeur des électrodes varie entre 10 μm à 30 μm .

2.2.6.2 Admittance et Impédance électriques et bande passante théoriques

La figure 2-17 donne l'allure de la conductance de rayonnement théorique $G_e(f)$ (partie réelle de l'admittance électrique) et de la susceptance théorique $B_e(f)$ (partie imaginaire de l'admittance électrique).

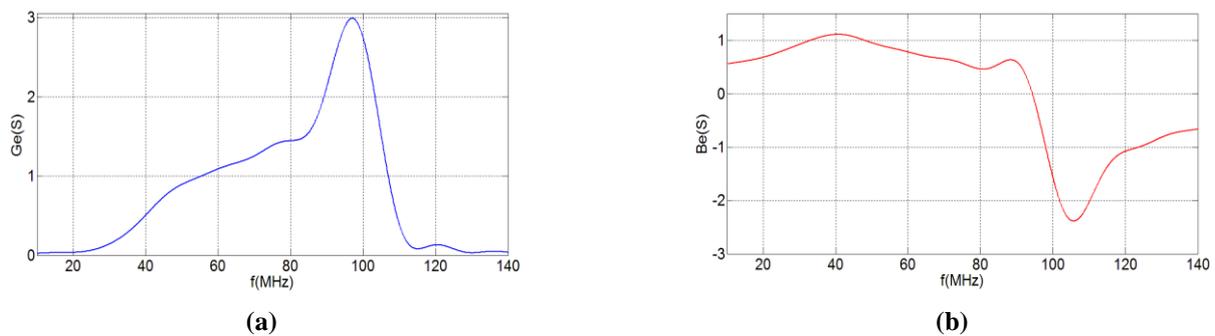


Figure 2-17 : Admittance électrique théorique du capteur down chirp (30 - 100MHz), a) Conductance b) Susceptance

La susceptance est proche de zéro dans la bande de fréquence de fonctionnement du capteur. La conductance de rayonnement augmente avec la fréquence et est maximale à $f_0 = 100$ MHz et atteint la valeur de 3 S.

La figure 2-18 donne l'allure de la résistance de rayonnement théorique $R_e(f)$ (partie réelle de l'impédance électrique) et de la réactance de rayonnement théorique $X_e(f)$ (partie imaginaire de l'impédance électrique).

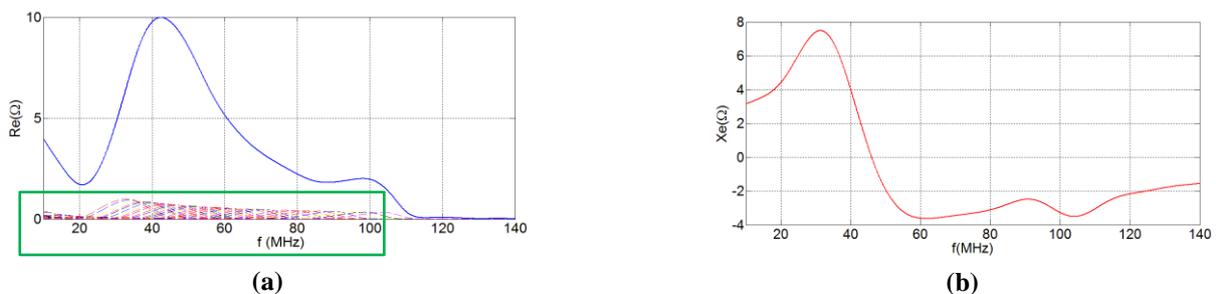


Figure 2-18 : Impédance électrique théorique du capteur down chirp (30 - 100MHz), a) Résistance b) Réactance

Nous avons représenté sur la courbe de la résistance, la réponse des différentes paires de doigts (zone encadré en vert), la somme des différentes contributions permet d'obtenir la résistance de rayonnement total du capteur. La bande de fonctionnement est observable à partir de l'allure de la résistance de rayonnement. La résistance maximale est de 10Ω . La variation en résistance entre la fréquence basse (30MHz) et la fréquence haute (100MHz) est d'environ 7Ω .

Notons que la bande passante théorique de l'admittance est égale à la bande passante de l'impédance soit $BP_Y = BP_Z$.

2.2.6.3 Pertes d'insertion et Pertes de conversion

Les pertes de conversion $CL(f)$ et les pertes d'insertion $IL(f)$ sont calculées pour une impédance de la source $Z_{in} = 50 \Omega$. Les figures 2-19 et 2-20 représentent respectivement les pertes de conversions et d'insertions théoriques.

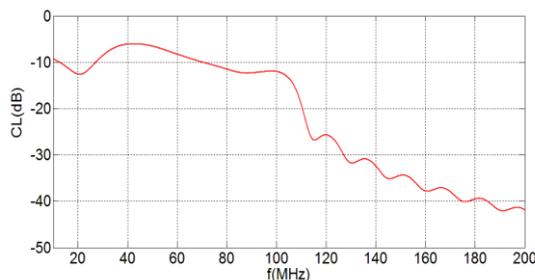


Figure 2-19: Pertes de conversions théoriques du capteur down chirp (30 – 100 MHz)

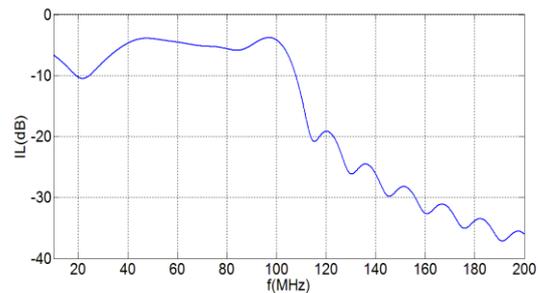


Figure 2-20 : Pertes d'insertions théoriques du capteur down chirp (30 – 100 MHz)

Les pertes dans la bande de fonctionnement sont inférieures à 10 dB. Comme attendu les pertes de conversion augmente avec la fréquence, elles sont dépendantes du rapport entre l'impédance de la source et la résistance de rayonnement.

2.2.7 Modélisation électrique des capteurs chirp (20 – 125 MHz)

Toujours dans le but de réaliser des capteurs chirp large bande performants, fonctionnant à faibles pertes et à haute compacité, d'autres configurations de capteurs chirp ont été étudiées. Nous avons choisi d'une part, d'augmenter la bande de fréquence de fonctionnement pour passer de 70MHz à 100MHz et d'autre part augmenter le nombre de doigts afin de maximiser la réponse aux fréquences de fonctionnement. La figure 2-21 présente la configuration du capteur chirp (20 – 125 MHz).

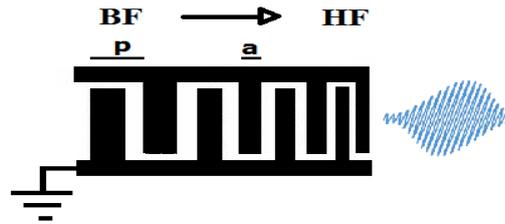


Figure 2-21: Capteur up chirp (20 - 125MHz)

2.2.7.1 Caractéristiques du capteur chirp (20 - 125MHz)

Les capteurs chirp (20 – 125MHz) sont constitués de 74 électrodes. Le tableau 2-4 présente les caractéristiques du capteur. La longueur L du capteur est de 4 mm. Pour ce capteur IDT chirp de type up, nous avons systématiquement a égale à b et la largeur des électrodes varie entre 8 µm à 50 µm.

Nom	Δf_0 (MHz)	D	Wa(mm)	a (µm)	b (µm)	p (µm)	λ (µm)	e(µm)	h (µm)	e/λ	h/λ(%)
Lcs 4b	[20-125]	74	2,5	[8-50]	[8-50]	[16-100]	[32-200]	500	0,4	[2,5-15,6]	[0,2-1,2]

Tableau 2-4 : Paramètres du capteur up chirp (20 – 125MHz)

2.2.7.2 Admittance et Impédance électrique et bande passante théoriques

La figure 2-22 donne l'allure de la conductance de rayonnement théorique $G_e(f)$ (partie réelle de l'admittance électrique) et de la susceptance théorique $B_e(f)$ (partie imaginaire de l'admittance électrique).

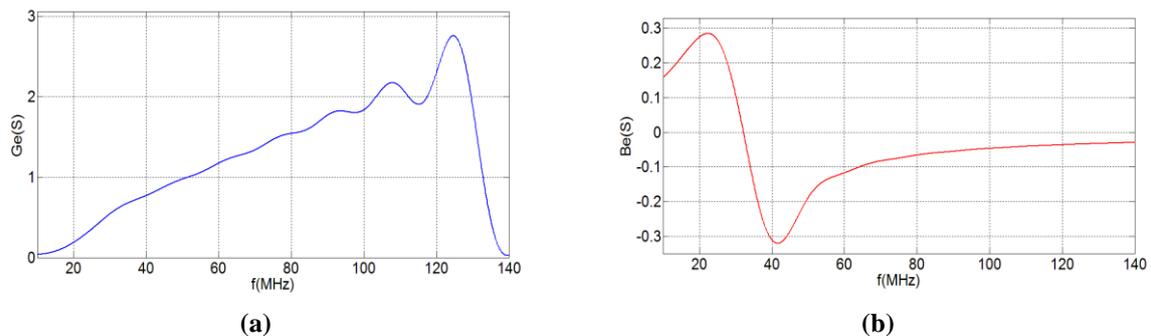


Figure 2-22 : Admittance électrique théorique du capteur up chirp (20 - 125MHz), a) Conductance b) Susceptance

La susceptance est plus faible dans la bande de fréquence de fonctionnement du capteur ($-0,25$ Siemens $< B_e(f) < 0,25$ Siemens). La conductance de rayonnement maximale est égale à 2,7 Siemens.

La figure 2-23 donne l'allure de la résistance de rayonnement théorique $R_e(f)$ (partie réelle de l'impédance électrique) et de la réactance de rayonnement théorique $X_e(f)$ (partie imaginaire de l'impédance électrique).

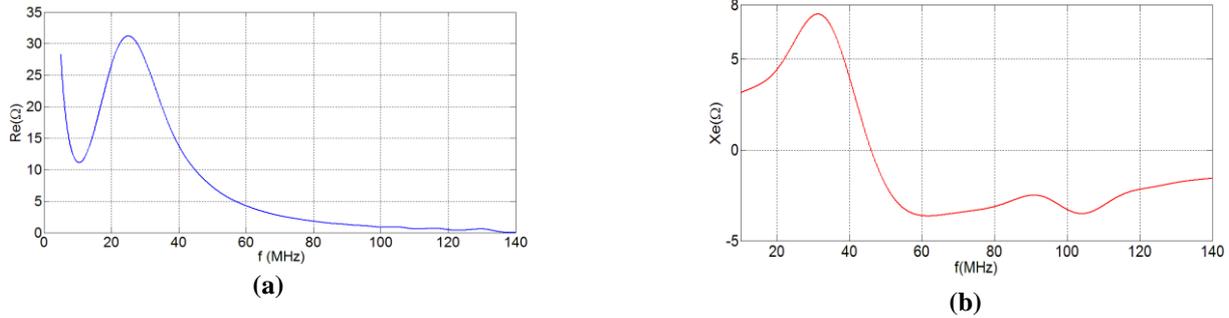


Figure 2-23 : Impédance électrique théorique du capteur chirp (20 - 125MHz), a) Résistance
b) Réactance

La contribution des électrodes de fréquences basses est plus importante, dû à l'augmentation conséquente des nombres de paires de doigts de périodicité correspondant aux fréquences allant de 20 à 50MHz. La résistance maximale passe de 10 Ω pour le capteur chirp (30 – 100 MHz) à 31 Ω .

La variation en résistance entre la fréquence basse (20MHz) et la fréquence haute (125MHz) est toutefois plus importante 34 Ω . Il est donc nécessaire d'augmenter la contribution des électrodes en haute fréquence (60 – 125MHz). C'est ce que nous ferons par la suite sur le capteur chirp (20 -125 MHz) optimisé.

2.2.7.3 Pertes d'insertion et Pertes de conversion

Les figures 2-24 et 2-25 représentent respectivement les pertes de conversions et d'insertions théoriques.

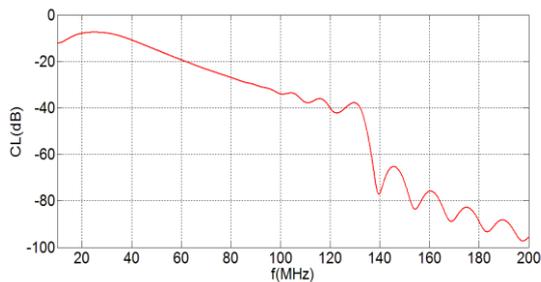


Figure 2-24: Pertes de conversions théoriques du capteur up chirp (20 - 125MHz)

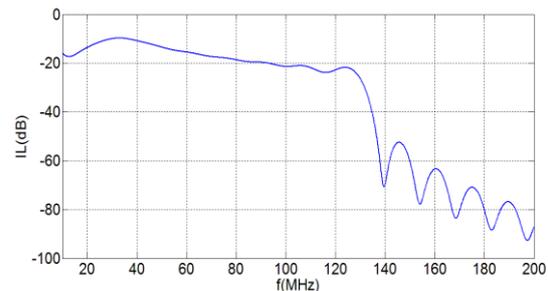


Figure 2-25 : Pertes d'insertions théoriques du capteur up chirp (20 - 125MHz)

Les pertes de conversion sont plus importantes en haute fréquence dû aux faibles valeurs de résistance dans la bande de fréquence (60 – 125MHz) qui sont d'environ 5 Ω . Les pertes d'insertion à 125MHz, quant à elles, sont deux fois plus importantes qu'à 20 MHz pour cette configuration de capteur chirp (20 – 125MHz).

2.2.8 Modélisation électrique des capteurs chirp (20 - 125MHz) optimisés

Dans cette partie, nous allons optimiser les capteurs chirp (20 – 125MHz) en augmentant notamment la contribution des électrodes en haute fréquence (figure 2-26). Cette optimisation permettra d’obtenir une résistance plus ou moins constante dans la bande 20 - 125 MHz (enveloppe plate). Afin de garder une longueur L de 4 mm pour le capteur, nous avons choisi d’augmenter les électrodes de périodicités correspondant aux hautes fréquences et diminuer les électrodes de périodicités correspondant aux basses fréquences.

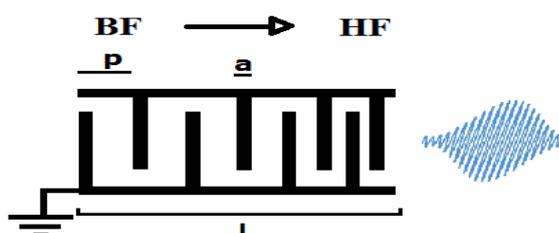


Figure 2-26 : Capteur up chirp (20 - 125MHz) optimisé

2.2.8.1 Caractéristiques du capteur chirp (20 - 125MHz) optimisé

Nous présentons un exemple de capteur chirp (20 – 125MHz) optimisé. Ces capteurs sont constitués de 149 électrodes dont 40% ont une périodicité dont la fréquence est comprise entre 100 et 125MHz. Le tableau 2-5 présente les caractéristiques du capteur. La longueur L du capteur est de 4 mm.

Nom	Δf_0 (MHz)	D	Wa(mm)	a (μm)	b (μm)	p (μm)	λ (μm)	e(μm)	h (μm)	e/ λ	h/ λ (%)
Lcs 5b	[20-125]	149	2,5	10	[6-90]	[16-100]	[32-200]	500	0,4	[2,5-15,6]	[0,2-1,2]

Tableau 2-5 : Paramètres du capteur up chirp (20 – 125MHz) optimisé

2.2.8.2 Admittance et Impédance électrique et bande passante théoriques

La figure 2-27 donne l’allure de la conductance de rayonnement théorique $G_e(f)$ (partie réelle de l’admittance électrique) et de la susceptance théorique $B_e(f)$ (partie imaginaire de l’admittance électrique).

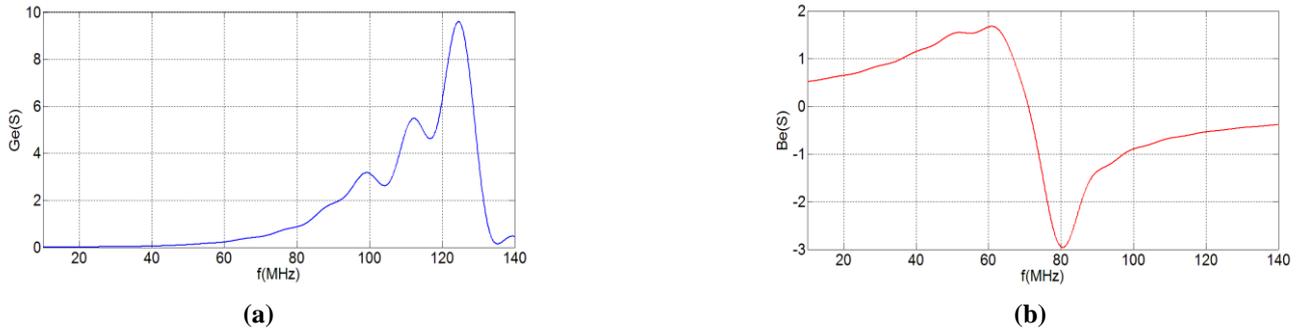


Figure 2-27: Admittance électrique théorique du capteur up chirp (20 - 125MHz) optimisé, a) Conductance b) Susceptance

Dans la bande de fréquence de fonctionnement du capteur, la susceptance varie entre -2.5 et 2 Siemens. La conductance de rayonnement maximale est égale à 10 Siemens, elle est dépendante du nombre de paires de doigts.

La figure 2-28 donne l'allure de la résistance de rayonnement théorique $R_e(f)$ (partie réelle de l'impédance électrique) et de la réactance de rayonnement théorique $X_e(f)$ (partie imaginaire de l'impédance électrique).

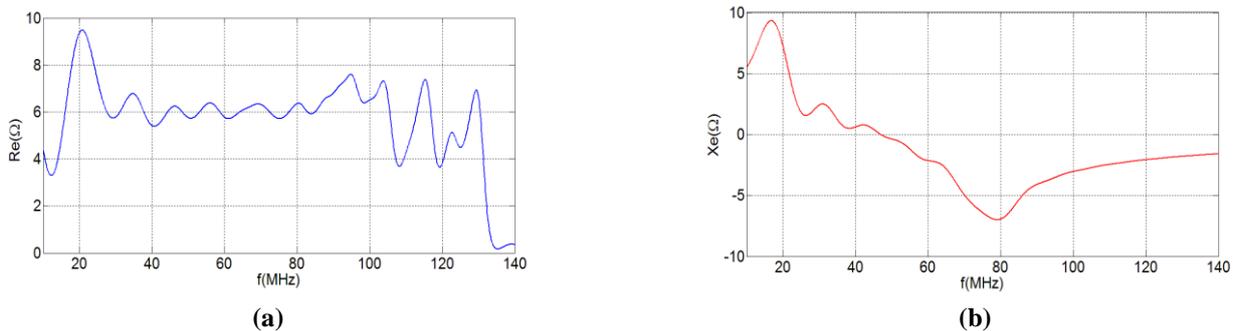


Figure 2-28 : Impédance électrique théorique du capteur up chirp (20 - 125MHz) optimisé, a) Résistance b) Réactance

Nous observons que dans la bande de fréquence 20 – 125MHz, la résistance de rayonnement varie très faiblement, la valeur est maximale est d'environ 9,8 Ω . L'augmentation des nombres de paires de doigts, de périodicité correspondant aux fréquences allant de 80 à 125MHz, a donc permis d'optimiser le capteur (20 – 125MHz) étudié précédemment.

2.2.8.3 Pertes d'insertion et Pertes de conversion

Les figures 2-29 et 2-29 représentent respectivement les pertes de conversions et d'insertions théoriques.

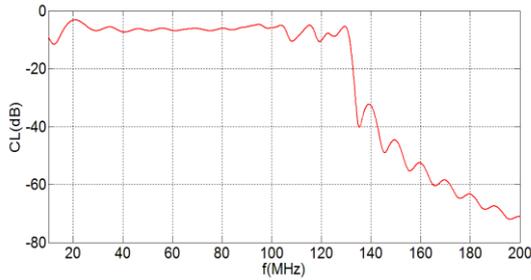


Figure 2-28: Pertes de conversions théoriques du capteur up chirp (20 - 125MHz) optimisé

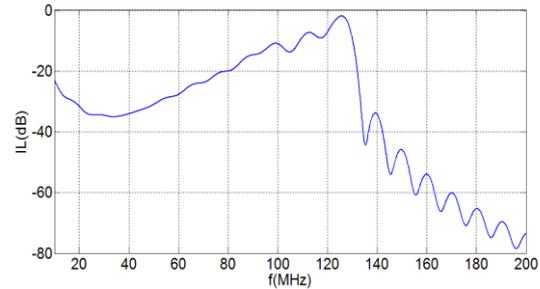


Figure 2-29: Pertes d'insertions théoriques du capteur up chirp (20 - 125MHz) optimisé

Comme pour la résistance de rayonnement, les pertes de conversion sont quasi-constantes dans la bande 20 – 125MHz. C'est pour cette configuration de capteur chirp où les pertes de conversion les plus faibles sont obtenues. Les pertes d'insertion aussi très faible, elles sont de 2 dB à 125 MHz.

Nous avons donc modélisé plusieurs configurations de capteurs chirp, nous avons étudié l'influence des paramètres notamment le nombre d'électrodes et leurs périodicités sur les caractéristiques électriques (impédance, admittance et pertes). Ces études ont permis d'obtenir au final un capteur large bande de résistance quasi-constante dans la bande 20 – 125 MHz.

CONCLUSION

L'intérêt principal de cette étude est d'identifier les configurations optimales afin d'élaborer des capteurs performants haute fréquence, faibles pertes, haute compacité et avec des bandes de fréquence de fonctionnement adéquates pour le CND.

Nous avons pu étudier et analyser les caractéristiques électriques de différentes configurations de capteurs. Les impédances et admittances de rayonnement mais aussi les bandes passantes et pertes de conversion ont été estimées aux fréquences de fonctionnement. Notons que dans la modélisation électrique nous ne tenons pas compte des pertes de propagation liées à l'atténuation de l'onde, au rayonnement dans l'air, etc.

Toutefois, pour compléter cette étude, il est nécessaire d'étudier le comportement électromécanique des capteurs. En effet, dans le cadre du contrôle non destructif, nous cherchons à caractériser différentes structures et en particulier des couches minces métalliques et des matériaux à gradients de contraintes. L'onde est générée grâce au capteur et est transmise sur l'échantillon à tester. Il est donc nécessaire d'étudier les amplitudes de déplacement des ondes acoustiques de surface générées par les capteurs. Pour cela nous devons tenir compte des équations de propagation des ondes. Dans le chapitre suivant, nous effectuerons cette étude en utilisant deux méthodes de modélisation.

Chapitre 3 : Modélisation des champs de déplacement des ondes de surface générées par capteurs IDT

Table des matières

INTRODUCTION.....	95
3.1 Modélisation des champs de déplacement engendrés par les capteurs IDT	95
3.1.1 Modèle de la réponse impulsionnelle : fonction de transfert d'un capteur IDT	95
3.1.1.1 Capteur à bande étroite	95
3.1.1.2 Capteur de type chirp.....	97
3.1.2 Modélisation des champs de déplacement par la méthode des éléments finis	100
3.1.2.1 FEM/BIM (Finite Element Method / Boundary Integral Method).....	100
3.1.2.2 COMSOL Multiphysics (FEMLAB).....	101
3.1.3 Modélisation par la méthode de la réponse impulsionnelle spatiale	101
3.1.3.1 Discrete REpresentation Array Modelling (DREAM)	104
3.1.3.2 Adaptation de la méthode DREAM pour le cas des capteurs IDT	105
3.2 Modélisation des champs de déplacement avec DREAM et Comsol.....	110
3.2.1 Capteur à bande étroite: cas du capteur 40 MHz.....	111
3.2.1.1 Les différentes étapes de la modélisation avec Comsol et avec DREAM.....	112
3.2.1.2 Paramètres de simulation.....	116
3.2.1.3 Excitation de type «burst»	116
3.2.1.4 Excitation impulsionnelle.....	119
3.2.1.5 Excitation de type chirp.....	120
3.2.2 Capteurs chirp (30 – 100 MHz).....	121
3.2.2.1 Excitation de type «burst»	122
3.2.2.2 Excitation impulsionnelle.....	124
3.2.2.3 Excitation de type chirp.....	126
3.2.3 Capteurs chirp (20 – 125 MHz).....	127
3.2.3.1 Excitation de type «burst»	127
3.2.3.2 Excitation impulsionnelle.....	128
3.2.3.3 Excitation de type chirp.....	129

3.2.4 Capteurs chirp (20 – 125 MHz) optimisés	130
3.2.3.1 Excitation de type «burst»	131
3.2.3.2 Excitation impulsionnelle	132
3.2.3.3 Excitation de type chirp	133
3.3 Analyse des temps de calcul.....	134
CONCLUSION	135

INTRODUCTION

La modélisation du comportement électromécanique des capteurs IDT a pour but de déterminer l'amplitude et le spectre des champs de déplacement des ondes de surface engendrées par les capteurs IDT. Les caractéristiques que nous exploitons ensuite, dans le cadre du contrôle non destructif, sont obtenues à partir de la dispersion des ondes de surface. Par conséquent, il est essentiel de connaître les caractéristiques des ondes qui pourront être générées par ces capteurs.

Pour cette étude, il est nécessaire de tenir compte à la fois du comportement piézoélectrique du substrat, de la contribution des électrodes métalliques mais aussi de l'excitation électrique du capteur. Dans ce chapitre, nous allons présenter les méthodes de modélisation utilisées et les résultats obtenus pour différents types d'excitations.

3.1 Modélisation des champs de déplacement engendrés par les capteurs IDT

3.1.1 Modèle de la réponse impulsionnelle : fonction de transfert d'un capteur IDT

La réponse impulsionnelle permet de déterminer la fonction de transfert des capteurs. Elle permet d'avoir quelques caractéristiques de l'onde générée (durée, forme du signal, bande passante). Pour rappel, nous allons utiliser, dans un premier temps, cette réponse afin de déterminer l'allure des champs de déplacement engendrés pour deux configurations de capteurs IDT (bande étroite et chirp). Ensuite nous utiliserons d'autres techniques de modélisation plus robustes prenant en compte les différentes contributions électromécaniques.

3.1.1.1 Capteur à bande étroite

Dans cette partie nous allons étudier la réponse d'un capteur IDT à bande étroite de fréquence de résonance $f_0 = 40$ MHz. Ce capteur comporte un nombre de paires de doigts N égale à 25, la largeur de recouvrement W_a est de 2,5 mm, la largeur des doigts a est de 25 μm et la périodicité p de 50 μm , (figure 3-1).

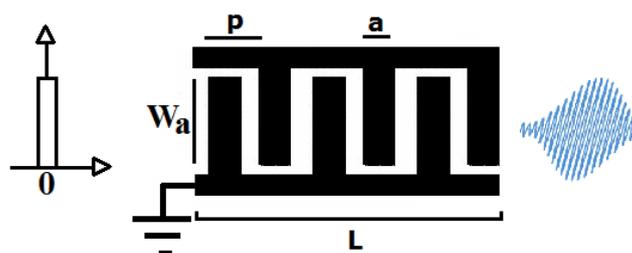


Figure 3-1: Capteur 40 MHz

La réponse impulsionnelle $h(t)$ correspond à la dérivée de la réponse à l'échelon, elle est par hypothèse une sinusoïde de fréquence $f_0 = V_R/2p$ et de durée N/f_0 [Royer 96]. Rappelons que V_R est la vitesse des ondes de Rayleigh soit 4000 m/s pour le niobate de lithium (coupe 128Y-X) et L la longueur du capteur IDT ($L=2Np$) est égale à 2,5 mm. Cette réponse impulsionnelle est donnée par :

$$\begin{cases} h(t) = \pi\sqrt{2} k\sqrt{C_1}(f_0)^{3/2} \cos(2\pi f_0 t) & \text{pour } 0 \leq t \leq N/f_0 \\ h(t) = 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad \text{Eq. 3-1a}$$

Avec :

- k : couplage électromécanique ;
- C_1 : la capacité par paire de doigts et par unité de longueur.

Les figures 3-2 et 3-3 donnent la réponse impulsionnelle dans le domaine temporel et fréquentiel obtenue à la sortie de l'émetteur pour une excitation impulsionnelle de type Dirac. Les amplitudes des signaux sont données à un coefficient près. La réponse fréquentielle (figure 3-3) correspond à la transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle temporelle du capteur 40 MHz :

$$H(f) = \frac{\pi}{\sqrt{2}} k\sqrt{C_1}(f_0)^{3/2} N \left(\frac{\sin(x)}{x} \right) \quad \text{Eq. 3-1b}$$

$$x = N\pi \frac{f - f_0}{f_0} \quad \text{Eq. 3-1c}$$

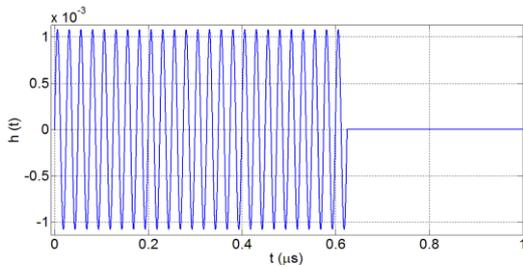


Figure 3-2: Réponse impulsionnelle temporelle du capteur 40 MHz

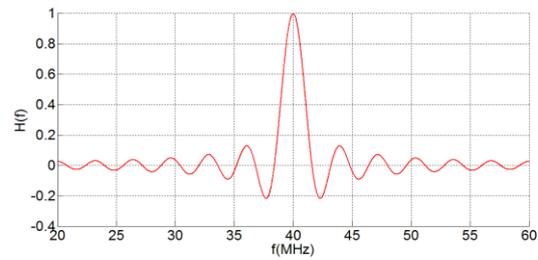


Figure 3-3: Spectre de la réponse impulsionnelle du capteur 40 MHz

Comme attendu la réponse est bien un signal sinusoïdal comportant 25 sinusoïdes. La durée du signal Δt dépend de la longueur du capteur L et de la vitesse V_R des ondes générées ($\Delta t=L/V_R$). La réponse fréquentielle est une courbe en sinc dont la bande passante (Δf) à -3 dB est inversement proportionnelle à N . Elle est donnée par la relation [Royer 99] :

$$BP \approx \frac{0,885}{N} f_0 \quad \text{Eq. 3-2}$$

Le tableau 3-1 compare les bandes passantes obtenues à partir de l'approximation de Royer (Equation 3-2) et celle obtenue à partir des résultats de modélisation.

f_0 (MHz)	BP (MHz) à -3 dB (Equation 3-2)	BP (MHz) à -3 dB (modélisation)
40	1,4	1,4

Tableau 3-1 : Bande passante du capteur 40 MHz

Nous obtenons bien la même bande passante qui est de 1,4 MHz.

3.1.1.2 Capteur de type chirp

Dans cette partie nous allons étudier la réponse d'un capteur chirp de fréquences de fonctionnement comprises entre 10 et 70 MHz. Ce capteur comporte un nombre de paires de doigts N égale à 25, une largeur de recouvrement W_a de 2,5 mm. Pour exciter des ondes de surface avec des fréquences comprise entre 10 et 70 MHz, les périodicités p_i varient linéairement entre 28,5 et 200 μm (figure 3-4). Pour le capteur chirp la longueur L est de 1,5 mm.

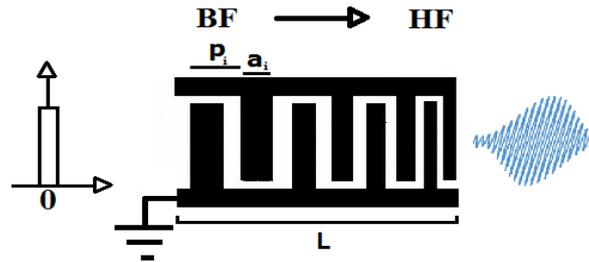


Figure 3-4 : Capteur up chirp (10 – 70 MHz)
(HF pour les hautes fréquences et BF pour les basses fréquences)

Pour une largeur de recouvrement constante et une variation linéaire de la périodicité des doigts, la réponse impulsionnelle est de la forme [Campbell 98]:

$$h(t) = 4 \sqrt{C_1} k f_i^{3/2}(t) \sin \theta(t) \quad \text{pour } 0 \leq t \leq L/V_R \quad \text{Eq. 3-3}$$

$\theta(t)$ est la phase, elle est fonction de la fréquence instantanée f_i :

$$\theta(t) = 2\pi \int_0^t f_i(\tau) d\tau \quad \text{Eq. 3-4}$$

La fréquence instantanée f_i varie linéairement en fonction du temps et est défini par :

$$f_i(t) = \frac{B}{T} t + \left(f_0 - \frac{B}{2} \right) \quad \text{pour } 0 < t < T \quad \text{Eq. 3-5}$$

La réponse impulsionnelle du capteur chirp représente une sinusoïde de durée T ($T=L/V_R$), modulée en fréquence dont la fréquence instantané f_i augmente linéairement en fonction du temps, dans les

limites : $(f_0 - \frac{B}{2})$ et $(f_0 + \frac{B}{2})$ où B est la gamme de fréquences du capteur chirp de type up, elle est égale à 60 Mhz soit la fréquence haute moins la fréquence basse (70 MHz - 10 MHz). La fréquence f_0 correspond à la fréquence centrale, pour un capteur chirp (10 – 70 MHz) elle est égale à $(70+10)/2$ (soit 40 MHz).

Les figures 3-5 et 3-6 donnent la réponse impulsionnelle dans le domaine temporel et son spectre obtenu à la sortie de l'émetteur pour une excitation de type Dirac. Les amplitudes des signaux sont données à un coefficient près. La réponse fréquentielle (figure 3-6) correspond à la transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle temporelle du capteur chirp (10 – 70 MHz).

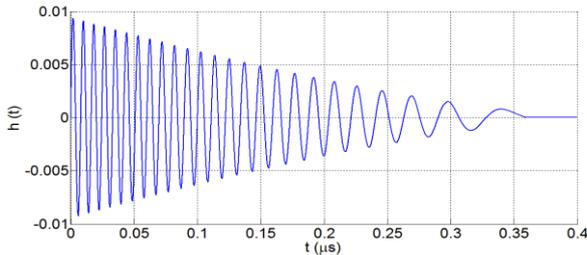


Figure 3-5 : Réponse impulsionnelle temporelle du capteur up chirp (10 - 70 MHz)

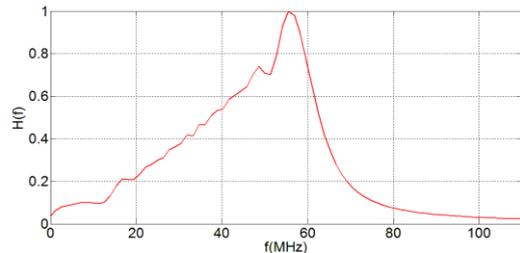


Figure 3-6 : Spectre de la réponse impulsionnelle du capteur up chirp (10-70 MHz)

Comme attendu, la réponse est bien un signal sinusoïdal modulé comportant 25 sinusoïdes comme précédemment. La durée du signal Δt dépend de la longueur du capteur L et de la vitesse V_R des ondes générées ($\Delta t=L/V$). L'amplitude de la réponse augmente lorsque la largeur des périodicités diminue (lorsque la fréquence augmente). Compte tenu de l'équation 3-3 il est normal d'avoir une amplitude qui augmente avec la croissance de la fréquence.

Le tableau 3-3 donne les bandes passantes obtenues à partir des résultats de modélisation.

Δf_0 (MHz)	BP (MHz) à -3 dB	BP (MHz) à -6 dB
10 - 70	8,3	26,4

Tableau 3-3 : Bande passante du capteur up chirp (10-70 MHz)

Nous notons que la bande passante à -3 dB est de 8,3 MHz contre 1,4 MHz pour le capteur 40 MHz modélisé précédemment. Elle est de 26,4 MHz à -6 dB.

Remarque

Si le capteur chirp de la figure 3-4 est inversé, on obtient un capteur chirp de type « down » avec les périodicités correspondant aux hautes fréquences placées en premier puis celles des basses fréquences placées ensuite (voir figure 3-7), nous obtenons la même réponse que précédemment mais inversée, le spectre de la réponse temporelle ne change pas.

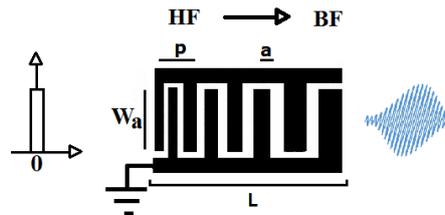


Figure 3-7 : Capteur down chirp (10 – 70 MHz)

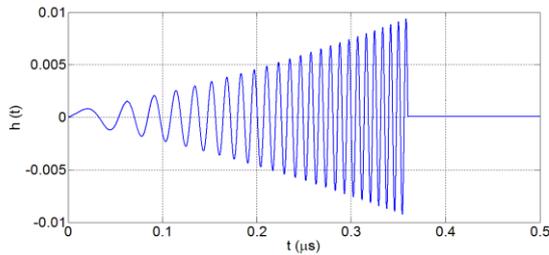


Figure 3-8 : Réponse impulsionnelle temporelle du capteur down chirp (10-70 MHz)

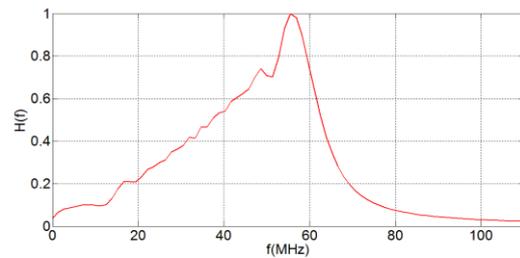


Figure 3-9 : Spectre de la réponse impulsionnelle du capteur down chirp (10-70 MHz)

Toutefois il ressort de cette étude que réaliser des capteurs chirp avec une simple variation en périodicité linéaire n'est pas une solution suffisante pour l'obtention d'un spectre d'amplitude le plus constant possible dans la bande de fonctionnement du capteur (enveloppe plate) (voir figure 3-10).

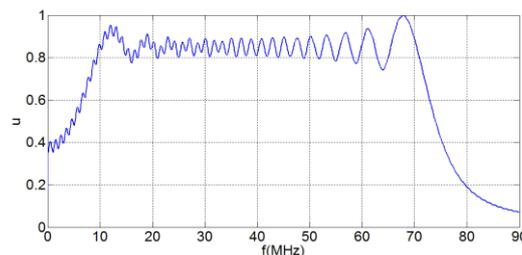


Figure 3-10 : Réponse impulsionnelle en fréquence recherchée (10 – 70 MHz)

Pour obtenir un tel spectre, plusieurs possibilités sont envisageables. Une première solution consiste à modifier l'excitation du capteur et à imposer un signal temporel de type chirp plutôt qu'un Dirac, cette solution sera étudiée par la suite. Une deuxième solution consiste à modifier la largeur de recouvrement pour chaque paire d'électrodes. Toutefois, cette solution nous obligerait à augmenter significativement les largeurs de recouvrement notamment pour les périodicités d'électrodes correspondant aux basses fréquences, ce qui donneraient des dimensions de capteurs non adaptées aux applications futures ($W_a > 10$ mm). Une troisième solution consiste à augmenter la contribution des paires d'électrodes aux fréquences où une optimisation est nécessaire, pour le capteur chirp (10 – 70 MHz) étudié précédemment une optimisation est nécessaire notamment en basses fréquences. Pour ce faire il faut ajouter des électrodes de périodicités correspondant à ces fréquences. C'est cette troisième solution que nous avons privilégiée dans un premier temps.

Par ailleurs, pour compléter la caractérisation des capteurs IDT nous allons nous intéresser aux champs de déplacement générés par les ondes de surface. Pour obtenir l'amplitude de ces champs de déplacement, nous devons tenir compte des équations de propagation des ondes. Il est donc nécessaire de modéliser les capteurs IDT avec un minimum d'hypothèses simplificatrices sur la géométrie et les caractéristiques élastiques et mécaniques des matériaux constituant les capteurs IDT. La méthode des éléments finis est généralement utilisée pour cette étude.

3.1.2 Modélisation des champs de déplacement par la méthode des éléments finis

Les programmes ou codes basés sur la modélisation par élément fini sont nombreux, dans la suite nous allons citer deux méthodes numériques très connues et fréquemment utilisées en micro-acoustique particulièrement pour la modélisation des transducteurs interdigités. Ensuite, nous nous intéresserons à une autre méthode nommée DREAM, que nous avons optimisée et adaptée aux capteurs IDT, et qui repose sur la réponse impulsionnelle spatiale.

3.1.2.1 FEM/BIM (Finite Element Method / Boundary Integral Method)

Mis en œuvre par Ventura [Ventura 95], ce modèle permet de représenter les IDT par un réseau d'électrode (figure 3-11). Il est basé sur les propriétés de la fonction de Green et une approche par éléments finis.

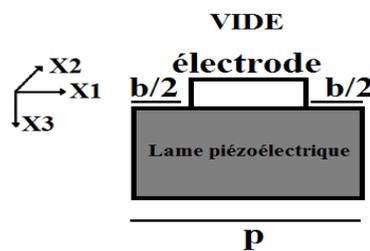


Figure 3-11 : Géométrie générale et définition des axes du modèle FEM/BIM pour capteur IDT

Il permet d'étudier le comportement mécanique et électroacoustique en tenant compte des caractéristiques de chaque électrode :

- le comportement mécanique de l'électrode est calculé à l'aide de la méthode des éléments finis.
- le comportement électroacoustique du dispositif global est pris en compte par une formulation intégrale de surface, limitée à une période du réseau, où intervient le concept de fonction de Green périodique harmonique [Laude 04].

Notons qu'il existe d'autres programmes ; le FreeFem++ (syntaxe c++) par exemple permet d'effectuer une modélisation par éléments finis 2D avec toutefois un graphisme limité mais qui est

exportable vers d'autres logiciels spécialisés [Laude 04]. Un autre logiciel comme le PZFlex est aussi utilisé pour la modélisation de transducteurs afin de prédire la propagation des ondes acoustiques à travers des structures.

3.1.2.2 COMSOL Multiphysics (FEMLAB)

Le logiciel Comsol Multiphysics basé sur la modélisation par élément fini permet d'étudier le comportement électroacoustique et mécanique en tenant compte des caractéristiques de l'électrode (figure 3-12). Des études précédentes ont permis d'optimiser le choix des différents paramètres des capteurs IDT pour assurer des bandes passantes et amplitudes de déplacement compatibles avec les mesures expérimentales [Deboucq 12].

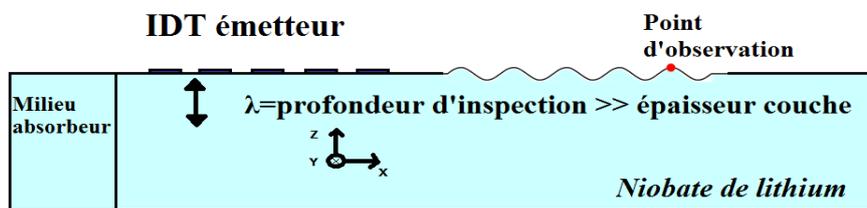


Figure 3-12 : Représentation schématique d'un capteur IDT avec Comsol

Dans la suite compte tenu des résultats intéressants obtenus avec Comsol, nous prendrons cette technique comme référence. Nous reviendrons donc, dans la suite, sur les différentes étapes de modélisation avec Comsol.

Ces modèles ont montré leur efficacité en termes de résultats. Ils offrent l'avantage de modéliser des structures complexes mais avec des temps de calcul assez longs (quelques heures à quelques jours) notamment avec Comsol [Deboucq 12] ou nécessitant plus de RAM notamment pour FEM/BIM [Tsukamoto 12]. Quant à notre étude, elle consiste à optimiser des capteurs de type IDT, en particulier leur bande passante, en étudiant différentes configurations sachant qu'il est notamment possible de faire varier le nombre d'électrodes, les dimensions des électrodes, leurs formes et leurs espacements. Il est donc nécessaire de mettre en œuvre, une technique de modélisation aussi efficace que les méthodes décrites précédemment mais surtout plus rapide (quelques secondes) et nécessitant moins de RAM (un ordinateur standard de RAM 4 Go devrait être suffisant, à titre comparatif l'ordinateur que nous utilisons pour la modélisation avec Comsol a une RAM de 96 Go). Pour atteindre ce but, nous avons cherché à développer des outils de simulation semi-analytique basés sur le modèle de la réponse impulsionnelle spatiale.

3.1.3 Modélisation par la méthode de la réponse impulsionnelle spatiale

La notion de la réponse impulsionnelle spatiale a été introduite par Stepanishen [Stepanishen 71]. Elle est basée sur l'intégrale de Rayleigh [Rayleigh 85] exprimée dans le domaine temporelle. Cette

intégrale permet de calculer le potentiel acoustique rayonné en un point M par une surface S plane vibrante (figure 3-13) :

$$\Phi(M, t) = \int_S v_n(P) \frac{\delta\left(t - \frac{R}{c}\right)}{2\pi R} dS(P) \quad \text{Eq. 3-6}$$

Chaque point P de la surface S est excité par l'impulsion de Dirac $v_n(P) \cdot \delta(t)$, $v_n(P)$ et R sont respectivement la vitesse normale associée au point P et la distance entre la source (P) et le point d'observation (M). Notons que l'intégrale (équation 3-6) traduit directement le principe de Huygens : le potentiel au point d'observation M est obtenu en faisant la somme (l'intégration) des ondes élémentaires de forme $\left(v_n \cdot \frac{\delta(t)}{2\pi R} dS\right)$ rayonnées par tous les éléments de surface dS et retardées de temps de propagation R/c (c indique la vitesse de propagation). Ce principe a déjà été exploité pour la modélisation d'un transducteur interdigité générant des ondes de lamb [Wilcox 98].

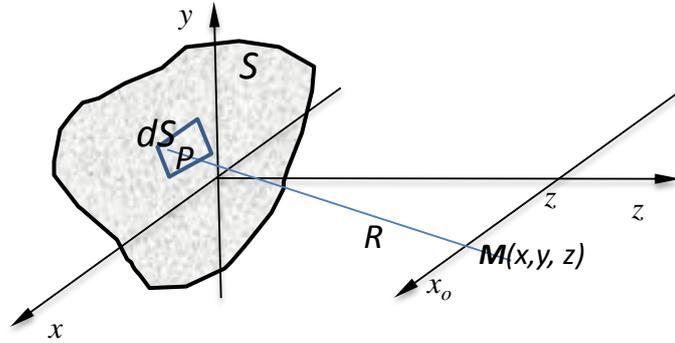


Figure 3-13 : Rayonnement d'une source de type disque

En définitive toute surface dS d'une structure vibrante de vitesse normale v_n produit une onde acoustique divergente dont l'amplitude est proportionnelle à v_n et à la surface dS. La division par R représente l'affaiblissement d'ondes dû à la divergence sphérique. Etant donné la relation pression/potential $\left(P(M, t) = \rho \frac{\partial \phi(M, t)}{\partial t}\right)$, la réponse impulsionnelle en terme de pression est donnée par :

$$h_p(M, t) = \rho \frac{\partial}{\partial t} \int_S v_n(M) \frac{\delta\left(t - \frac{R}{c}\right)}{2\pi R} dS \quad \text{Eq. 3-7}$$

En profitant des principes d'analyse du système linéaire la réponse relative au potentiel ou à la pression pour une excitation quelconque $s(t)$ peut être calculée à partir de l'opération de convolution :

$$\phi(M, t) = h_\phi(M, t) * s(t) \quad \text{Eq. 3-8}$$

$$P(M, t) = h_p(M, t) * s(t) \quad \text{Eq. 3-9}$$

Comme il est illustré sur la figure 3-14 l'utilisation de l'approche de la réponse impulsionnelle spatiale pour le calcul du champ impulsionnel nécessite deux étapes :

- déterminations de h_ϕ ou h_p pour la surface S du transducteur modélisé
- convolution avec le signal d'excitation $s(t)$

Toutefois il est à noter que dans certains cas il existe aussi une contribution électrique $h_e(t)$. La prise en compte de h_e ajoute une opération de convolution supplémentaire et les équations 3-8 et 3-9 deviennent

$$\phi(M, t) = h_e(M, t) * h_\phi(M, t) * s(t) \quad \text{Eq. 3-10}$$

$$P(M, t) = h_e(M, t) * h_p(M, t) * s(t) \quad \text{Eq. 3-11}$$

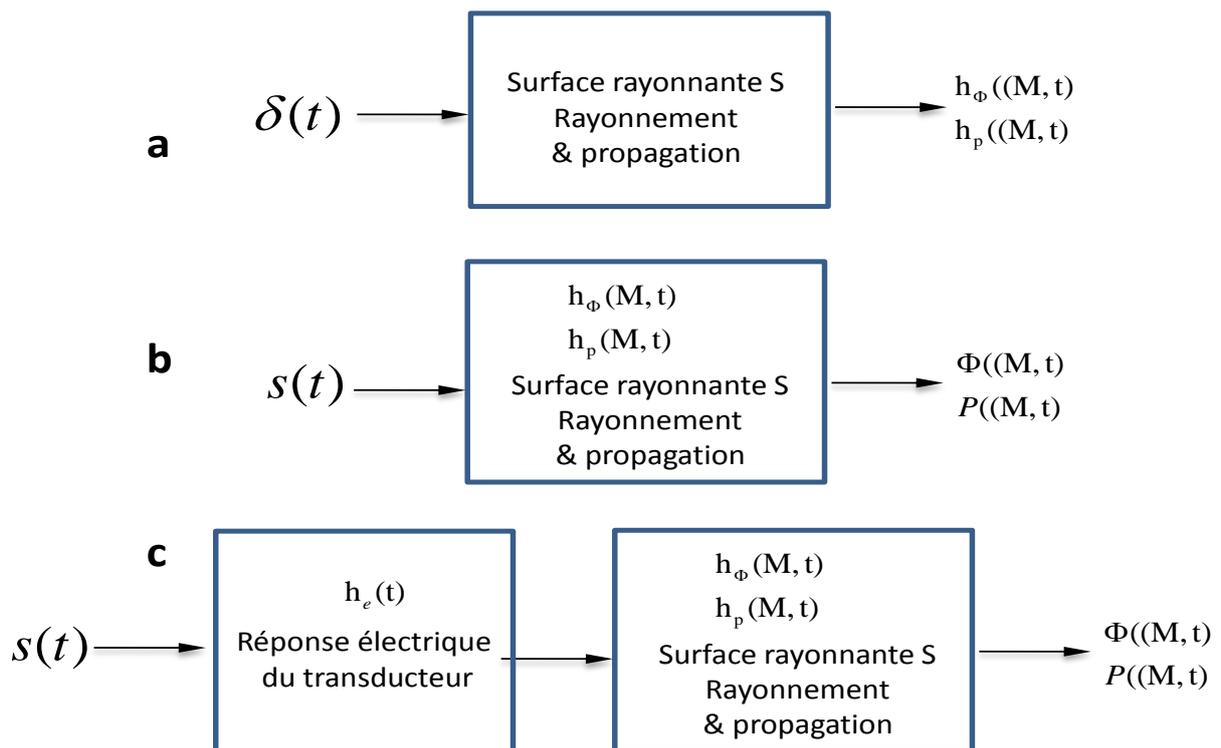


Figure 3-14 : Etapes de l'utilisation de la réponse impulsionnelle spatiale pour la détermination du champ pour l'excitation quelconque $s(t)$ (a) calcul de la réponse impulsionnelle spatiale, (b) calcul du champs (potentiel ou pression), (c) calcul avec pris en compte de la réponse électrique de transducteur

L'approche de la réponse impulsionnelle spatiale est largement utilisée pour la modélisation du champ rayonné dans des systèmes acoustiques notamment en milieu fluide, pour l'excitation impulsionnelle large-bande. Les solutions analytiques pour h_ϕ existent uniquement pour une excitation

uniforme (i.e. v_n est constante sur S) et pour les transducteurs de formes élémentaires telle qu'un disque circulaire [Stepanishen 71] [Harris 81], un piston rectangulaire [Lockwood 81], un transducteur à lignes d'ouvertures parallèles [Lasota 84], un disque circulaire focalisé [Penttinen 76]. Toutefois, pour des dispositifs de formes géométriques plus complexes la détermination de h_ϕ se fait par méthodes numériques. La méthode choisie dans le cadre de cette thèse est l'approche de la Représentation Discrète (DR) connue sous le nom DREAM (**D**iscrete **R**epresentation **A**rray **M**odelling (DREAM)). Dans la suite nous allons présenter en détail la méthode DREAM.

3.1.3.1 Discrete REpresentation Array Modelling (DREAM)

L'approche DREAM, introduite par Piwakowski et Delannoy [Piwakowski 89] et décrite en détail par Sbai [Sbai 96] et Piwakowski and Sbai [Piwakowski 99] propose un calcul purement numérique de la réponse impulsionnelle spatiale h_ϕ à l'aide du concept de représentation discrète (DR). Il permet de simuler le champ acoustique rayonné par un transducteur ultrasonore plan ayant une forme arbitraire avec une distribution d'excitation arbitraire.

La procédure de calcul génère automatiquement la réponse $h_\phi(t)$ avec une période d'échantillonnage Δt . La seule limitation de cette méthode est le fait que la solution est limitée en bande fréquentielle. Toutefois cette limite fréquentielle f_{max} peut être définie. La période d'échantillonnage est choisie telle que :

$$\Delta t \ll \frac{1}{f_{max}} \quad \text{Eq. 3-12}$$

La surface de rayonnement S est discrétisée en surfaces élémentaires rectangulaires ($dS = dx \cdot dy$). La précision de calcul est optimale en choisissant de façon adéquate la discrétisation spatiale :

$$dx, dy \ll \lambda_{min} \quad \text{avec } \lambda_{min} = \frac{c}{f_{max}} \quad \text{Eq. 3-13}$$

Dans notre étude nous avons choisi les conditions :

$$\Delta t = \frac{1}{20 * f_{max}} \quad \text{et } dx, dy = \lambda_{min} / 20 \quad \text{avec } \lambda_{min} = \frac{c}{f_{max}} \quad \text{Eq. 3-14}$$

Ce choix des paramètres de discrétisation permet d'obtenir une précision inférieure à 1% [Sbai 96].

La méthode DR est spécialement utile pour la modélisation des transducteurs matriciels. Dans un tel cas, la réponse de la matrice entière de la surface active S est calculée comme la superposition d'éléments individuels $S = \sum_1^N S_i$ ou S_i indique la surface du $i^{\text{ème}}$ élément et N est le nombre d'éléments :

$$h_{\phi}(M, t) = W(i) \sum_1^N h_{\phi i}(M, t, \tau(i)) \quad \text{Eq. 3-15}$$

Les facteurs $W(i)$ and τ représentent respectivement la pondération (« weighting ») et le délai qui permettent de modéliser la focalisation et le balayage électronique.

L'utilisation de la procédure de calcul DREAM est très simple et nécessite simplement la définition de quelques paramètres:

- Surface de rayonnement S et des distributions excitations sur S ($v_n(P)$)
- Paramètres du milieu de propagation: densité ρ (kg/m³), vitesse de propagation c (m/s) et l'atténuation α (dB/cm/MHz)
- La position du point (des points) d'observation M .
- Paramètres de calculs : les discrétisations spatiales dx , dy et la discrétisations temporelle Δt

Pour un transducteur matriciel, les paramètres additionnels à définir sont :

- Les positions des éléments S_i de la matrice
- La forme et dimensions des éléments S_i

Notons que c'est à partir de 2001 que DREAM est accessible sur internet sous forme de « toolbox » téléchargeable (<http://www.signal.uu.se/Toolbox/dream>). Cette toolbox propose des fonctions qui permettent de déterminer h_{ϕ} pour différentes formes de transducteurs et aussi pour des transducteurs matriciels composés d'éléments circulaires ou rectangulaires.

3.1.3.2 Adaptation de la méthode DREAM pour le cas des capteurs IDT

Comme illustré sur la figure 3-15, l'excitation par une force ponctuelle F , en un point sur la surface d'un milieu semi-infini élastique et homogène génère des ondes de volume et des ondes de surface. Chaque composante de F génère préférentiellement un type d'onde. Pour la composante normale, l'onde longitudinale est privilégiée et pour la composante tangentielle, l'excitation de l'onde transversale (et/ou de l'onde de surface) est plus avantageuse (les transducteurs ultrasonores des ondes longitudinales et transversales utilisent ce principe).

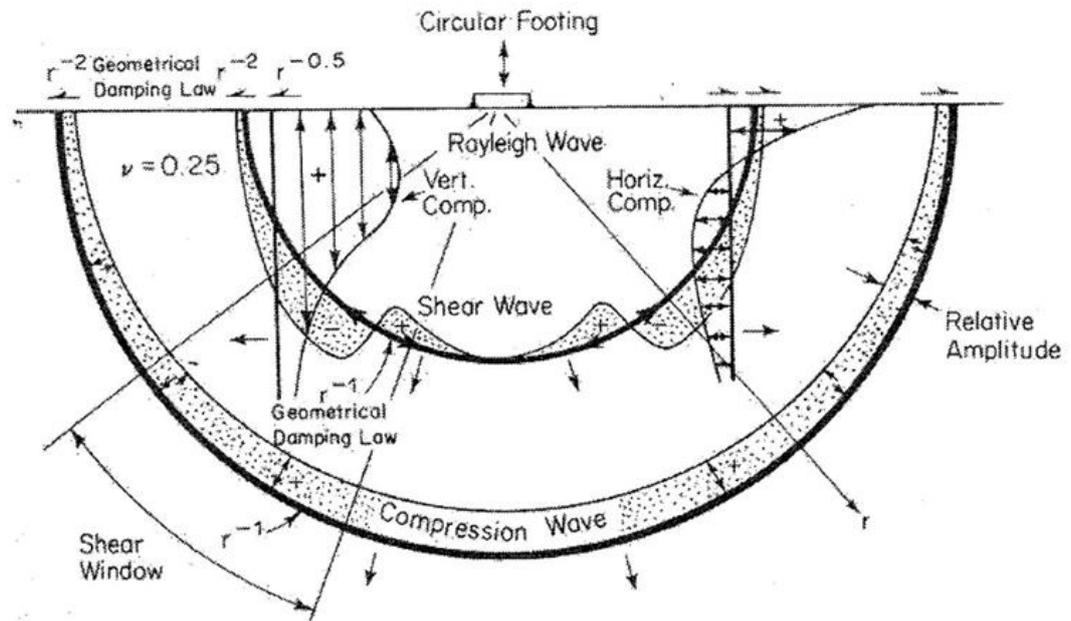


Figure 3-15 : Répartition des ondes sismiques engendrées par un point d'une source élastique, homogène et isotrope. Le mouvement des particules est visualisé à une distance d'environ 2,5 fois des longueurs d'onde de la source. Les différents types d'ondes sont représentés proportionnellement à leurs vitesses de propagation [Richard 70]

Aki et Richards [Aki 80] montrent que pour une excitation impulsionnelle $F(t) = \delta(t)$, le champ de déplacement des ondes de volume (i.e. des ondes longitudinales et transversales) dans un demi espace élastique peut être déterminé à l'aide de l'intégrale :

$$h_{Uij}(M, t) = \int_S F_j(P) \frac{\delta\left(t - \frac{R}{c}\right)}{2\pi R} dS(P) \quad \text{Eq. 3-16}$$

Les indices i, j ($i, j = x, y$ ou z) et le symbole h_{Uij} dénotent la réponse impulsionnelle spatiale en potentiel de déplacement observée, dans la direction i , pour une excitation en un point P par une force F appliquée dans la direction j . Cette formule constitue la dérivée de l'intégrale de Rayleigh pour les fluides (équation 3-6) et est exploitée par Lhemery et al [Lhemery 96 (1), Lhemery 96 (2)] pour le calcul du champ de déplacement généré par un transducteur de surface S en contact avec un solide élastique. La géométrie de cette approche est illustrée sur la figure 3-16(a). L'approche de Lhemery a été reprise par Ouarradi et Piwakowski [Ouarradi 97] pour la modélisation numérique du champ de déplacement à l'aide de l'approche DREAM. Ceci a donné la version de DREAM nommée DREAM-S (solide) [Ouarradi 99].

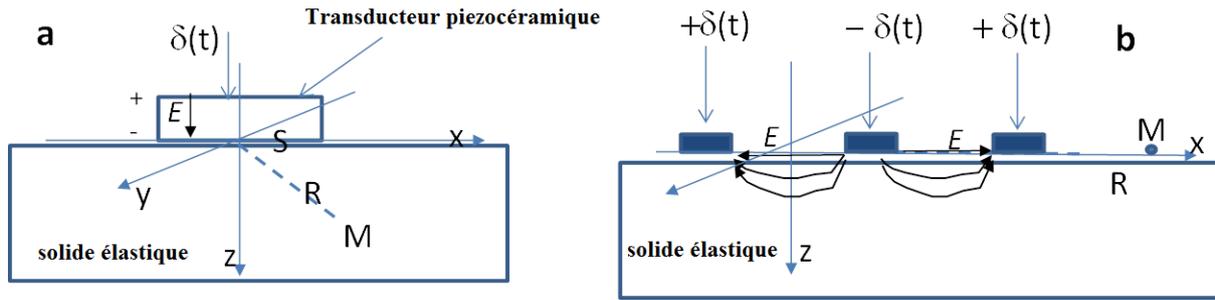


Figure 3-16 : (a) Géométrie d'une source excitée par un champ de direction normale à la surface (b) géométrie du transducteur IDT excitée par un champ de direction parallèle à la surface

Notons que pour le cas classique d'un transducteur ultrasonore en contact avec un matériau élastique, (figure 3-16.a) la génération des ondes de volume est réalisée à l'aide d'une lame piézoélectrique mise en vibration par le champ électrique E appliqué entre ses électrodes (+) et (-). Les déplacements et la force F qui en résultent seront alors verticaux ou horizontaux (selon la polarisation du matériaux piézoélectrique).

Notre approche consiste à adopter le modèle exprimé par l'intégrale (équation 3-16) pour modéliser le capteur IDT et ensuite évaluer cette intégrale à l'aide de la méthode DR. Afin de pouvoir utiliser ce modèle nous prenons des hypothèses suivantes :

- Contrairement aux transducteurs classiques générant des ondes de volumes (figure 3-16(a)), le capteur IDT possède des électrodes métalliques sur la surface du substrat piézoélectrique. Comme ceci est illustrée sur la figure 3-16(b), le champ électrique E entre les électrodes, la force F induite et les déplacements engendrés auront une orientation quasi horizontale.
- Conformément à la figure 3.15 et l'intégrale (équation 3-16), la force F ainsi induite va générer non seulement des ondes de volume mais aussi des ondes de surface dans le cas d'un solide semi-infini. Par analogie avec l'intégrale (équation 3-16) nous admettons donc que l'onde élémentaire de surface excitée par le dipôle élémentaire +/- aura une forme proche de :

$$CF_x \cdot \frac{\delta(t)}{2\pi R} dS \tag{Eq. 3-17}$$

où F_x indique la force horizontale, C est une constante et dS indique la surface de l'électrode considérée.

Dans le cas de la modélisation DREAM, on fait l'hypothèse que le déplacement tangentiel en un point M situé dans le plan (x,y) est à l'image du déplacement tangentiel de l'onde de Rayleigh.

Par ailleurs, l'équation 3-17 montre que la divergence de l'onde est de type sphérique donc est proportionnelle à $1/R$, toutefois il faut noter que la divergence de l'onde de surface est du type $1/\sqrt{R}$

car c'est une onde cylindrique [Viktorov 67]). Cette approximation que nous faisons résulte de la volonté d'utiliser directement la bibliothèque existante du toolbox DREAM.

Il est aussi à noter que le mouvement des ondes de surface de type Rayleigh est elliptique, elles présentent une composante longitudinale et une composante transversale déphasées de $\pi/2$ et contenues dans le plan sagittal défini par le vecteur d'onde et la normale à la surface libre du solide. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, pour la caractérisation des couches, nous cherchons à évaluer la composante normale (composante transversale) et non tangentielle (composante longitudinale) que l'on peut déterminer directement avec la méthode DREAM à l'aide de l'intégrale définie par l'équation 3-16. Pour la modélisation avec la méthode DREAM, il est donc nécessaire d'étudier, au préalable, la relation qui lie les déplacements normaux et tangentiels en termes d'amplitudes. Nous ferons cette étude dans la suite.

Déplacements normaux et tangentiels

Pour évaluer les deux types de déplacements nous avons modélisé différentes configurations de capteurs IDT avec Comsol pour différentes excitations. Ensuite nous avons comparé les déplacements normaux et tangentiels obtenus. Le tableau 3-4 donne les caractéristiques du capteur Lcs 2b (Lcs pour « linear chirp sensor ») présenté au chapitre 2.

Nom	Δf_0 (MHz)	D	Wa(mm)	a (μ m)	b (μ m)	p (μ m)	λ (μ m)	e(μ m)	h (μ m)	e/ λ	h/ λ (%)
Lcs 2b	[30-100]	38	2,5	[10-30]	[10-30]	[20-60]	[40-120]	500	0,4	[4,2-12,5]	[0,3-1]

Tableau 3-4 : Paramètres du capteur down chirp (30 – 100 MHz)

La figure 3-17 correspondant aux résultats de modélisation du déplacement (normal et tangentiel) pour une excitation de type «burst» de 10 sinusoïdes de fréquence 40 MHz.

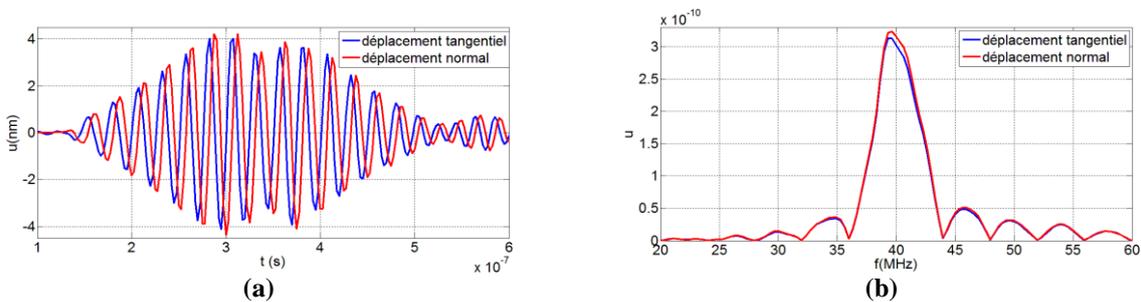


Figure 3-17 : Comparaison des déplacements normaux et tangentiels, de l'onde de surface, obtenus avec Comsol pour le capteur down chirp pour une excitation de type «burst» (40 MHz - 10 sinusoïdes) (a) signal temporel (b) spectre

Nous observons donc, mis à part un déphasage de $\pi/2$ [Royer 96], la forme des deux signaux est identique et les amplitudes de déplacement sont quasi-égales. Ceci a été vérifié pour chacune des

configurations de capteurs étudiés. Nous pouvons donc utiliser l'intégrale (équation 3-16) pour évaluer les déplacements normaux.

En définitive pour adapter un transducteur interdigital à la méthode DREAM, il convient, conformément à la procédure décrite dans paragraphe 3.1.3.1, de définir les paramètres ci-dessous:

- les surfaces S_i $i = 1 \dots N$ ou N indique le nombre des électrodes et S_i représente chaque électrode rectangulaire (figure 3-20), puis leurs dimensions
- les positions des électrodes $(x_{si}, y=0, z=0)$; $i=1 \dots N$
- le champ d'excitations alternative de type $F_x [1, -1, 1, -, \dots]$
- le point d'observation $M (x,y,z=0)$ (se trouvant sur la surface du substrat)
- les paramètres du milieu de propagation (le $\text{LiNbO}_3\text{-Y+128}$).
- la vitesse de propagation des ondes surface de type Rayleigh (4000m/s pour le $\text{LiNbO}_3\text{-Y+128}$).
- l'atténuation α des ondes SAW sur le $\text{LiNbO}_3\text{-Y+128}$
- les discrétisations spatiales dx, dy et le période d'échantillonnage temporel Δt

Atténuation

La propagation des ondes de surface dans le matériau piézoélectrique s'accompagne d'une atténuation qui est fonction de la fréquence. L'origine de cette atténuation des ondes de surface dans les couches piézoélectriques a fait l'objet de nombreuses études depuis ces dernières années [Lewis 01] [Wong 02]. Pour une température donnée, la valeur de cette atténuation (absorption) α dépend de plusieurs paramètres: de la fréquence des ondes de surface f , de leur vitesse V_R , de la densité ρ et du coefficient de viscosité effective η_{eff} du matériau piézoélectrique [Wong 02] :

$$\alpha = \frac{(2\pi f)^2 \eta_{\text{eff}}}{2\rho V_R^3} \text{ Np/cm} \quad (1\text{Np} = 8,68\text{dB}) \quad \text{Eq. 3-18}$$

Pour déterminer l'atténuation α il faut donc au préalable calculer le coefficient η_{eff} du matériau. Ce coefficient dépend du tenseur de viscosité η_{ijkl} . Des méthodes de calcul existent et ont déjà fait l'objet de plusieurs publications [King 69] [Jones 70]. Pour le cas du niobate de lithium ce coefficient dépend fortement des termes η_{11} et η_{44} du tenseur de viscosité [Zaitsev 97] [Lewis 01]. Notons toutefois qu'en plus de cette absorption des ondes de surface liée aux propriétés du matériau (ρ, η_{eff}) d'autres phénomènes peuvent aussi atténuer la propagation des ondes de surface dans le Niobate de lithium (rayonnement, diffusions, réflexions etc.) [Slobodnik 78]. La modélisation avec DREAM permet de tenir compte de l'atténuation toutefois le développement actuel de DREAM ne permet pas d'utiliser l'équation 3-18 mais simplement une atténuation proportionnelle à la fréquence. Dans le cas de notre

étude, au vu des faibles distances de propagation cette atténuation est négligeable, nous ne la prendrons pas en compte dans les modélisations Comsol et DREAM.

3.2 Modélisation des champs de déplacement avec DREAM et Comsol

Nous allons, d'une part, estimer les amplitudes de déplacement des ondes générées par les capteurs et d'autre part valider la méthode DREAM en comparant les résultats de modélisation des deux méthodes.

La modélisation avec Comsol permet de déterminer l'amplitude des déplacements engendrés par les capteurs de manière quantitative. Dans la mesure où nous considérons le substrat semi-infini et la largeur de recouvrement très grande devant la longueur d'onde maximale, il est possible de travailler en deux dimensions sous Comsol, ce qui permet de limiter le nombre de nœuds des différents maillages.

Pour la méthode DREAM, nous déterminons le champ de déplacement de manière qualitative avec la prise en compte uniquement des phénomènes de rayonnement et de propagation. Pour rappel, le calcul est fait en deux étapes :

- La réponse impulsionnelle spatiale en termes de potentiel de déplacement sera calculée à l'aide des relations ci-dessous :

$$h_U(M, t) = \int_S F_x(P) \frac{\delta\left(t - \frac{R}{c}\right)}{2\pi R} dS(P) \quad \text{Eq. 3-19}$$

- Le champ de déplacement U induit pour les trois types d'excitation (s(t)) utilisés dans le cadre de cette thèse (Impulsion, « Burst », « Chirp ») est obtenu par convolution:

$$U(M, t) = C * h_U(M, t) * s(t) \quad \text{Eq. 3-20}$$

La constante de calibration C est utilisée afin de prendre en compte toutes les contributions non prises en compte dans notre modèle pour rendre les résultats comparables quantitativement avec ceux obtenus avec Comsol.

Dans la suite nous utiliserons donc la méthode DREAM en complément de Comsol pour modéliser les amplitudes des déplacements normaux des ondes de Rayleigh. Nous verrons que pour un nombre d'électrode élevé le programme DREAM est assez pratique en termes de temps de calcul.

Les différentes étapes de la modélisation avec Comsol et la méthode DREAM sont détaillées dans la suite (§ 3.2.1.1).

3.2.1 Capteur à bande étroite: cas du capteur 40 MHz

Nous présentons un premier exemple d'un capteur IDT à bande étroite dont le modèle de la réponse impulsionnelle a été étudié précédemment. La fréquence de résonance est de 40 MHz. Ce type de capteur présente l'avantage pour le contrôle non destructif de pouvoir exciter des ondes de surface avec une amplitude assez importante pour une fréquence relativement élevée pour ce type de mesure [Deboucq 12].

Afin de générer des ondes ayant de bonnes amplitudes et une bande passante étroite, nous reprenons les caractéristiques du capteur présenté précédemment constitué de 25 paires d'électrodes. Compte tenu de la vitesse de propagation des ondes de surface dans le Niobate de lithium (4000m/s) et de la fréquence de fonctionnement (40 MHz), la largeur des électrodes est de 25 μm . Le tableau 3-5 et la figure 3-18 représentent les caractéristiques de ce capteur C40. La longueur L du capteur est de 2,5 mm.

Nom	$f_0(\text{MHz})$	D	$W_a(\text{mm})$	$a(\mu\text{m})$	$p(\mu\text{m})$	$\lambda(\mu\text{m})$
C40	40	50	2,5	25	50	100

Tableau 3-5 : Paramètres du capteur à 40 MHz

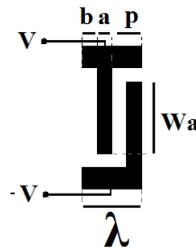


Figure 3-18 : Caractéristique d'une paire d'électrode

Avec :

- a : largeur des doigts ;
- b : espacement des doigts ($a=b$) ;
- p : période ($a+b$) ;
- λ : longueur d'onde ($2p$) ;
- W_a : largeur de recouvrement ;
- $D=2*N$: nombre d'électrodes.

Dans la suite, nous allons expliquer la procédure de modélisation du capteur 40 MHz notamment par la méthode par élément fini et par la méthode de la réponse impulsionnelle spatiale.

3.2.1.1 Les différentes étapes de la modélisation avec Comsol et avec DREAM

a) Modélisation avec Comsol

La figure 3-19 correspond à la représentation géométrique du capteur avec le logiciel Comsol.

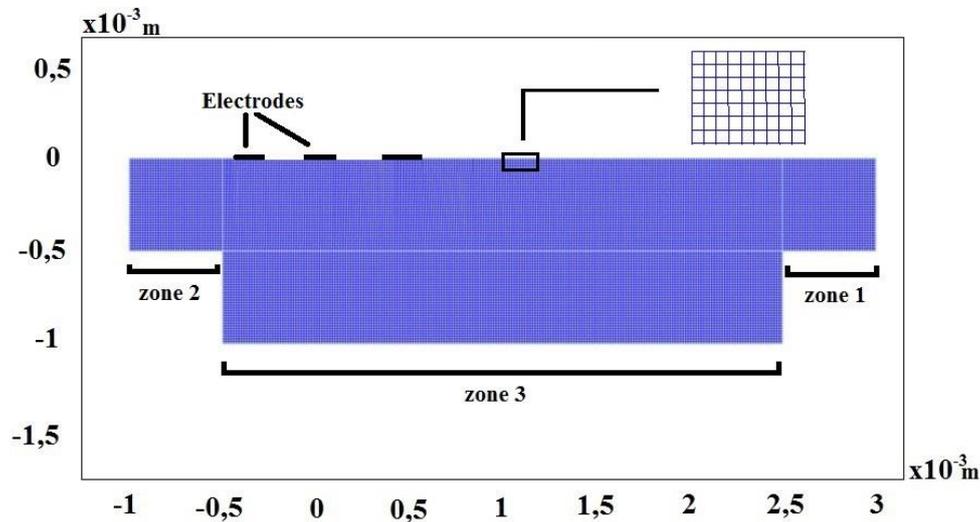


Figure 3-19 : Représentation géométrique du Capteur 40 MHz et maillage avec Comsol

Les zones 1, 2 et 3 sont ajoutées pour amortir l'onde de surface émise vers l'arrière et les réflexions de bords [Takpara 15].

La modélisation avec Comsol se déroule en 6 étapes :

- Désignation du type de problème à traiter

Elle consiste à représenter le matériau piézoélectrique sous forme de rectangle en indiquant les hauteurs et largeurs.

- Le maillage

Il consiste à la discrétisation spatiale du dispositif en petit éléments. Nous commençons par mailler les contours avant les surfaces. Cela permet de contrôler le nombre d'éléments dans certaines parties de la géométrie comme les frontières et les interfaces. Ce maillage est important pour la résolution du problème posé. Dans notre cas, la taille d'un élément Δh est choisi de manière à vérifier le critère $\Delta h < (1/10) * \lambda$, nous prenons $\Delta h = \lambda/20$ afin d'optimiser les résultats [Deboucq 12], sachant que $\lambda = V_R/f_0$, nous obtenons donc : $\Delta h = V_R/20 * f_0$, rappelons que V_R représente la vitesse de propagation des ondes de surface pour le LiNbO₃-Y+128 (soit 4000m/s) et f_0 la fréquence de résonance du capteur (soit 40 MHz). La taille d'un élément Δh utilisé est donc de 5 μ m. En définitive pour en déduire le nombre d'éléments d'un côté du rectangle il convient de diviser la largeur du côté par la taille d'un élément Δh .

- Propriétés du matériau piézoélectrique

Nous cherchons à déterminer les champs de déplacements générés par le transducteur pour cela il nous faut d'abord indiquer les propriétés élastiques du matériau utilisé (le LiNbO3-Y+128 pour le matériau piézoélectrique).

- Conditions aux limites

Dans cette partie nous définissons les variables qui vont déterminer le type d'excitation imposée («burst», Impulsion etc). Nous définissons aussi les conditions aux limites notamment pour les électrodes de sorte que deux électrodes côte à côte aient un potentiel électrique de signe opposé (soit V_0 et $-V_0$). Ainsi lorsque l'on applique un champ électrique entre les deux électrodes en entrée, nous obtenons une accumulation de charges dont les signes s'alternent d'un doigt à l'autre. L'effet piézoélectrique associé à la création d'un champ électrique entre chaque paire de doigts entraîne des compressions et des dilations dans le matériau créant ainsi des déplacements.

- Résolution

Dans cette étape nous définissons la méthode d'intégration pour un problème dépendant du temps. Nous voulons un pas $dt = T/20$ [Deboucq 12], T étant la période, soit un pas temporel de 1,25 ns pour une fréquence f_0 de 40 MHz. Pour fixer ce pas temporel de calcul, il suffit de l'indiquer dans le volet « time stepping ».

- Exploitation des résultats

Dans cette étape nous éditerons les résultats de simulation sous forme de courbes et distribution surfacique. Ainsi la modélisation par élément fini se déroule en plusieurs étapes et nécessite le respect d'un certain nombre de critères, allant de la représentation géométrique du dispositif au maillage, ce qui peut devenir contraignant et long à réaliser pour un système complexe.

b) Modélisation avec DREAM

La figure 3-20 correspond à la représentation géométrique du capteur avec le logiciel DREAM.

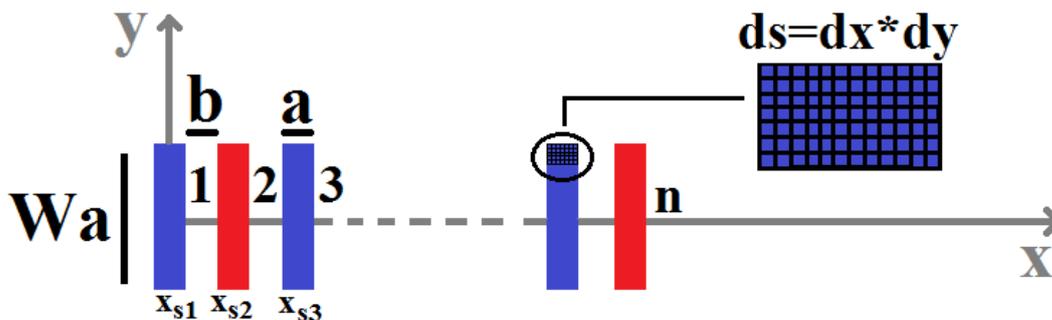


Figure 3-20 : Modélisation du Capteur 40 MHz avec DREAM

La modélisation avec le programme DREAM se déroule en 6 étapes :

- Répartition spectrale des électrodes

Elle consiste à déterminer les coordonnées spatiales des électrodes (figure 3-20), l'ordonnée y_s est définie par la largeur de recouvrement W_a (qui est constante pour le cas des capteurs IDT standards) et l'abscisse x_s (positions des électrodes) par la largeur des électrodes a et leurs espacements b . Les positions x_s sont régulièrement espacées à partir de l'origine (première électrode) avec un pas de $(a+b)$. Sous Matlab, ces positions sont regroupées dans un matrice à une ligne défini par :

$$x_s = [0 : (a+b) : (D)*(a+b)] \quad \text{Eq. 3-21}$$

où $D=2*N$ correspond au nombre d'électrodes, a et b respectivement la largeur des électrodes et l'espacement des électrodes.

Etant donné que $a= b$, nous obtenons donc la matrice :

$$x_s = [0 : 2a : 2*a*(D-1)] \quad \text{Eq.3-22}$$

Pour le capteur à 40 MHz, compte tenu de ces caractéristiques (tableau 3-5) nous obtenons

$$x_s = [0 : 50 : 2450] \quad \text{Eq. 3-23}$$

- La discrétisation

Il consiste à discrétiser les électrodes en petit éléments. Cette discrétisation est effectuée en tenant compte de la largeur des électrodes a et de la largeur de recouvrement W_a . Dans notre cas nous prenons $dx=a/5$, étant donné que $\lambda=4a$, nous obtenons $dx = \lambda/20$. Concernant la largeur de recouvrement nous avons $dy=W_a/125$, soit $dy = \lambda/20$.

- Propriétés du matériau

Comme nous l'avons décrit plus haut, dans la partie Adaptation du modèle DREAM au cas des transducteurs interdigités, nous devons intégrer dans DREAM deux paramètres du matériaux LiNbO3-Y+128, la vitesse de phase dans la direction X mais aussi l'atténuation α . Notons toutefois qu'au vu des faibles distances entre le point d'observation et la dernière électrode l'atténuation est quasi-négligeable. Par la suite, pour des faibles de distances de propagation, nous pourrons ne pas tenir compte de cette atténuation.

- Conditions aux limites

Le potentiel électrique des électrodes est défini sous forme de matrice à une ligne avec un signe qui s’alterne d’une électrode à une autre. A titre d’exemple pour les 4 premières électrodes, nous obtenons sous matlab la matrice : $V_0 = [1 -1 1 -1]$.

- Résolution temporelle

Dans cette étape nous définissons le pas temporel, nous utilisons un pas $dt = T/20$, T étant la période, nous obtenons donc $dt = T/20 = (1/f_0)/20$, soit un pas de 1,25 ns.

.Avec DREAM il n’y a pas d’interface graphique, il suffit de rentrer dans le programme les différentes valeurs des paramètres cités précédemment.

Types d’excitations utilisés pour étudier les déplacements générés par les capteurs

Avant de comparer les résultats de modélisation nous présentons d’abord les types d’excitation utilisés pour la modélisation des champs de déplacement notamment l’excitation de type « burst », impulsionnelle et chirp (figure 3-21 à 23). Afin d’adapter l’excitation impulsionnelle imposée à celle délivrée par notre générateur impulsionnel (bande passante 125 MHz à -3 dB), nous avons utilisé une demi-sinusoïde de fréquence 125 MHz et de durée 4 ns.

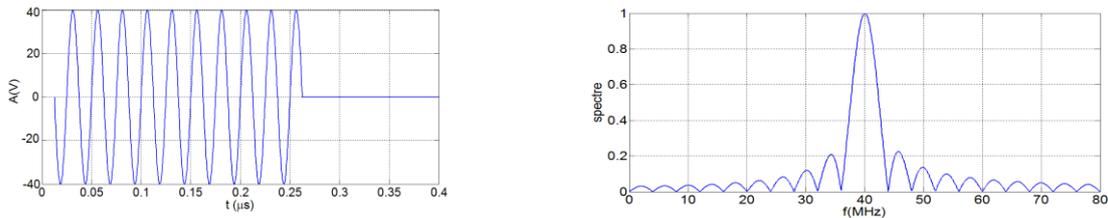


Figure 3-21 : Excitation de type «burst » (40 MHz) de 10 sinusoïdes (a) signal temporel (b) son spectre

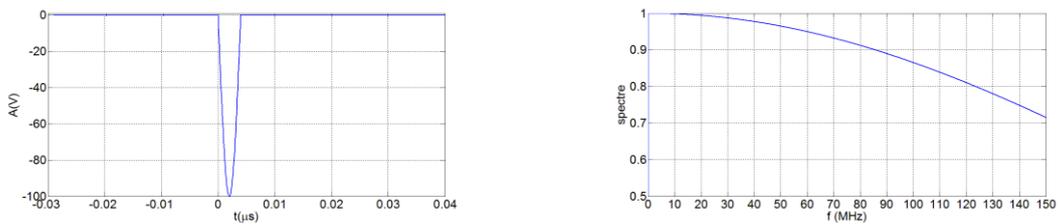


Figure 3-22 : Excitation impulsionnelle de durée 4 ns (a) signal temporel (b) son spectre

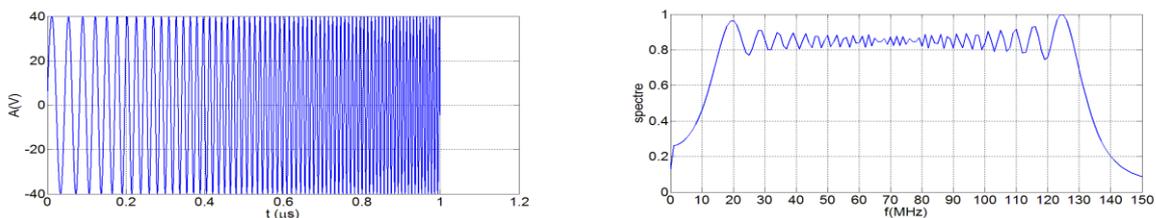


Figure 3-23 : Excitation de type chirp (20 - 125 MHz) de durée 1µs (a) signal temporel (b) spectre

3.2.1.2 Paramètres de simulation

Les tableaux 3-6 et 3-7 donnent les principaux paramètres utilisés pour la modélisation avec Comsol et DREAM.

Nom	Nombre Electrodes	maillage	pas temporel
C40	50	$\lambda/20$	$T/20$ (avec $T=1/f_0$)

Tableau 3-6 : Paramètres de simulation avec COMSOL

Nom	Nombre Electrodes	discrétisation		pas temporel
		dx	dy	
C40	50	$\lambda/20$	$\lambda/20$	$T/20$ (avec $T=1/f_0$)

Tableau 3-7 : Paramètres de simulation avec DREAM

3.2.1.3 Excitation de type «burst»

Dans la suite nous allons comparer les résultats des déplacements normaux de l'onde de surface générée par le capteur IDT obtenus par éléments finis et ceux relatifs aux déplacements fournis par la méthode DREAM. Nous avons imposé une excitation de type «burst» de fréquence 40 MHz comportant 20 sinusoïdes pour une valeur d'amplitude de tension crête à crête de 40 V. Les figures 3-24 et 3-25 donnent l'allure respectivement de l'amplitude et le spectre des déplacements. Sachant que les amplitudes de déplacement sont obtenues avec DREAM à une constante près, nous avons imposé une constante C (équation 3-17) égale à 6.10^{-15} afin d'obtenir des amplitudes similaires entre les deux modélisations. Il est à noter que par la suite nous ne modifierons plus cette constante pour un capteur donné.

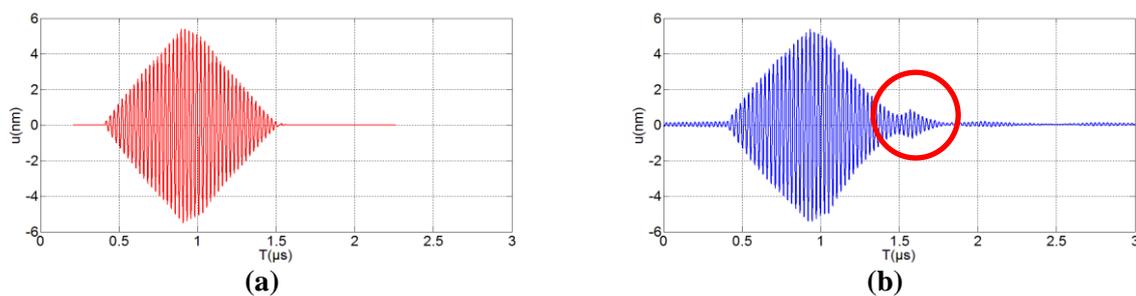


Figure 3-24: Réponse temporelle en déplacement du capteur 40 MHz pour une excitation de type «burst» (40 MHz-20 sinusoïdes) a) DREAM b) Comsol

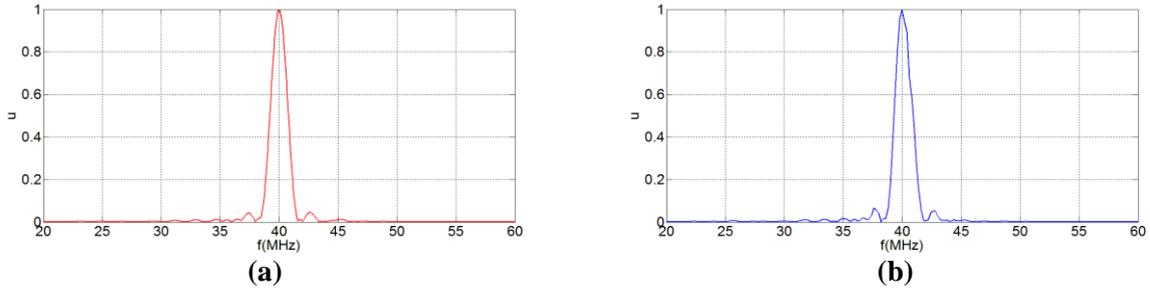


Figure 3-25 : Réponse fréquentielle en déplacement du capteur 40 MHz pour une excitation de type burst (40 MHz-20 sinusoides) a) DREAM b) Comsol

L'amplitude des déplacements obtenue est d'environ 6 nm, cette valeur élevée est liée au fait que le capteur IDT est de type bande étroite comportant 50 électrodes, de périodicité correspondant à une seule fréquence 40 MHz. Comme attendu, l'amplitude des déplacements engendrée par le capteur est maximale si la fréquence du « burst » d'excitation est égale à la fréquence de résonance du capteur.

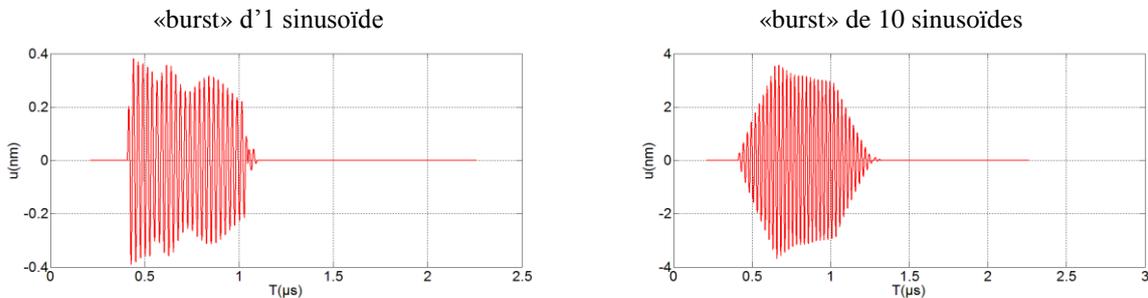
Notons que le phénomène d'écho observé sur les résultats avec Comsol (figure 3-24) est lié aux réflexions inter-électrodes. Il est possible de les intégrer dans la modélisation avec DREAM mais pour l'exploitation des mesures pour le CND nous ne nous intéressons pas à cet artefact car nous avons vérifié que celui-ci n'a pas d'effets significatifs sur l'estimation des vitesses de phase qui sera détaillée au chapitre 5. Le tableau 3-8 donne les bandes passantes obtenues pour les deux types de modélisation.

Capteur	BP (MHz) (DREAM)	BP (MHz) (Comsol)
C40	1,1	1,1

Tableau 3-8 : Bande passante du capteur 40 MHz pour une excitation de type «burst» (40 MHz-20 sinusoides)

Nous obtenons bien la même bande passante soit 1,1 MHz, ce qui montre que le capteur est très sélective, rappelons que la bande passante est dépendante du nombre de paires de doigts N [Royer 96].

Par ailleurs afin d'étudier l'Influence du nombre de sinusoides, nous avons imposé une excitation de type « burst » (40 MHz) avec plusieurs nombre de sinusoides : 1, 10, 20 et 40 (figure 3-26 et 3-27).



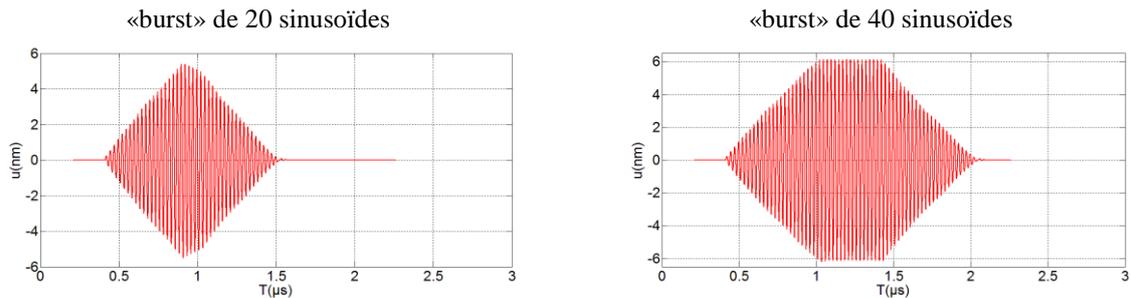


Figure 3-26 : Comparaison des réponses temporelles en déplacements modélisées avec DREAM de l'onde de surface en fonction du nombre de sinusoïdes du « burst » d'émission (1, 10, 20, 40)

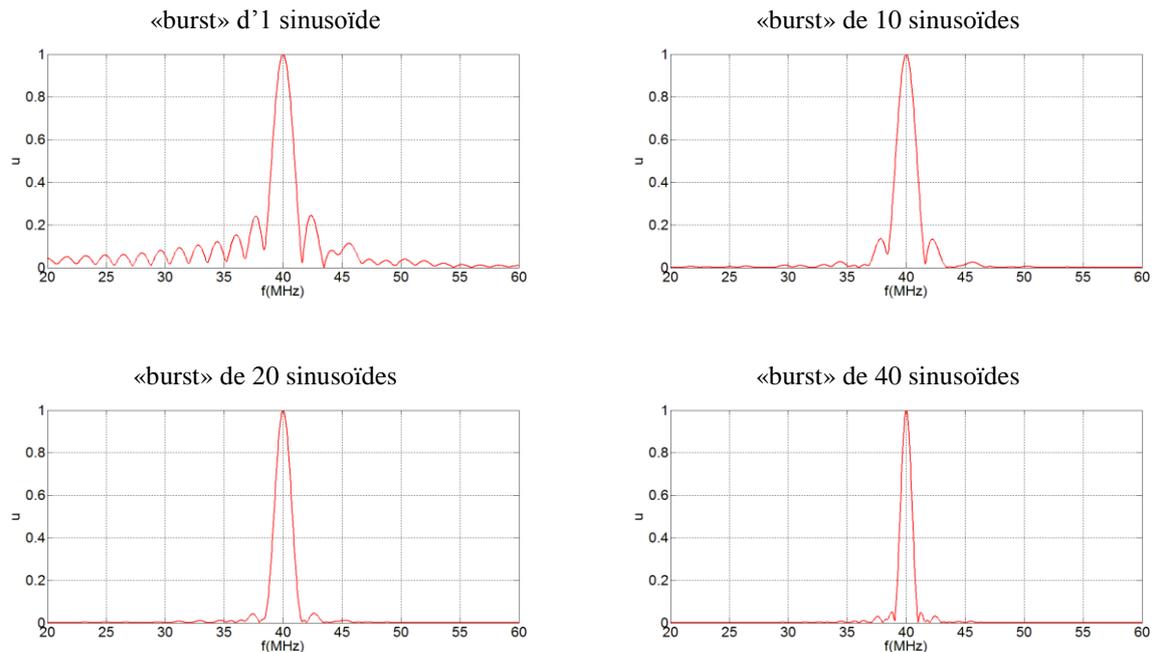


Figure 3-27 : Comparaison des réponses fréquentielles normalisées en déplacements modélisées avec DREAM de l'onde de surface en fonction du nombre de sinusoïdes du « burst » d'émission (1, 10, 20, 40)

Nous observons, comme attendu, que le nombre de sinusoïdes influe sur l'amplitude et l'enveloppe des déplacements générés. Il faut donc imposer une impulsion dont le nombre de sinusoïdes est au moins égal ou très proche du nombre de paires de doigts pour obtenir le maximum d'amplitude. Une fois le maximum atteint, nous observons un plateau où l'amplitude reste constante. Ce point est observable en comparant les résultats pour une excitation « burst » de 20 et 40 sinusoïdes.

Le tableau 3-9 donne les bandes passantes obtenues en fonction du nombre de sinusoïdes du « burst » d'émission (1, 10, 20, 40).

Capteur	Nombre de sinusoïdes	BP (MHz) -3 dB (DREAM)	BP (MHz) -3 dB (Comsol)
C40	1	1,5	1,4
	10	1,3	1,4
	20	1,1	1,1
	40	0,7	0,7

Tableau 3-9 : Bande passante du capteur 40 MHz en fonction du nombre de sinusoïdes du « burst » d'émission (1, 10, 20, 40)

Nous notons aussi une différence de bande passante pour les spectres, celle-ci dépend du nombre de sinusoïdes qui compose le «burst» [Royer 99], en effet pour un train d'onde de type «burst» envoyé sur le capteur à la fréquence f_0 et avec une durée $\tau = M/f_0$, où M représente le nombre de sinusoïdes. La bande passante dépend du nombre de sinusoïdes qui compose le burst d'excitation.

En définitive, pour obtenir le maximum d'amplitude il faut que la fréquence du « burst » d'excitation soit exactement la même que la fréquence de résonance f_0 du capteur et comportant un nombre de sinusoïdes égale au nombre de paires de doigts N du capteur. Par ailleurs, selon la bande passante désirée pour les déplacements engendrés par le capteur il faut augmenter le nombre de sinusoïdes M du « burst » d'excitation (plus M est grand plus la bande passante diminue).

3.2.1.4 Excitation impulsionnelle

Dans cette partie, nous avons excité le capteur avec une impulsion de durée $\tau=4$ ns et d'amplitude 100 V, puis nous avons comparé les déplacements normaux de l'onde de surface générée par le capteur obtenus par éléments finis et ceux relatifs aux déplacements fournis par la méthode DREAM. Les figures 3-28 et 3-29 donnent l'allure respectivement de l'amplitude et du spectre des déplacements.

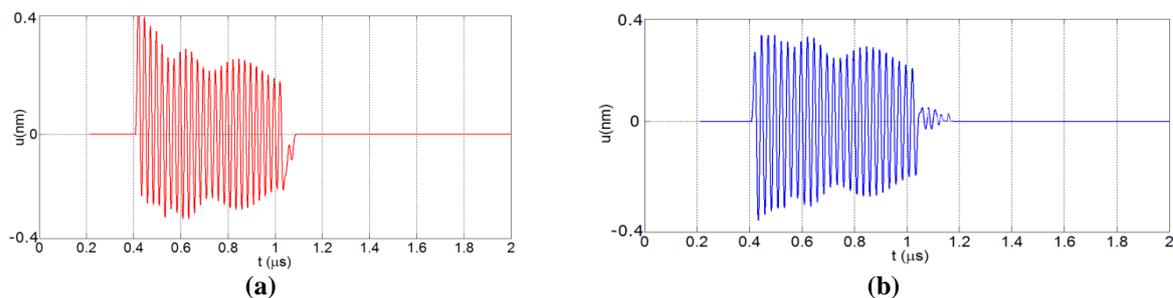


Figure 3-28: Réponse temporelle en déplacement du capteur 40 MHz pour une excitation impulsionnelle a) DREAM b) Comsol

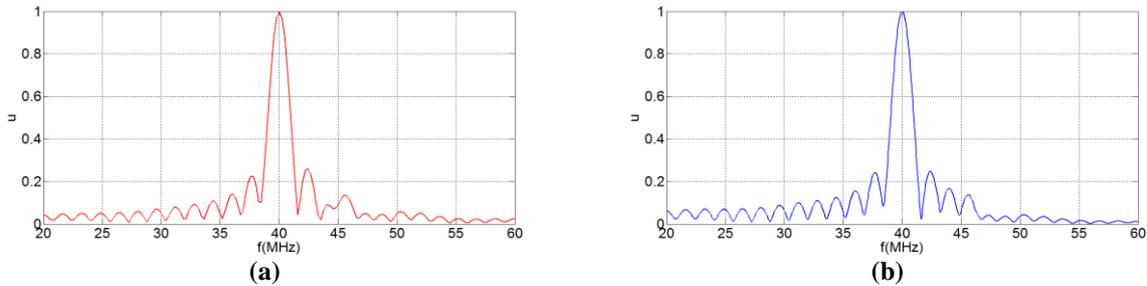


Figure 3-29 : Réponse fréquentielle en déplacement du capteur 40 MHz pour une excitation impulsionnelle a) DREAM b) Comsol

Nous observons que l’amplitude des déplacements est assez faible soit environ 0,4 nm, comparée à celles obtenues pour une excitation de type « Burst » avec un nombre de sinusoïdes supérieur ou égal à 10. L’énergie est en effet répartie sur toute la bande de fonctionnement du capteur. La forme et l’amplitude des déplacements sont très proches de celles obtenues pour une excitation de type « burst » d’une sinusoïde. Le tableau 3-10 donne les bandes passantes obtenues pour les deux types de modélisation.

Capteur	BP (MHz) (DREAM)	BP (MHz) (Comsol)
	-3 dB	-3 dB
C40	1,5	1,46

Tableau 3-10 : Bande passante du capteur 40 MHz pour une excitation impulsionnelle

La bande passante obtenue est quasi-égale à celle obtenue pour une excitation de type « burst » d’une sinusoïde de fréquence 40 MHz.

3.2.1.5 Excitation de type chirp

Une excitation de type « chirp » sur un capteur à bande étroite permet de mettre en évidence la fréquence de résonance du capteur si celle-ci est inconnue. Toutefois, cette excitation n’est pas une solution adéquate, pour un capteur à bande étroite, si l’on désire obtenir des amplitudes élevées. Le chirp temporel d’excitation à une durée T égale à 1µs et elle varie entre les fréquences allant de 20 à 125 MHz pour une valeur d’amplitude de tension crête à crête de 40 V. Cette durée est choisie en tenant compte de la longueur du capteur. Nous nous limitons pour ce type d’excitation à la modélisation DREAM. En effet, nous n’avons pas présenté de résultats sous Comsol, car, contrairement à la modélisation DREAM, nous n’avons pas pu imposer une excitation chirp correspondant à l’excitation expérimentale.

La figure 3-30 donne les allures respectives de l’amplitude et du spectre des déplacements.

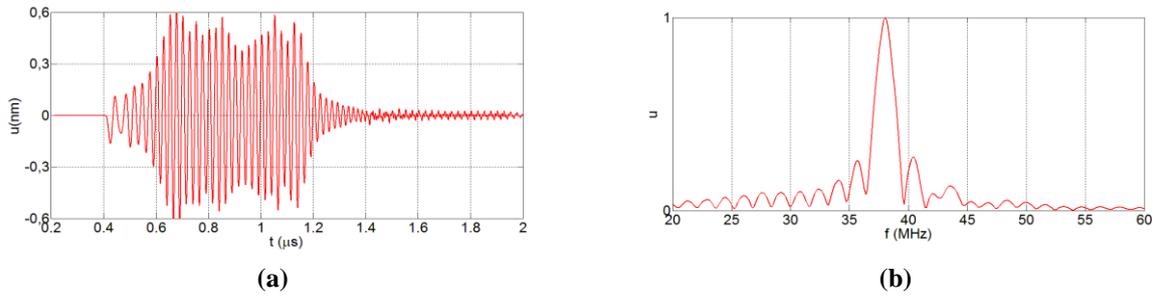


Figure 3-30 : Réponse en déplacement du capteur 40 MHz obtenu avec DREAM pour une excitation de type chirp (a) temporelle (b) fréquentielle

L'amplitude des déplacements est comparable au cas d'une excitation impulsionnelle, elle est d'environ 0,6 nm. Bien évidemment cette excitation de type chirp (20 – 125 MHz) n'est pas une solution adéquate pour ce type de capteur à bande étroite mais par la suite, nous verrons l'intérêt d'une telle excitation avec des capteurs IDT dotés d'une bande passante plus importante.

Le tableau 3-11 la bande passante obtenue avec DREAM.

Capteur	BP (MHz) (DREAM)
C40	à -3 dB
	1,4

Tableau 3-11 : Bande passante du capteur 40 MHz pour une excitation de type chirp (20 – 125 MHz)

La bande passante obtenue est de 1,4 MHz, cette valeur est quasi-égale à celles obtenues pour une excitation impulsionnelle ou une excitation de type « burst » d'une sinusoïde de fréquence 40 MHz.

Nous venons donc de voir que pour un capteur à bande étroite, l'excitation avec un « burst » de fréquence égale à la fréquence de résonance du capteur et de nombre de sinusoïdes égal ou supérieur au nombre de paires de doigts permet de générer des ondes de surface avec des amplitudes de déplacement plus importantes que celles obtenues pour une excitation impulsionnelle ou de type chirp.

Conclusion

Concernant la précision, sur les déplacements générés par les capteurs, entre les résultats obtenus avec la méthode DREAM et ceux obtenus par la méthode des éléments fini avec Comsol, nous notons, pour l'excitation de type « burst » et impulsionnelle, une bonne concordance en amplitudes et en bandes passantes (écart maximale de 2,6%).

3.2.2 Capteurs chirp (30 – 100 MHz)

Dans cette partie nous allons effectuer la modélisation du capteur large bande de type chirp de fréquence allant de 30 à 100 MHz et de nombre d'électrode égale à 38, cette faible valeur de nombre d'électrodes contribue notablement à la compacité recherchée. Nous avons expliqué dans le chapitre 3

les critères de choix des paramètres. Ce type de configuration permet d'étudier l'influence de la périodicité p et du nombre d'électrodes D sur les caractéristiques des ondes engendrées par le capteur.

La procédure de modélisation du capteur chirp (30 – 100 MHz) par la méthode par élément fini et par la méthode de la réponse impulsionnelle spatiale est la même que celle décrite pour le capteur 40 MHz. Le tableau 3-12 et la figure 3-31 représentent les caractéristiques du capteur chirp (30 – 100 MHz). La longueur L du capteur est de 2,5 mm.

Nom	fo(MHz)	D	Wa(mm)	a (μm)	b (μm)	p (μm)	λ (μm)
Lcs 2b	[30-100]	38	2,5	[10-30]	[10-30]	[20-60]	[40-120]

Tableau 3-12 : Paramètres du capteur down chirp 30-100 MHz up (Lcs pour « linear chirp sensor »)

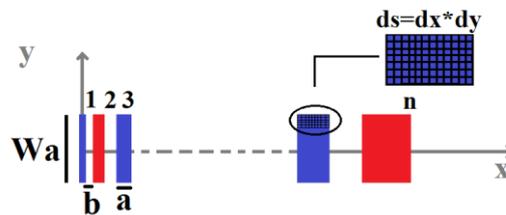


Figure 3-3 : Caractéristique capteur down chirp (30 – 100 MHz)

3.2.2.1 Excitation de type «burst»

Dans la suite nous allons comparer les résultats des déplacements normaux de l'onde de surface générée par le capteur obtenus par éléments finis et ceux relatifs aux déplacements fournis par la méthode DREAM. Nous avons imposé une excitation de type « burst » de fréquence 40 MHz comportant 10 sinusoides et une valeur d'amplitude de tension crête à crête de 40 V. Nous avons opté pour un « burst » de fréquence 40 MHz afin de mieux comparer les caractéristiques des ondes générées par ce type de capteur par rapport à un capteur à bande étroite fonctionnant à 40 MHz. Les figures 3-32 et 3-33 l'allure respectivement de l'amplitude et le spectre des déplacements. Pour ce capteur la constante de calibration pour DREAM afin d'obtenir les amplitudes de déplacement absolues est égale à 4.10^{-15} .

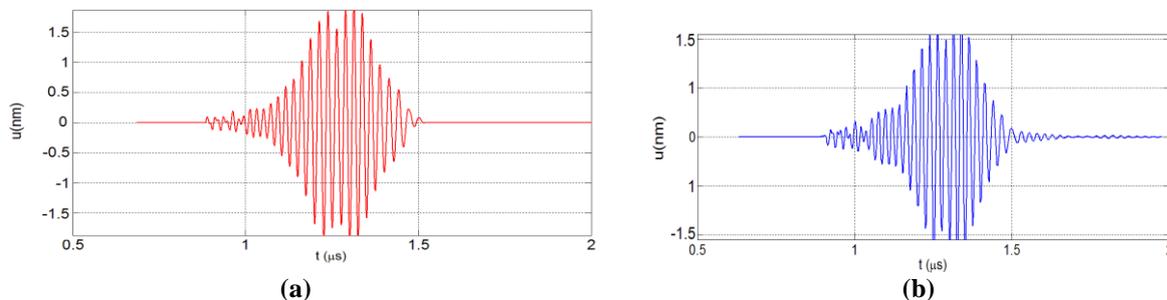


Figure 3-32: Réponse temporelle en déplacement du capteur down chirp (30 – 100 MHz) pour une excitation de type «burst» (40 MHz-10 sinusoides) a) DREAM b) Comsol

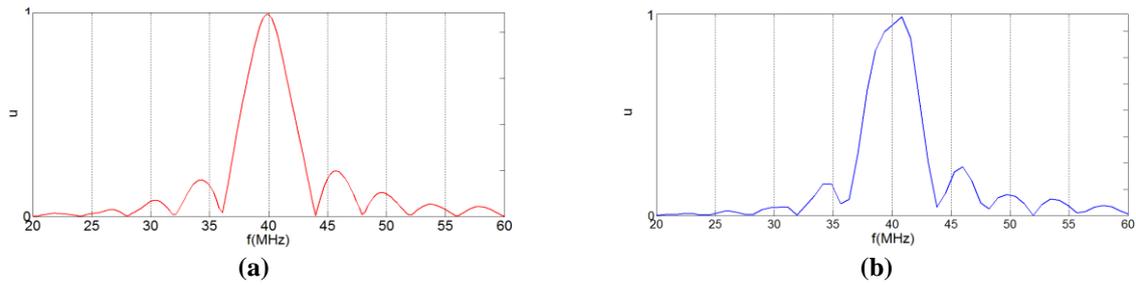


Figure 3-33 : Réponse fréquentielle en déplacement du capteur down chirp (30 – 100 MHz) pour une excitation de type «burst» (40 MHz-10 sinusoïdes) a) DREAM b) Comsol

L'amplitude maximale des déplacements relevée pour le cas du «burst» de fréquence 40 MHz comportant 10 sinusoïdes est d'environ 1,5 nm. Elle est toutefois plus faible que celle obtenue pour le capteur à bande étroite pour le même type d'excitation qui est d'environ 3,5 nm, cela s'explique par le fait que la périodicité correspondant à une fréquence de 40 MHz est représentée par une seule paire d'électrodes, sa contribution est donc plus faible. Notons que seules les paires d'électrodes dont les fréquences de résonance sont proches de la fréquence d'excitation du « burst » contribuent de manière significative à la génération de l'onde de surface.

La bande passante du spectre du signal obtenu est deux fois plus importante que celle obtenue pour le capteur à bande étroite pour le même type d'excitation. Ce résultat est logique au vu des remarques faites précédemment, la bande passante est en effet dépendante du nombre de paires de doigts de périodicité correspondant à la fréquence du « burst » d'excitation.

Par ailleurs afin d'étudier l'influence du nombre de doigts nous avons imposé une excitation de type « burst » de fréquence 40 MHz comportant 20 sinusoïdes pour une valeur d'amplitude de tension crête à crête de 40 V.

Les figures 3-34 et 3-35 montrent l'allure respectivement de l'amplitude et le spectre des déplacements.

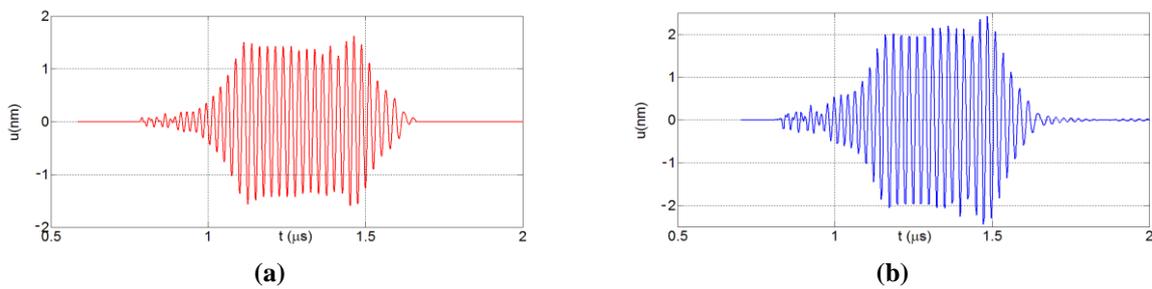


Figure 3-34: Réponse temporelle en déplacement du capteur down chirp (30 – 100 MHz) pour une excitation de type «burst» (40 MHz-20 sinusoïdes) a) DREAM b) Comsol

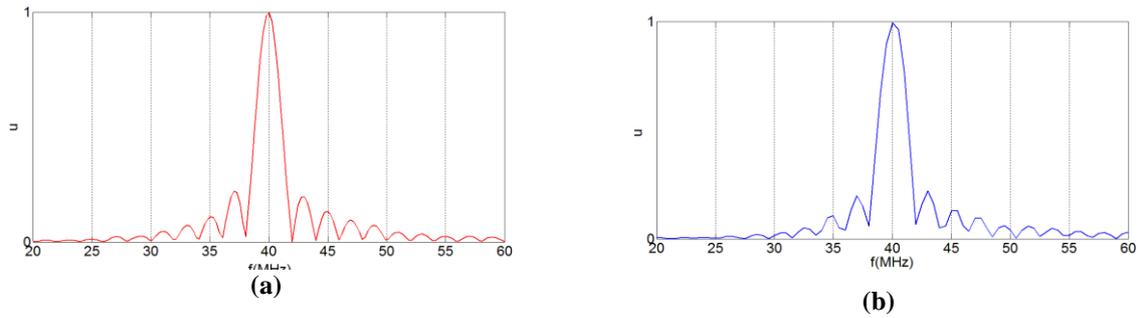


Figure 3-35 : Réponse fréquentielle en déplacement du capteur down chirp (30 – 100 MHz) pour une excitation de type «burst» (40 MHz-20 sinusoïdes) a) DREAM b) Comsol

Les amplitudes maximales relevées pour le cas du «burst» d’excitation comportant 20 sinusoïdes passent de 1,5 nm à 2 nm. Comme pour le capteur à bande étroite nous avons aussi imposé une excitation de type «burst» comportant 40 sinusoïdes et nous avons constaté de nouveau que l’amplitude n’augmentait plus mais que la durée du «plateau» à 2 nm se prolongeait.

Il faut toutefois remarquer que nous pouvons augmenter l’amplitude des déplacements engendrée par le capteur en changeant la fréquence du «burst» d’excitation. En étudiant le spectre de la réponse impulsionnelle du capteur chirp nous remarquons que le maximum de réponse acoustique est obtenu aux alentours de 46 MHz (§ 3.2.3.2). Ainsi une excitation de type «burst» à cette fréquence augmenterait les amplitudes des déplacements engendrées par le capteur chirp (30 – 100 MHz).

Le tableau 3-13 les bandes passantes obtenues en fonction du nombre de sinusoïdes du «burst» d’émission (10, 20, 40) pour les deux types de modélisation.

Capteur	Nombre de sinusoïdes	BP (MHz) (DREAM)		BP (MHz) (Comsol)	
		à -3 dB	à -6 dB	à -3 dB	à -6 dB
Lcs 2b	10	3,2	4,8	3,6	5
	20	1,8	2,5	1,9	2,7
	40	0,6	1	0,6	1,1

Tableau 3-13 : Bande passante du capteur down chirp (30 – 100 MHz) en fonction du nombre de sinusoïdes du «burst» d’émission (20, 40)

Nous notons comme pour les capteurs à bande étroite que la bande passante pour les spectres dépend fortement du nombre de sinusoïdes qui compose le «burst».

3.2.2.2 Excitation impulsionnelle

Dans cette partie nous allons comparer les résultats des déplacements normaux obtenus avec Comsol, et ceux obtenus avec la méthode DREAM. Les figures 3-36 et 3-37 donnent l’allure respectivement de

l'amplitude et le spectre des déplacements. Nous avons imposé une excitation impulsionnelle de durée $\tau=4$ ns et d'amplitude 100 V.

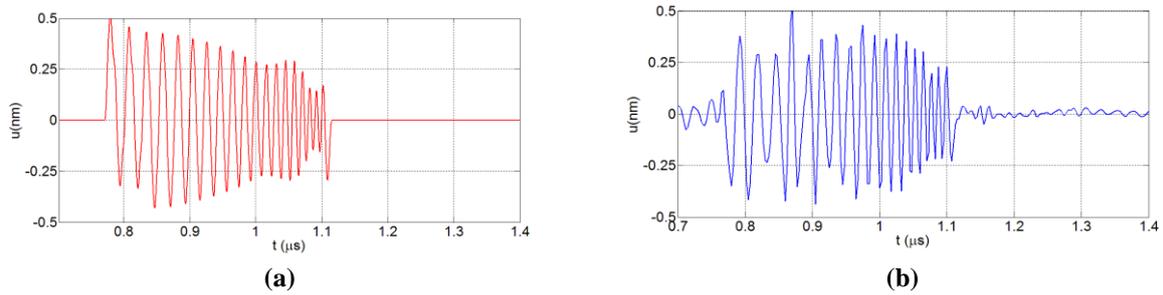


Figure 3-36: Réponse temporelle en déplacement du capteur down chirp (30 – 100 MHz) pour une excitation impulsionnelle a) DREAM b) Comsol

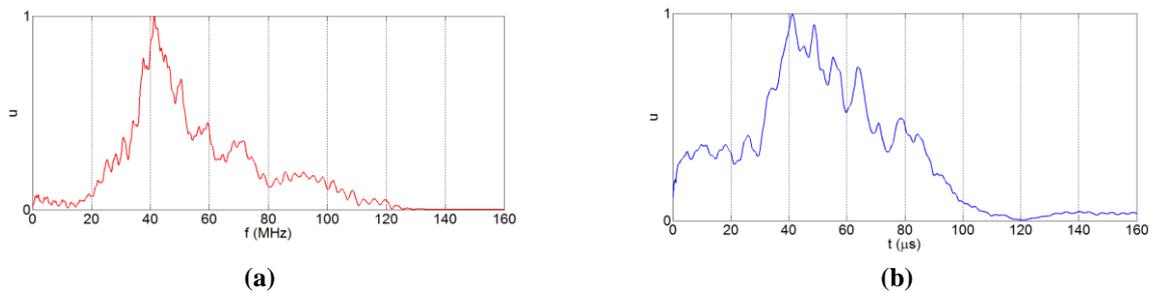


Figure 3-37 : Réponse fréquentielle en déplacement du capteur down chirp (30 – 100 MHz) pour une excitation impulsionnelle a) DREAM b) Comsol

Les largeurs des spectres correspondent aux résultats attendus au vu des durées et bandes passantes des impulsions imposées. Pour ce capteur chirp (30 – 100 MHz) nous remarquons que les basses fréquences arrivent en premier, en effet les électrodes de périodicités correspondant à ces fréquences sont plus proches de la sortie. L'amplitude maximale des déplacements est d'environ 0,5 nm.

Le tableau 3-14 les bandes passantes à -6 dB obtenues pour les deux types de modélisation.

Capteur	BP (MHz)	BP (MHz)
	(DREAM)	(Comsol)
Lcs 2b	à -6 dB	à -6 dB
	25,6	32,2

Tableau 3-14 : Bande passante du capteur down chirp (30 – 100 MHz) pour une excitation impulsionnelle

Les bandes passantes obtenues à -6 dB sont d'environ 25,6MHz pour DREAM et 32,2 pour Comsol, mais la faible valeur d'amplitude peut être un frein pour la caractérisation de couche ayant un fort coefficient d'atténuation des ondes de surface, c'est pourquoi nous envisageons une excitation chirp pour augmenter l'amplitude des ondes de surface.

Notons que la bande passante obtenue à - 6 dB est proche de la bande passante de la résistance de rayonnement obtenue au chapitre 2 qui est de 29,8 MHz.

3.2.2.3 Excitation de type chirp

Les capteurs chirp sont dotés d'une répartition spatiale variable des électrodes. L'excitation avec un chirp temporel de fréquence modulée peut donc influencer sur les amplitudes des déplacements engendrés par de tel capteur. Pour limiter les phénomènes de réflexions décrites dans le chapitre 2, nous avons fixé la durée du chirp d'excitation à 0,625 μ s, cette durée est calculée en tenant compte de la vitesse de propagation des ondes de Rayleigh ($V_R \approx 4000$ m/s) et de la longueur ($L = 2,5$ mm) du capteur, soit $T = L/V_R$ ce qui correspond à une durée T de 0,625 μ s. La valeur d'amplitude de tension crête à crête est de 40 V. Nous nous limitons pour ce type d'excitation à la modélisation DREAM. La figure 3-38 donne les allures respectives de l'amplitude et du spectre des déplacements.

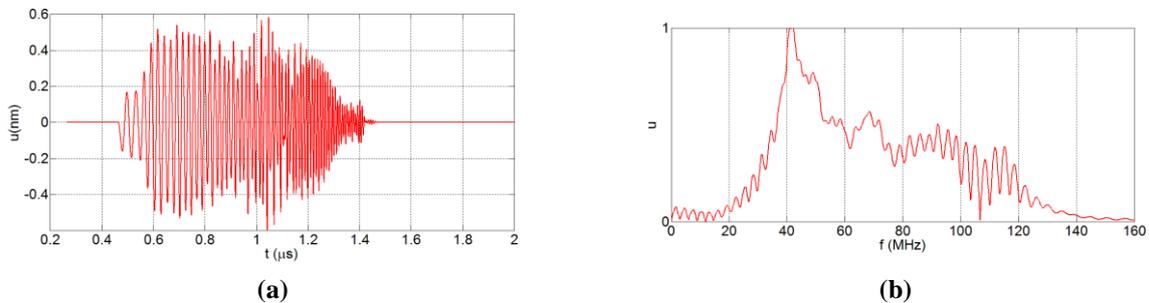


Figure 3-38 : Réponse en déplacement du capteur down chirp (30 – 100 MHz) pour une excitation de type chirp
a) réponse temporelle b) réponse fréquentielle

Les amplitudes de déplacement maximales sont d'environ 0,6 nm. L'excitation avec un chirp temporel a permis d'augmenter les amplitudes de déplacement notamment dans la bande 60 – 100 MHz.

Le tableau 3-15 donne les bandes passantes à -6 dB obtenues avec la méthode DREAM.

Capteur	BP (MHz) (DREAM)
Lcs 2b	à - 6 dB
	32,3

Tableau 3-15 : Bande passante du capteur down chirp (30 – 100 MHz) pour une excitation de type chirp (20 – 125 MHz)

Les bandes passantes à -6 dB obtenues passe de 25,6 MHz pour une excitation impulsionnelle à environ 32,3 MHz pour une excitation de type chirp. Ceci s'explique par le fait que la bande passante de l'excitation impulsionnelle n'est pas tout à plate contrairement au cas de l'excitation chirp (voir figures 3-22 et 3-23).

Conclusion

Concernant la précision, sur les déplacements générés par les capteurs pour les différentes excitations, entre les résultats obtenus avec la méthode DREAM et ceux obtenus par la méthode des éléments fini avec Comsol, nous notons, pour l’excitation de type « burst », un écart moyen de 10% en amplitude et en bandes passante. Pour l’excitation impulsionnelle, nous notons, un écart moyen de 25% en amplitudes et en bandes passantes à -6 dB.

3.2.3 Capteurs chirp (20 – 125 MHz)

Dans cette partie nous allons modéliser le capteur large bande de type chirp de fréquence allant 20 à 125 MHz comportant 74 électrodes. Dans le chapitre 3, nous avons effectué la modélisation de ce capteur, l’objectif était, d’une part, d’élargir la gamme de fréquence B des capteurs pour passer de 70 MHz à 100 MHz, et d’optimiser, d’autre part, les caractéristiques électriques notamment les ondes de surface basse fréquence. Nous avons donc ajouté des paires d’électrodes de périodicités correspondant aux fréquences allant de 20 à 40 MHz mais aussi des électrodes de fréquences allant de 100 à 125 MHz. Le tableau 3-16 et la figure 3-39 représentent les caractéristiques du capteur chirp (20 – 125 MHz). La longueur L du capteur est de 4 mm. Le nombre d’électrodes devenant important et au vu des temps de calcul qui deviennent très longs (> 400 Heures) avec Comsol nous nous limitons à une modélisation avec DREAM.

Nom	fo(MHz)	D	Wa(mm)	a (µm)	b (µm)	p (µm)	λ (µm)
Lcs 4b	[20-125]	74	2,5	[8-50]	[8-50]	[16-100]	[32-200]

Tableau 3-16 : Paramètres du capteur up chirp (20-125 MHz)

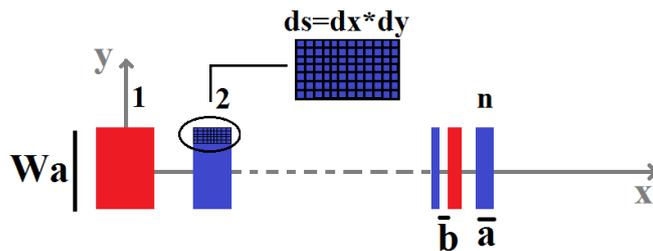


Figure 3-39 : Caractéristique capteur up chirp (20 – 125 MHz)

3.2.3.1 Excitation de type «burst»

Comme pour le capteur chirp étudié précédemment, nous allons modéliser, avec DREAM, les déplacements normaux de l’onde de surface générée par le capteur IDT. Nous avons précédemment étudié l’influence du nombre de sinusoides. Au vu des résultats, nous imposerons, dans la suite, une excitation de type « burst » comportant 20 sinusoides et de fréquence 40 MHz pour une valeur d’amplitude de tension crête à crête de 40 V. La figure 3-40 donne l’allure de l’amplitude et le spectre

des déplacements. Pour ce capteur la constante de calibration pour DREAM afin d’obtenir les amplitudes de déplacement absolues est égale à 8.10^{-15} .

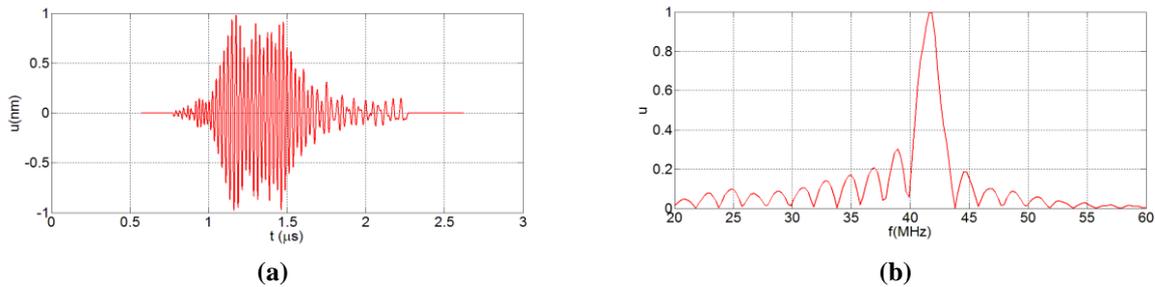


Figure 3-40: Réponse en déplacement du capteur up chirp (20 – 125 MHz) pour une excitation de type «burst» (40 MHz-20 sinusoides) a) réponse temporelle b) réponse fréquentielle

L’amplitude des déplacements relevée pour le cas de l’excitation « burst » est d’environ 1 nm. Cette amplitude serait plus importante si nous avons imposé un « burst » de fréquence d’environ 22 MHz, le spectre de la réponse impulsionnelle du capteur chirp (20 – 125 MHz) (§ 3.2.3.2) montre en effet que le maximum de réponse acoustique est obtenu aux alentours de cette fréquence.

Le tableau 3-17 donne les bandes passantes obtenues avec la méthode DREAM.

Capteur	Nombre de sinusoides	BP (MHz) (DREAM)	
		à -3 dB	à -6 dB
Lcs 4b	20	1,5	2,4

Tableau 3-17 : Bande passante du capteur up chirp (20 – 125 MHz) pour une excitation de type « burst » de fréquence 40 MHz comportant 20 sinusoides

Les bandes passantes obtenues sont un peu plus faibles que celles obtenues pour le capteur chirp (30 – 100 MHz). Elles sont dépendantes du nombre de paires d’électrodes. Rappelons que pour ce capteur nous avons ajouté des paires d’électrodes de périodicités correspondant en grande partie aux fréquences allant de 20 à 40 MHz.

3.2.3.2 Excitation impulsionnelle

Dans cette partie nous allons modéliser, avec la méthode DREAM, les déplacements normaux de l’onde de surface générée par le capteur IDT. La figure 3-41 donne l’allure de l’amplitude et le spectre des déplacements. Nous avons imposé une excitation impulsionnelle de durée $\tau=4$ ns et d’amplitude 100 V afin d’obtenir une bande passante à -3 dB pour le spectre égale à 125 MHz.

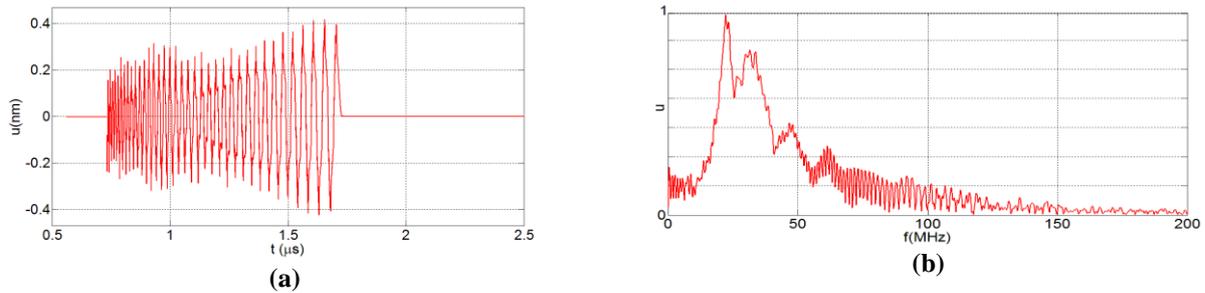


Figure 3-41 : Réponse en déplacement du capteur up chirp (20 – 125 MHz) pour une excitation impulsionnelle
 a) réponse temporelle b) réponse fréquentielle

L'amplitude maximale des déplacements est d'environ 0,4 nm.

Le tableau 3-18 donne la bande passante obtenue avec la méthode DREAM.

Capteur	BP (MHz) (DREAM)
Lcs 4b	à -6 dB
	32

Tableau 3-18 : Bande passante du capteur up chirp (20 – 125 MHz) pour une excitation impulsionnelle

La bande passante à -6 dB pour une excitation impulsionnelle passe de 25,6 MHz pour le capteur chirp (30 – 100 MHz) à 32 MHz pour le capteur étudié dans cette partie.

Notons que la bande passante obtenue à - 6 dB est proche de la bande passante de la résistance de rayonnement (chapitre 2).

3.2.3.3 Excitation de type chirp

Nous avons aussi imposé une excitation de type chirp. Le chirp temporel d'excitation, de durée 1 µs, varie entre les bandes de fréquence allant de 20 à 125 MHz pour une valeur d'amplitude de tension crête à crête de 40 V. Pour limiter les phénomènes de réflexions décrites dans le chapitre 2, nous avons fixé la durée du chirp d'excitation à 1 µs, cette durée est calculée en tenant compte de la vitesse de propagation des ondes de Rayleigh ($V_R \approx 4000$ m/s) et de la longueur ($L = 4$ mm) du capteur, soit $T = L/V_R$ ce qui correspond à une durée T de 1 µs. La figure 3-42 donne les allures respectives de l'amplitude et du spectre des déplacements obtenus avec la méthode DREAM.

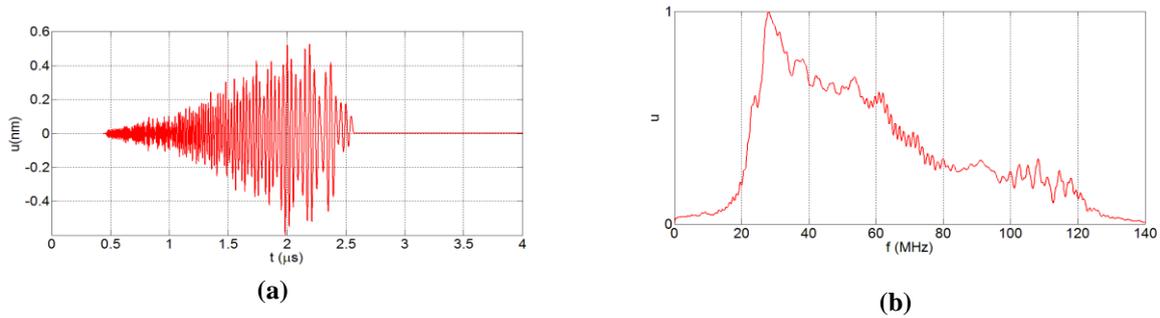


Figure 3-42 : Réponse en déplacement du capteur up chirp (20 – 125 MHz) pour une excitation de type chirp
 a) réponse temporelle b) réponse fréquentielle

Les amplitudes de déplacement maximales sont d'environ 0,6 nm. Comme pour le capteur chirp (30 – 100 MHz), l'excitation avec un chirp temporel a permis d'augmenter les niveaux des déplacements engendrés par le capteur. Nous notons que pour ce capteur nous avons réussi à augmenter la contribution des électrodes de périodicités correspondant aux basses fréquences (20 – 40 MHz), toutefois les contributions des périodicités de fréquences allant de 80 à 125 MHz sont très faibles (figure 3-42(a)). Nous avons déjà fait cette remarque sur les caractéristiques électriques étudiées au chapitre 2. C'est ce qui nous a amené à optimiser ce capteur (20 – 125 MHz) en augmentant le nombre de paires d'électrodes de fréquence correspondant à la bande 60 – 125 MHz de sorte que l'amplitude des déplacements soit plus ou moins constante dans la bande 20 – 125 MHz.

Le tableau 3-19 donne la bande passante obtenue avec la méthode DREAM.

Capteur	BP (MHz) (DREAM) à -6 dB
Lcs 4b	53

Tableau 3-19 : Bande passante du capteur up chirp (20 – 125 MHz) pour une excitation de type chirp (20 – 125 MHz)

La bande passante obtenue est de 53 MHz. Cette valeur confirme les remarques faites précédemment sur la différence de niveaux entre les amplitudes de déplacements des ondes de surface hautes fréquences et basses fréquences générées par le capteur. Ceci s'explique par le fait que la bande passante de l'excitation impulsionnelle n'est pas tout à plate contrairement au cas de l'excitation chirp (voir figures 3-22 et 3-23).

3.2.4 Capteurs chirp (20 – 125 MHz) optimisés

Dans cette partie nous allons modéliser le capteur large bande optimisé de type chirp de fréquence allant 20 à 125 MHz et comportant 149 électrodes. L'optimisation du capteur permet d'avoir des niveaux de déplacements plus ou moins constants dans la bande 20 - 125 MHz. Pour ce faire nous avons ajouté des paires d'électrodes de périodicités correspondant aux hautes fréquences (60 – 125

MHz). La figure 3-43(b) met en évidence l’optimisation effectuée concernant l’ajout d’électrode. La longueur L du capteur est de 4 mm. Le nombre d’électrode étant assez conséquent, les temps de calcul avec Comsol deviennent très élevés, nous nous limitons donc à une modélisation avec la méthode DREAM. Le tableau 3-20 et la figure 3-43(a) représentent les caractéristiques du capteur chirp (20 – 125 MHz).

Nom	Δf_0 (MHz)	D	Wa(mm)	a (μm)	b (μm)	p (μm)	λ (μm)	e(μm)	h (μm)	e/ λ	h/ λ (%)
Lcs 5b	[20-125]	149	2,5	10	[6-90]	[16-100]	[32-200]	500	0,4	[2,5-15,6]	[0,2-1,2]

Tableau 3-20 : Paramètres du capteur up chirp (20 – 125MHz) optimisé

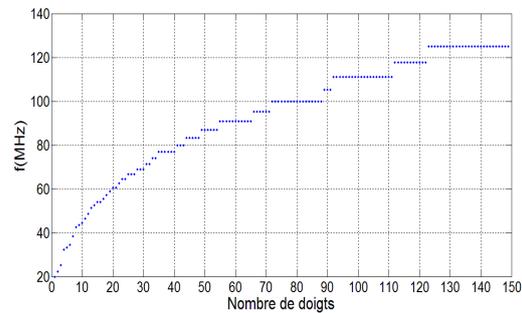
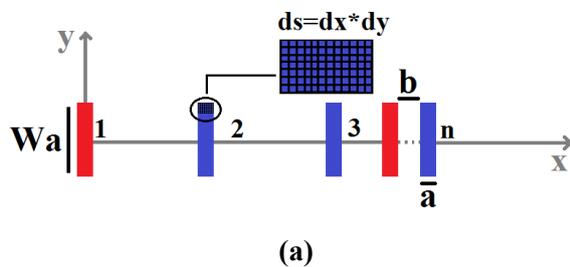


Figure 3-44 : (a) Caractéristique capteur up chirp (20 – 125 MHz) optimisé (b) l’optimisation effectuée concernant l’ajout d’électrode afin d’obtenir un spectre plat dans la bande 20 – 125 MHz

3.2.3.1 Excitation de type «burst»

Dans la suite nous allons présenter les résultats des déplacements normaux de l’onde de surface générée par le capteur obtenus par éléments finis et ceux relatifs aux déplacements fournis par la méthode DREAM. Nous avons imposé une excitation de type « burst » de fréquence 40 MHz comportant 20 sinusoïdes pour une valeur d’amplitude de tension crête à crête de 40 V. Pour ce capteur la constante de calibration pour DREAM afin d’obtenir les amplitudes de déplacement absolues est égale à $10 \cdot 10^{-15}$.

La figure 3-44 donne l’allure respectivement de l’amplitude et le spectre des déplacements.

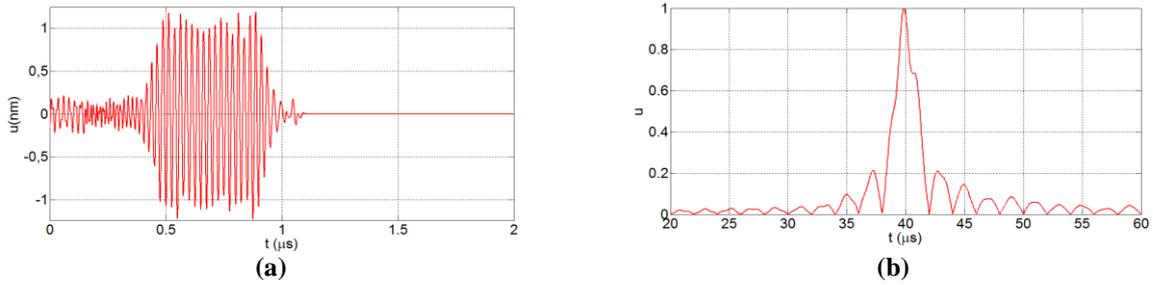


Figure 3-44: Réponse en déplacement du capteur up chirp (20 – 125 MHz) optimisé obtenue avec DREAM pour une excitation de type «burst» (40 MHz-20 sinusoides) a) réponse temporelle b) réponse fréquentielle

L’amplitude maximale des déplacements relevée pour le cas du « burst » d’émission comportant 20 sinusoides est d’environ 1 nm, cette valeur est la même que celle obtenue pour le capteur chirp (20 – 125 MHz) étudié précédemment. Ce résultat est logique, rappelons que l’optimisation effectuée concerne en grande partie les ondes de surface hautes fréquences (60 – 125 MHz).

Le tableau 3-21 donne la bande passante obtenue avec la méthode DREAM.

Capteur	Nombre de sinusoides	BP (MHz) (DREAM)	
		à -3 dB	à -6 dB
Lcs 5b	20	1,3	2,1

Tableau 3-21: Bande passante du capteur up chirp (20 – 125 MHz) optimisé pour 20 nombres de sinusoides du « burst » d’émission

Les bandes passantes obtenues sont de 1,3 et 2,1 MHz respectivement à -3 dB et à -6 dB.

3.2.3.2 Excitation impulsionnelle

Dans cette partie nous allons présenter les résultats des déplacements normaux de l’onde de surface générée par le capteur IDT obtenus avec Comsol et ceux relatifs aux déplacements fournis par la méthode DREAM. La figure 3-45 donne l’allure respectivement de l’amplitude et le spectre des déplacements. Nous avons imposé une excitation impulsionnelle de durée $\tau=4$ ns et d’amplitude 100 V.

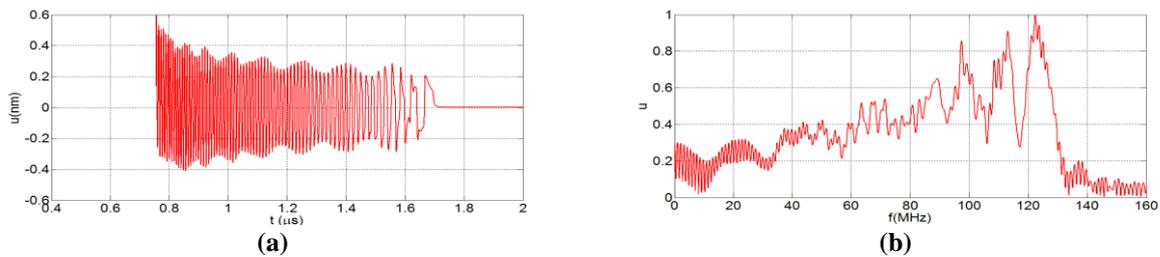


Figure 3-45 : Réponse temporelle en déplacement du capteur up chirp (20 – 125 MHz) optimisé obtenue avec DREAM pour une excitation impulsionnelle (a) réponse temporelle (b) réponse fréquentielle

Pour ce capteur chirp de type up, la disposition des électrodes est telle que les hautes fréquences arrivent en premier (beaucoup plus proche du point de détection), (donc up ou down ?) l'amplitude maximale des déplacements est d'environ 0,6 nm. Nous notons toutefois qu'avec les résultats de DREAM, le spectre n'est pas plat, toutefois nous observons clairement une amélioration des contributions en hautes fréquences.

Le tableau 3-22 donne la bande passante obtenue avec la méthode DREAM.

Capteur	BP (MHz) (DREAM)
	à -6 dB
Lcs 5b	110

Tableau 3-22 : Bande passante du capteur up chirp (20 – 125 MHz) optimisé pour une excitation impulsionnelle

La bande passante obtenue correspond à la valeur attendue, par ailleurs nous cherchons dans la suite à augmenter les amplitudes des déplacements en utilisant une excitation de type chirp.

3.2.3.3 Excitation de type chirp

Comme pour les capteurs étudiés précédemment nous avons imposé un chirp temporel de durée 1 μ s, variant entre les bandes de fréquence 20 - 125 MHz pour une valeur d'amplitude de tension crête à crête de 40 V.

La figure 3-46 donne les allures respectives de l'amplitude et du spectre des déplacements.

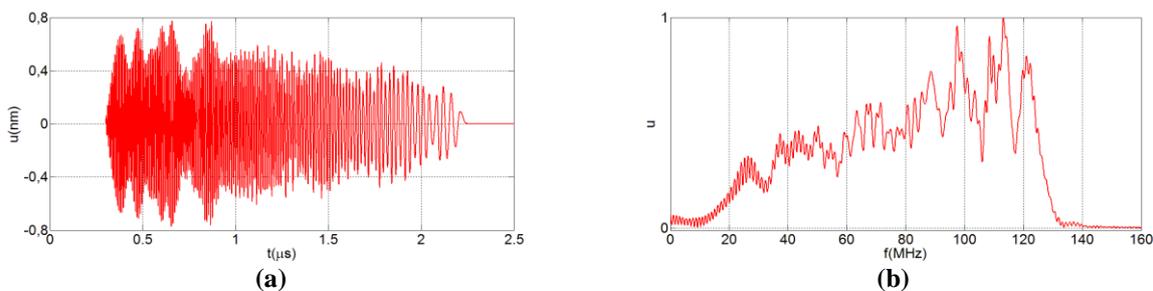


Figure 3-46 : Réponse temporelle en déplacement du capteur up chirp (20 – 125 MHz) optimisé obtenue avec DREAM pour une excitation de type chirp a) réponse temporelle b) réponse fréquentielle

L'excitation avec un chirp temporel a permis de passer d'une amplitude de déplacement de 0,6 nm pour une excitation impulsionnelle à 0,8 nm. Nous notons toutefois qu'avec les résultats de DREAM, le spectre n'est pas plat mais nous verrons au chapitre suivant avec les résultats de mesure, que nous obtenons bien un spectre constant dans la bande de fonctionnement du capteur 20 – 125 MHz.

Le tableau 3-23 donne la bande passante obtenue avec la méthode DREAM.

Capteur	BP (MHz) (DREAM)
	à - 6 dB
Lcs 5b	110

Tableau 3-23 : Bande passante du capteur up chirp (20 – 125 MHz) optimisé pour une excitation de type chirp (20 – 125 MHz)

Avec ce capteur optimisé, nous avons réussi à obtenir une bande passante aussi importante avec une excitation de type chirp qu'avec une excitation impulsionnelle. Nous verrons dans le chapitre suivant que l'excitation permettra en plus d'obtenir des amplitudes de déplacements des SAW plus importantes.

3.3 Analyse des temps de calcul

Pour finir nous avons comparé les temps de calculs pour les deux types de modélisations pour deux types d'excitations étudiées. Les tableaux 3-24 et 3-25 résument les durées relevées pour les différents capteurs.

Capteurs		Temps de calculs	
Nom	Fréquence	COMSOL	DREAM
C40	40 MHz	92 Heures	20,2 Secondes
Lcs 2b	30 – 100 MHz	90 Heures	18,6 Secondes
Lcs 4b	20 – 125 MHz	310 Heures	36,6 Secondes
Lcs 5b	20 – 125 MHz	Trop long	Trop long

Tableau 3-24 : Comparaison des temps de calculs pour la modélisation des déplacements Comsol/DREAM pour une excitation de type «burst» (40 MHz – 10 sinusoïdes)

Capteurs		Temps de calculs	
Nom	Fréquence	COMSOL	DREAM
C40	40 MHz	144 Heures	11,2 Secondes
Lcs 2b	30 – 100 MHz	136 Heures	10,3 Secondes
Lcs 4b	20 – 125 MHz	410 Heures	19,3 Secondes
Lcs 5b	20 – 125 MHz	Trop long	Trop long

Tableau 3-25 : Comparaison des temps de calculs pour la modélisation des déplacements Comsol/DREAM pour une excitation impulsionnelle de durée $\tau=4$ ns

Les résultats obtenus avec les deux méthodes de modélisations concordent assez bien et en particulier pour les excitations de type «burst» et chirp. D'autre part, les temps de calcul nécessaires avec la modélisation DREAM sont très faibles comparés à ceux observés avec Comsol. De plus avec DREAM les modélisations ont été effectuées avec un ordinateur de RAM 4Go alors que pour Comsol la RAM de l'ordinateur était de 96Go. Toutefois pour le cas des ondes de surface de type Rayleigh générées par un transducteur, DREAM constitue un bon outil de simulation rapide et peu complexe par rapport

à Comsol et qui permet d'avoir un aperçu des caractéristiques des ondes générées par les transducteurs.

CONCLUSION

Dans cette étude nous avons estimé les amplitudes de déplacements générés par les différentes configurations de capteurs IDT. Ces amplitudes ont été évaluées pour différents types d'excitations (« burst », impulsion, « chirp ») en tenant comptes des contraintes expérimentales à savoir : une amplitude de 100 V pour l'excitation impulsionnelle et 40 V crête-crête pour les excitations « burst » et « chirp ». L'objectif final a été d'optimiser les capteurs IDT dans le but de faire du contrôle non destructif. Cette optimisation a permis d'obtenir un spectre large bande (20 – 125 MHz) et des amplitudes de déplacement suffisantes pour l'application visée.

Par ailleurs nous avons adapté des outils de simulation basés sur le modèle de la réponse impulsionnelle spatiale aux capteurs IDT. Cette étude a permis de montrer qu'il est possible de réduire considérablement les temps de calcul par rapport aux méthodes des éléments finis. Les analyses des déplacements spectraux et temporels montrent une assez bonne concordance et confirment la pertinence de la méthode proposée.

Le chapitre suivant sera consacré à la réalisation des dispositifs à l'aide des techniques de salle blanche. Nous effectuerons aussi la caractérisation électrique et acoustique mais aussi mesurer, par interférométrie laser, les amplitudes des déplacements générés par les capteurs. Enfin nous confronterons théorie et expérience et nous conclurons sur la pertinence des dispositifs réalisés pour le CND.

Chapitre 4 : Réalisation et Caractérisation des capteurs IDT

Table des matières

INTRODUCTION.....	139
4.1 Technologies de fabrication des capteurs IDT	139
4.1.1 Généralités sur les couches minces et leur dépôt	139
4.1.1.1 Dépôt chimique en phase vapeur (CVD pour <i>chemical vapor deposition</i>)	139
4.1.1.2 Dépôt physique en phase vapeur (PVD pour <i>physical vapor deposition</i>)	140
4.1.2 La technique lift-off : la photolithographie	142
4.1.2.1 Résines pour la photolithographie	143
4.1.2.2 L'insolation	143
4.1.2.3 Le développement	143
4.1.3 Technique de gravure	144
4.1.3.1 Gravure sèche	144
4.1.3.2 Gravure humide	144
4.2 Caractérisation électrique des capteurs IDT	145
4.2.1 Caractérisation électrique des capteurs à bande étroite	145
4.2.1.1 Détermination expérimentale des admittances, des impédances et des bandes passantes.....	146
4.2.1.2 Impédance, Admittance et Bande passante mesurées expérimentalement dans le cas d'un capteur IDT à bande étroite fonctionnant à 25 MHz	148
4.2.1.3 Pertes de conversion expérimentales et théoriques	151
4.2.1.4 Récapitulatif des résultats pour les capteurs à bande étroite de fréquence de résonance allant de 15 à 35 MHz	152
4.2.2 Caractérisation électrique des capteurs chirp (30 - 100 MHz)	155
4.2.2.1 Impédance expérimentale et théorique	156
4.2.2.2 Pertes de conversion expérimentales et théoriques	156
4.2.2.3 Récapitulatif des résultats des capteurs chirp (30 - 100 MHz)	157
4.2.5 Caractérisation électrique des capteurs chirp (20 - 125 MHz)	158
4.2.5.1 Impédance expérimentale et théorique	159

4.2.5.2 Pertes de conversion	159
4.2.5.3 Récapitulatif des résultats des capteurs chirp (20 - 125 MHz)	160
4.3 Caractérisation expérimentale des champs de déplacement générés par les capteurs IDT	161
4.3.1 Préparation des capteurs : Découpe et Interconnexion.....	161
4.3.2 Capteur à bande étroite: cas du capteur 40 MHz.....	162
4.3.2.1 Protocole expérimental	162
4.3.2.2 Excitation de type «burst»	164
4.3.2.3 Excitation impulsionnelle	168
4.3.2.4 Excitation de type Chirp.....	169
4.3.3 Capteurs chirp (30 – 100 MHz).....	170
4.3.3.1 Excitation de type «burst»	171
4.3.3.2 Excitation impulsionnelle	173
4.3.3.3 Excitation de type Chirp.....	174
4.3.4 Capteurs chirp (20 - 125 MHz)	176
4.3.4.1 Excitation de type «burst»	176
4.3.4.2 Excitation impulsionnelle	177
4.3.4.3 Excitation de type Chirp.....	178
4.3.5 Capteurs chirp (20 - 125 MHz) optimisés	180
4.3.5.1 Excitation de type «burst»	180
4.3.5.2 Excitation impulsionnelle	181
4.3.5.3 Excitation de type Chirp.....	182
CONCLUSION	185

INTRODUCTION

Ce chapitre comporte deux parties correspondant à la réalisation des capteurs d'une part et à leur caractérisation d'autre part. La réalisation nécessite un recours aux procédés technologiques de la microélectronique tels que la photolithographie, la gravure mais aussi les techniques de dépôt de couches minces. La première partie de ce chapitre est consacrée aux technologies de réalisation des dispositifs à ondes acoustiques de surface. Une fois les capteurs réalisés, nous nous intéresserons ensuite en leurs caractérisation électrique et acoustique. Enfin, nous évaluerons, par interférométrie laser, les amplitudes des déplacements des ondes de surface générées par ces capteurs. Cette étude nous permettra de comparer les résultats de la modélisation avec ceux observés expérimentalement.

4.1 Technologies de fabrication des capteurs IDT

Les techniques de dépôts de couches minces (épaisseur comprise entre quelques dizaines de nanomètres et quelques micromètres) sont divisées en deux catégories [Labacherie 04] : le dépôt chimique en phase vapeur (CVD) et le dépôt physique en phase vapeur (PVD). Il existe aussi des techniques de dépôt par voie liquide comme le sol-gel

4.1.1 Généralités sur les couches minces et leur dépôt

4.1.1.1 Dépôt chimique en phase vapeur (CVD pour *chemical vapor deposition*)

La technique de dépôt est basée sur des réactions chimiques. Les substances gazeuses introduites dans l'enceinte de dépôt produisent, après réactions (oxydation, réduction, Pyrolyse etc.), un composé qui se condense sur le substrat. Trois types de dépôts chimiques en phase vapeur existent.

CVD atmosphérique

Les pressions des gaz introduites sont du même ordre de grandeur que la pression atmosphérique. Un élément chauffant est placé sous le substrat. Toutefois comparée aux autres types de dépôt, cette technique est peu efficace en termes de rendement.

LPCVD (low pressure CVD ou CVD basse pression)

Les pressions des gaz sont faibles devant la pression atmosphérique ($\approx 10^{-3}$ mbar). En plus de l'élément chauffant placé sous le substrat, le dispositif est aussi constitué d'un tube quartz et d'un système de pompage et d'introduction de gaz. La configuration du système permet de traiter plusieurs substrats simultanément.

PECVD (plasma enhanced CVD) ou CVD assisté plasma

Le dispositif est quasi identique à celui de la pulvérisation cathodique (§ 4.1.1.2), une tension est appliquée entre deux cathodes et dans l'enceinte règne un plasma qui va permettre de dissocier les gaz facilitant ainsi les différentes réactions. La température de dépôt est plus faible que celle du LPCVD pour le même matériau.

MOCVD (Dépôt chimique en phase vapeur par organométalliques

Cette technique repose sur des réactions chimiques entre des organométalliques (sous forme de mélanges gazeux) qui sont dilués dans un gaz porteur en concentration connue.

Notons que les réactions entre les substances gazeuses peuvent être déclenchées par l'énergie thermique fournie par un laser ou par excitation des molécules par radiation UV, nous parlons dans ce cas de CVD Laser.

4.1.1.2 Dépôt physique en phase vapeur (PVD pour physical vapor deposition)

Cette technique ne nécessite pas de réactions chimiques quand elle n'est pas réactive, les deux principales méthodes industrielles sont l'évaporation et la pulvérisation cathodique, il y a aussi la pulvérisation ionique et les dépôts par ablation laser.

L'évaporation

Le principe est basé sur le phénomène physique de changement d'état des corps. Le dispositif est constitué d'une source d'évaporation dirigée vers le substrat et d'un groupe de pompage. Le chauffage de la source se fait soit par effet joule ou par faisceau d'électrons.

Pulvérisation cathodique

Ce processus physique consiste à bombarder un matériau (cible) d'ions incidents de haute énergie, les atomes arrachés se condensent à la surface d'un substrat pour former un dépôt (de même nature que le matériau de la cible) (figure 4-1). Différentes techniques de pulvérisations existent.

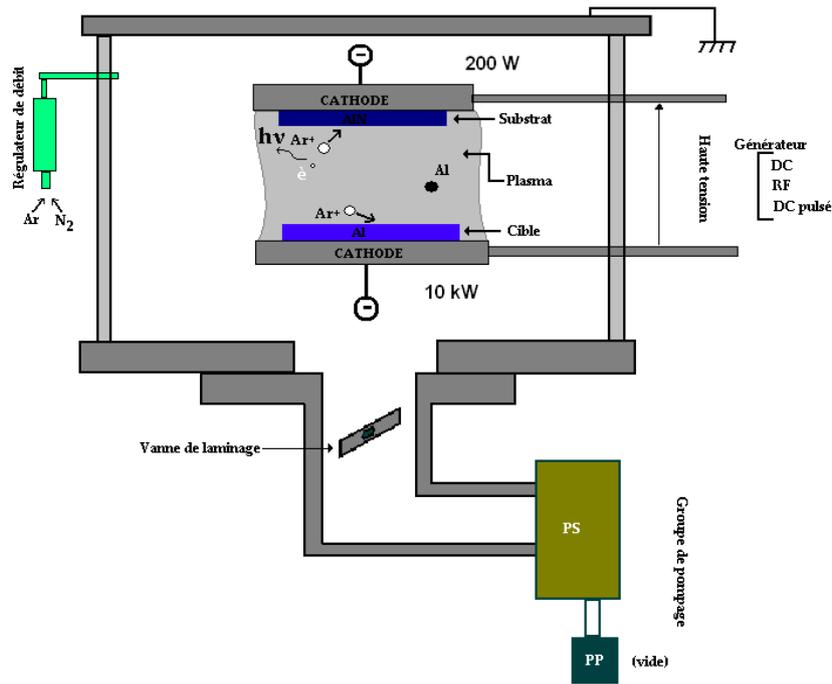


Figure 4-1 : Principe de la pulvérisation cathodique

1^{ère} technique : à courant continu

Une tension continue est utilisée pour l'alimentation électrique, le matériau (sous forme de disque métallique) est la cible. Elle est collée sur le support cathode (généralement en cuivre et refroidi par circulation d'eau). Le gaz retenu pour les dépôts est souvent l'argon (peu coûteux, bon rendement, ne réagit pas avec la couche mince en croissance). L'argon est introduit pur dans l'enceinte, sous l'influence de la tension les atomes du gaz s'ionisent. Cette ionisation s'accompagne par la libération d'un photon d'énergie ($h\nu$). Les ions positifs (Ar^+) sont accélérés et dirigés vers la cathode par le champ électrique. Les électrons émis après bombardement entrent à leur tour en collision avec les atomes d'argon ce qui entretient le plasma.

2^{ème} technique : radiofréquence

L'autre technique fréquemment utilisée est la pulvérisation radiofréquence : une tension alternative de haute fréquence ($f = 13,56$ MHz) est appliquée ce qui permet de déposer en plus des matériaux conducteurs et semi-conducteurs, des isolants (impossible en pulvérisation à courant continu). Cette tension alternative permet d'inverser la polarisation à chaque demi-période, les électrons plus mobiles (moins massifs que les ions) changent de direction avec le champ électrique.

Il existe aussi la pulvérisation polarisée où une tension (DC ou RF) est appliquée au support du substrat pendant la pulvérisation. La pulvérisation à cathode magnétron est aussi une autre technique, un champ magnétique pour piéger les électrons règne en surface de la cible.

Notons que ces techniques de pulvérisation cathodique sont divisées en deux catégories, la pulvérisation peut être dite simple ou réactive. L'atmosphère de la décharge est chimiquement neutre pour la pulvérisation simple, cela signifie qu'un vide, d'environ 10^{-6} torr, est produit. Le gaz d'argon pur est ensuite injecté pour créer le plasma. Dans le cas de la pulvérisation cathodique réactive l'atmosphère du plasma est réactive, en d'autres termes un certain pourcentage de gaz actif est introduit avec l'argon (par exemple de l'oxygène O_2 ou de l'azote N_2). Si par exemple le cible est en Aluminium, une réaction ionique peut se faire ($Al + N_2$) ou une réaction d'absorption chimique ($Al + O_2$). Au final nous pouvons obtenir du nitrure d'aluminium (AlN) ou de l'alumine (oxyde d'aluminium) (Al_2O_3).

4.1.2 La technique lift-off : la photolithographie

La première étape, avant la photolithographie, consiste en la réalisation d'un masque. Ce masque est une plaque de quartz sur laquelle a été gravé un dépôt de chrome suivant les motifs que nous souhaitons reproduire. Les motifs peuvent être réalisés grâce par exemple au logiciel CleWin®. Il permet de schématiser, aux dimensions exactes souhaitées, les différents motifs qui seront plus tard reportés sur nos wafers de niobate de lithium. Dans le cas où plusieurs dépôts doivent être effectués, CleWin® permet la gestion des différentes couches à déposer en un seul fichier. Pour chaque dépôt un masque spécifique doit être créé. La figure 4-2 illustre l'interface du logiciel CleWin® avec lequel nous avons schématisé les capteurs IDT. Ce masque représenté à la figure 4-3 sert lors de la photolithographie.

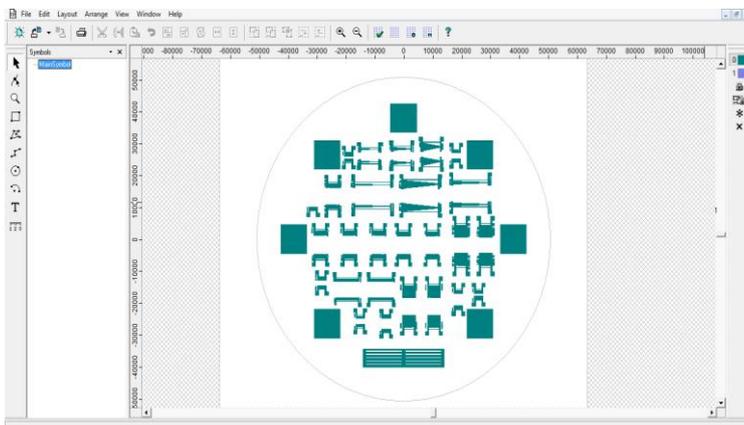


Figure 4-2 : Schéma du masque obtenu à partir du logiciel Clewin®

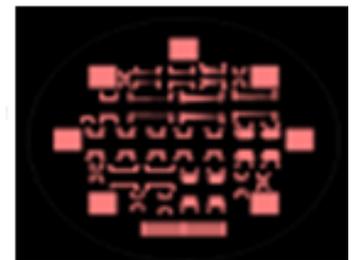


Figure 4-3 : Photo d'un masque pour la photolithographique

La photolithographie peut être résumée en trois étapes que nous allons décrire dans la suite.

4.1.2.1 Résines pour la photolithographie

Ce procédé consiste à étaler une certaine épaisseur de résine positive sur le substrat par une technique de centrifugation. Nous utilisons pour cela une tournette avec capot fermé qui aspire la plaquette (wafer) afin qu'elle ne soit pas éjectée. Elle permet grâce à un réglage de la vitesse de rotation, de l'accélération et de la durée de rotation, d'étaler uniformément la résine. La surface du substrat doit absolument être plus grande que la surface du support sinon il y a un risque d'aspiration de résine. La vitesse de rotation est calculée pour obtenir une couche fine sur toute la surface et d'épaisseur constante. Nous pouvons aussi utiliser un promoteur d'adhérence avant l'enduction de la résine.

4.1.2.2 L'insolation

Après un recuit sur une plaque chauffante, nous procédons à l'insolation. Au préalable il faut régler la planéité et l'alignement entre le masque et le wafer (figure 4-4).



Figure 4-4 : Alineurs de masques et de substrat au LCI Lille

Une fois l'alignement bien fait nous passons à l'insolation grâce à un rayonnement ultraviolet (UV). Ainsi les zones de la résine exposées (zones transparentes sur le masque) deviennent solubles.

4.1.2.3 Le développement

Le substrat est ensuite plongé dans un révélateur dilué, ce dernier dissout la résine dans les zones où la solubilité est la plus grande. Cette opération consiste donc à transférer, sur le substrat, les motifs réalisés sur masque.

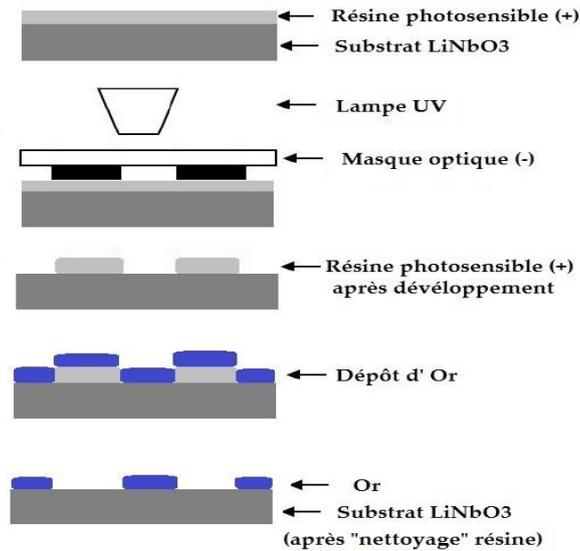


Figure 4-5 : Les différentes étapes de la lithographie et gravure

4.1.3 Technique de gravure

La gravure permet de réaliser des motifs dans une couche mince déposée sur un substrat en éliminant localement certaines parties de la couche. Cette technique est dite soustractive, elle est différente du dépôt sélectif qui est un procédé additif permettant également la réalisation de motifs. C'est la dernière étape après la photolithographie optique (figure 4-5). Il existe deux méthodes, la gravure sèche et la gravure humide.

4.1.3.1 Gravure sèche

La gravure sèche (ou gravure physique) résulte d'un processus de transfert de quantité de mouvement entre particules. Elle consiste à envoyer sur le matériau cible, un ion ayant acquis une énergie cinétique dans un champ électrique. L'ion cède une fraction de son énergie aux atomes déplacés. Ces derniers engendrent à leurs tours d'autres collisions avec d'autres atomes, ce qui produit un processus de collision en cascade. Ce sont ces collisions multiples qui permettent l'éjection d'atomes engendrant ainsi le mécanisme de gravure.

4.1.3.2 Gravure humide

Pour la réalisation des capteurs nous avons opté pour la gravure humide (appelé aussi gravure chimique). Elle consiste à dissoudre certaines zones du matériau (non insolées) par un solvant liquide réactif. Elle nécessite la manipulation de grands volumes de produits réactifs et corrosifs en phase liquide. En raison de son caractère isotrope, la gravure humide n'est pas appropriée pour la réalisation

de motifs submicroniques [Labacherie 04]. Rappelons que pour les capteurs IDT les largeurs d'électrode les plus petites font 8 μm .

En définitive, des électrodes en or d'épaisseur 400 nm ont été déposées par pulvérisation cathodique sur un substrat en niobate de lithium qui a un bon état de surface. Une fois la gravure effectuée, nous obtenons les wafers de niobate de lithium avec les différents motifs d'électrodes désirés (figure 4-6). Il est à noter qu'une couche d'accroche entre la couche d'or et la plaquette de niobate de lithium a été nécessaire (couche de chrome de 10nm).

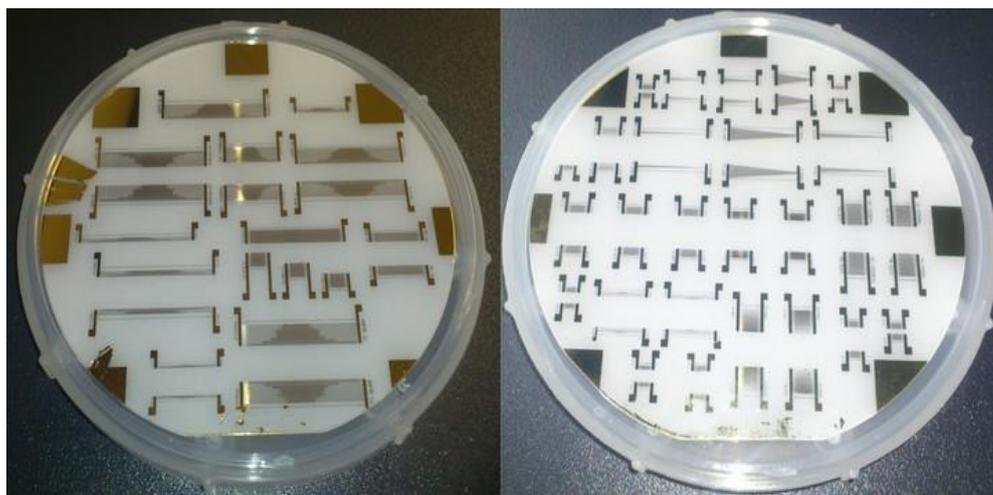


Figure 4-6 : Wafer de LiNbO_3 sur laquelle a été déposée des électrodes en Or

4.2 Caractérisation électrique des capteurs IDT

4.2.1 Caractérisation électrique des capteurs à bande étroite

Mesures avec l'analyseur de réseau

La caractérisation électrique des capteurs est effectuée à l'aide de l'analyseur de réseau vectoriel ZVA/ZVB/ZVT (figure 4-7) que nous avons préalablement étalonné, il permet de déterminer les coefficients de réflexion en entrée et en sortie (module et phase de S_{11} et S_{22}) mais aussi les coefficients de transmission (module et phase S_{12} et S_{21}) de la fonction de transfert du quadripôle. Nous pouvons aussi mesurer les impédances $Z_c(f)$ et les admittances $Y_c(f)$.



Figure 4-7 : Analyseur de réseau vectoriel

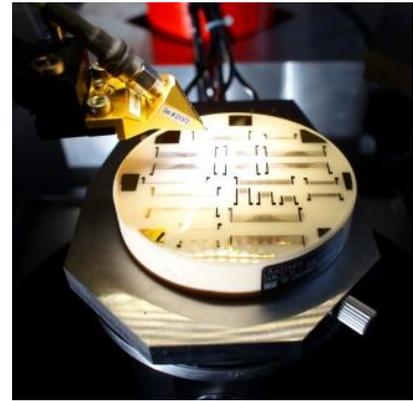


Figure 4-8 : Caractérisation électrique sous pointes

Les mesures sont directement effectuées sur les wafers et sont ensuite comparées aux résultats de la modélisation.

4.2.1.1 Détermination expérimentale des admittances, des impédances et des bandes passantes

Dans un premier temps il est nécessaire d'expliquer la méthode pour déterminer les caractéristiques électriques expérimentales. Ces caractéristiques ont été étudiées au chapitre 3.

Admittance électrique expérimentale

L'admittance électrique expérimentale $Y_e(f)$ est obtenue à partir du paramètre S_{11} mesuré avec l'analyseur de réseau (module et phase des coefficients de réflexion en entrée S_{11}) [Ballandras 12]:

$$Y_e(f) = \frac{1}{Z_{in}} \left(\frac{1 - S_{11}}{1 + S_{11}} \right) \quad \text{Eq. 4-1}$$

Z_{in} correspond à l'impédance de la source. L'admittance électrique est la somme de l'admittance de rayonnement et de l'admittance capacitive (liée à la capacité statique C_T).

$$Y_e(f) = G_e(f) + j(B_e(f) + 2\pi f C_T) \quad \text{Eq. 4-2}$$

$$Y_e(f) = G_e(f) + j(B_t(f)) \quad \text{Eq. 4-3}$$

Avec :

- $G_e(f)$: conductance de rayonnement ;
- $B_e(f)$: susceptance ;
- Z_{in} : impédance de la source (50Ω) ;

- C_T : capacité statique ;

La conductance de rayonnement expérimentale est définie par :

$$G_e(f) = \Re[Y_e(f)] \text{ (partie réelle de } Y_e(f)) \quad \text{Eq. 4-4}$$

La susceptance expérimentale est définie par :

$$B_e(f) = \Im[Y_e(f)] \text{ (partie imaginaire de } Y_e(f)) \quad \text{Eq. 4-5}$$

Impédance électrique expérimentale

L'impédance électrique expérimentale $Z_e(f)$ peut être aussi obtenue à partir du paramètre S_{11} mesuré avec l'analyseur de réseau (module et phase des coefficients de réflexion en entrée S_{11}) [Ballandras 12]:

$$Z_e(f) = Z_{in} \left(\frac{1 + S_{11}}{1 - S_{11}} \right) \quad \text{Eq. 4-6}$$

Z_{in} correspond à l'impédance de la source. L'impédance électrique est la somme de l'impédance de rayonnement et l'impédance capacitive (liée à la capacité statique C_T).

$$Z_e(f) = R_e(f) + j \left(X_e(f) - \frac{1}{2\pi f C_T} \right) \quad \text{Eq. 4-7}$$

$$Z_e(f) = R_e(f) + j(X_t(f)) \quad \text{Eq. 4-8}$$

Avec :

- $R_e(f)$: résistance de rayonnement ;
- $X_e(f)$: la réactance de rayonnement ;
- Z_{in} : impédance de la source (50Ω) ;
- C_T : capacité statique ;

La résistance de rayonnement expérimentale est définie par :

$$R_e(f) = \Re[Z_e(f)] \text{ (partie réelle de } Z_e(f)) \quad \text{Eq. 4-9}$$

La réactance de rayonnement expérimentale est définie par :

$$X_e(f) = \Im[Z_e(f)] \text{ (partie imaginaire de } Z_e(f)) \quad \text{Eq. 4-10}$$

Par ailleurs, il est possible de noter sur la résistance expérimentale mesurée, une résistance parasite (figure 4-9) [Hines 93], elle est fortement dépendante des caractéristiques finales du dispositif (inhomogénéité en épaisseur des électrodes, électrodes court-circuitées etc.).

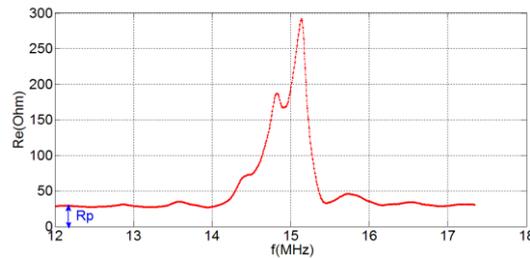


Figure 4-9 : résistance parasite R_p

Cette résistance parasite R_p peut être déterminée expérimentalement, elle correspond à l'offset caractérisant la courbe de la résistance de rayonnement expérimentale. Nous verrons avec les résultats de mesure qu'elle est quasi nulle pour nos dispositifs et donc sans effet notable.

A partir des courbes représentatives des résistances et conductances, nous déterminerons les bandes passantes des capteurs.

4.2.1.2 Impédance, Admittance et Bande passante mesurées expérimentalement dans le cas d'un capteur IDT à bande étroite fonctionnant à 25 MHz

Nous allons dans cette partie présenter dans un premier temps des résultats concernant les mesures d'impédance, d'admittance et de bande passante pour un capteur fonctionnant à 25 MHz, nous comparerons ces résultats aux valeurs théoriques obtenues au chapitre 2. Au vu des nombreux résultats à présenter dans la suite, nous ferons à chaque fin de caractérisation, d'un capteur, le récapitulatif des résultats obtenus et une conclusion où nous mettrons en évidence l'écart et les précisions obtenues en comparant mesure et modélisation.

Le tableau 4-1 représente les caractéristiques du capteur 25 MHz modélisé dans le chapitre 3. La longueur L du capteur est de 5 mm.

Nom	f_0 (MHz)	D	Wa(mm)	a (μ m)	b (μ m)	p (μ m)	λ (μ m)	e (μ m)	h (μ m)	e/ λ	h/ λ (%)
C25	25	50	4,8	40	40	80	160	500	0,4	3,12	0,25

Tableau 4-1 : Paramètres du capteur à 25 MHz

Avec :

- e : épaisseur du substrat piézoélectrique ;

- a : largeur des doigts des électrodes ;
- b : espacement des doigts ;
- λ : longueur d'onde des électrodes ;
- D : nombre totale de doigts ;
- W_a : largeur de recouvrement ;
- e/λ : ratio épaisseur du substrat piézoélectrique sur longueur d'onde ;
- h/λ : hauteur de métallisation (ratio épaisseur des électrodes sur la longueur d'onde) ;

La figure 4-10 compare la résistance de rayonnement $R_e(f)$ et la réactance de rayonnement $X_e(f)$ obtenues par mesure et modélisation.

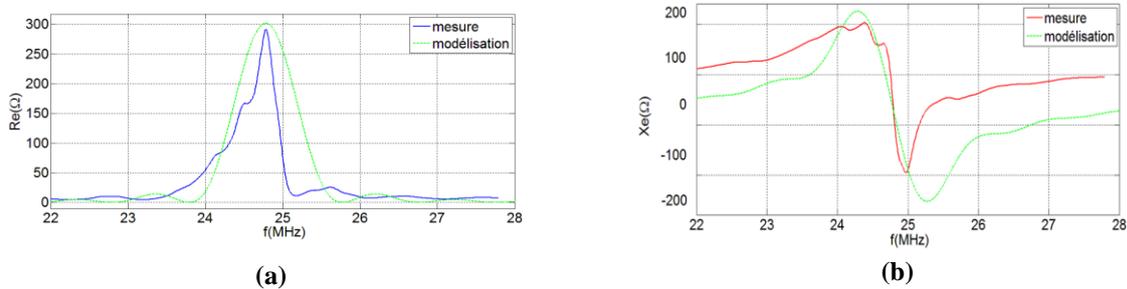


Figure 4-10 : Comparaison des impédances de rayonnement du capteur 25 MHz, a) Résistance b) Réactance

La figure 4-11 compare la conductance de rayonnement $G_e(f)$ et la susceptance de rayonnement $X_e(f)$ obtenues par mesure et modélisation.

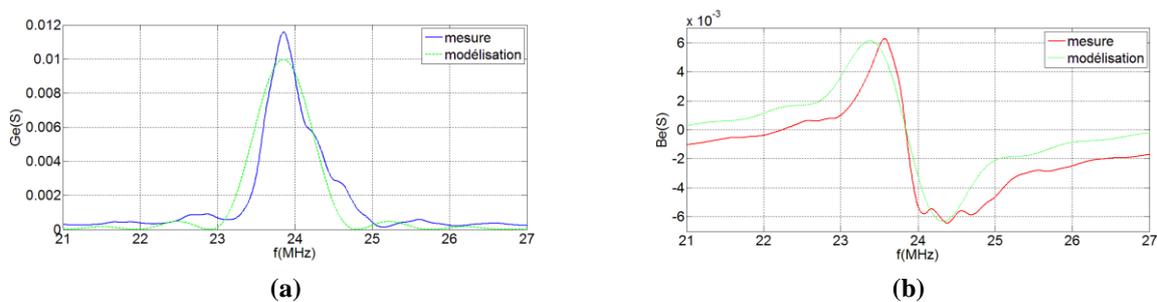


Figure 4-11 : Comparaison des admittances de rayonnement du capteur 25 MHz, a) Résistance b) Réactance

Pour différencier modélisation et mesure, nous utiliserons les indices th pour « théorie » (modélisation) et exp pour « expérience » (mesure), à partir de ces courbes nous avons comparé la résistance à la fréquence de résonance mesurée et celle obtenue par modélisation (tableau 4-2). Les valeurs des résistances relevées correspondent aux valeurs maximales dans la bande de fonctionnement.

Caractéristiques du capteur C25								Modélisation			Mesure		
f_0	e	a	λ	D	W_a	e/λ	h/λ	$f_{0e(Z)}$	$f_{0e(Y)}$	R_{0th}	$f_{0e(Z)}$	$f_{0e(Y)}$	R_{0exp}
MHz	μm	μm	μm	doigts	μm	e/λ	%	MHz	MHz	Ohm	MHz	MHz	Ohm
25	500	40	160	50	4800	3,12	0,25	24,78	23,8	302	24,78	23,8	292

Tableau 4-2 : Comparaison modélisation/mesure des résistances pour le capteur 25 MHz

Avec :

- f_{0e} : fréquence de résonance électrique, elle correspond à la fréquence pour laquelle l'amplitude de la résistance est maximale (lobe central) ;
- R_0 : résistance de rayonnement maximale (lobe central) ;

Les valeurs en amplitudes sont proches entre R_{0th} et R_{0exp} . L'impédance de rayonnement est maximale à la fréquence de résonance soit $f_{0e} = 24,78$ MHz. La réactance de rayonnement est quasi nulle à cette fréquence. Notons aussi que la fréquence de résonance n'est pas exactement de 25 MHz mais de 24,78 MHz, ceci est lié au fait que lors de la modélisation pour définir la périodicité des électrodes la valeur de la vitesse des ondes de Rayleigh utilisée (soit 4000 m/s) est une valeur approximée [Royer 96].

D'autre part, nous notons bien un décalage de fréquence de résonance entre l'admittance et l'impédance (quand l'impédance est maximale l'admittance est minimale), elles sont respectivement de 23,8 MHz et 24,78 MHz.

Nous avons aussi comparé les valeurs des bandes passantes, facteurs de qualité et les fréquences des lobes obtenues par modélisation et mesure (tableau 4-3). Les fréquences étudiées sont représentées sur la figure 4-11(c).

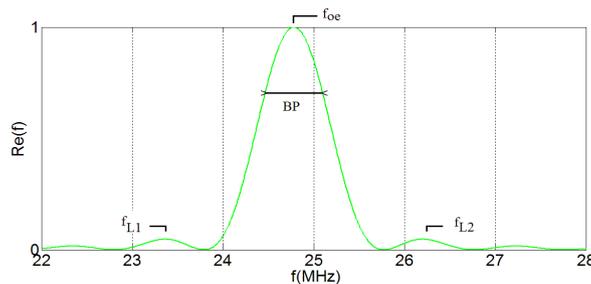


Figure 4-11(c) : Caractéristique en fréquence de la résistance $R_e(f)$

Avec :

- f_{0e} : fréquence de résonance électrique, elle correspond à la fréquence pour laquelle l'amplitude de la résistance est maximale (lobe central);
- f_{L1} et f_{L2} : fréquences des lobes secondaires ;
- f_L : fréquence calculée à partir des fréquences des lobes secondaires, soit $f_L = (f_{L2} + f_{L1}) / 2$;

- BP : bande passante.

Caractéristiques du capteur C25								Modélisation					Mesure					
f_0	e	a	λ	D	W_a	e/λ	h/λ	BP_{th}	Q_{th}	f_{L1th}	f_{L2th}	f_{Lth}	BP_{exp}	Q_{th}	$f_{0e(Z)}$	f_{L1exp}	f_{L2exp}	f_{Lexp}
MHz	μm	μm	μm		μm	e/λ	%	MHz		MHz	MHz	MHz	MHz		MHz	MHz	MHz	MHz
25	500	40	160	50	4800	3,12	0,25	0,6	41,3	23,4	26,19	24,7	0,3	83	24,78	22,84	25,66	24,3

Tableau 4-3 : Comparaison modélisation/mesure des bandes de fonctionnement pour le capteur 25 MHz

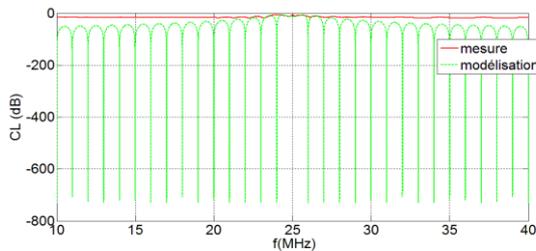
Où, $Q = f_{0e}/BP$ représente le facteur de qualité.

Nous observons pour les fréquences de fonctionnement que : $f_{Lth} = f_{Lexp} = f_{0e(Z)}$, ce résultat montre que les lobes secondaires se trouvant de chaque côté du pic principal (fréquence de résonance) sont symétriques. Concernant la bande passante nous notons une différence d'environ 0,3 MHz entre la modélisation et la mesure, nous verrons dans la suite que pour l'ensemble des capteurs à bande étroite nous notons cette différence de bande passante (0,3 MHz).

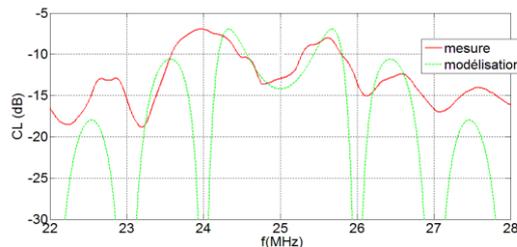
4.2.1.3 Pertes de conversion expérimentales et théoriques

La figure 4-12 compare les pertes de conversions obtenues par mesure et modélisation. Elles sont calculées à l'aide de la relation [Datta 86] :

$$CL(f) \approx 10 \log \left[\frac{1}{2} \left(1 + \frac{R_e(f)}{Z_0} \right)^2 \frac{Z_{in}}{R_e(f)} \right] \tag{Eq. 4-11}$$



a



b

Figure 4-12: a) Comparaison Modélisation/Mesure des pertes de conversions du capteur 25 MHz b) zoom autour de f_0

Pour une adaptation d'impédance parfaite le rapport entre la résistance de rayonnement (notée $R_e(f)$) et l'impédance de la source (Z_{in}) est égale à 1 ce qui correspond à des pertes de conversions de 3 dB.

Le tableau 4-4 compare, à partir des courbes obtenues, les valeurs des pertes de conversion mesurée et celle obtenue par modélisation.

Caractéristiques du capteur C25								Modélisation	Mesure
f_0	e	a	λ	D	W_a	e/λ	h/λ	CL_{th}	CL_{exp}
MHz	μm	μm	μm		μm	e/λ	%	dB	dB
25	500	40	160	50	4800	3,12	0,25	14,23	14,87

Tableau 4-4 : Comparaison modélisation/mesure des pertes de conversion capteur 25 MHz

Les pertes de conversion relevées, dans la bande de fonctionnement, sont quasi identiques à celles modélisées, elles sont de 14,87 MHz. Cette valeur de perte est tout à fait raisonnable au vu des valeurs trouvées dans la littérature pour les dispositifs SAW à base de transducteurs interdigités [Laude 06]. Notons que ces pertes sont le résultat de nombreux paramètres notamment la fréquence de résonance et la configuration du dispositif SAW.

4.2.1.4 Récapitulatif des résultats pour les capteurs à bande étroite de fréquence de résonance allant de 15 à 35 MHz

Différents capteurs IDT monofréquentiels ont été réalisés et caractérisés. Ils ont l'avantage de générer des ondes de surface de forte amplitude et sont particulièrement utiles pour la caractérisation de structures revêtues où les atténuations sont marquées. Les réactances obtenues pour l'ensemble des capteurs de fréquences de résonance allant de 15 à 35 MHz sont quasi nulles aux fréquences de résonance, nous allons donc représenter uniquement les résistances des différents capteurs à bande étroite réalisés. La figure 4-13 compare les résistances de rayonnement $R_e(f)$ obtenues par mesure et modélisation.

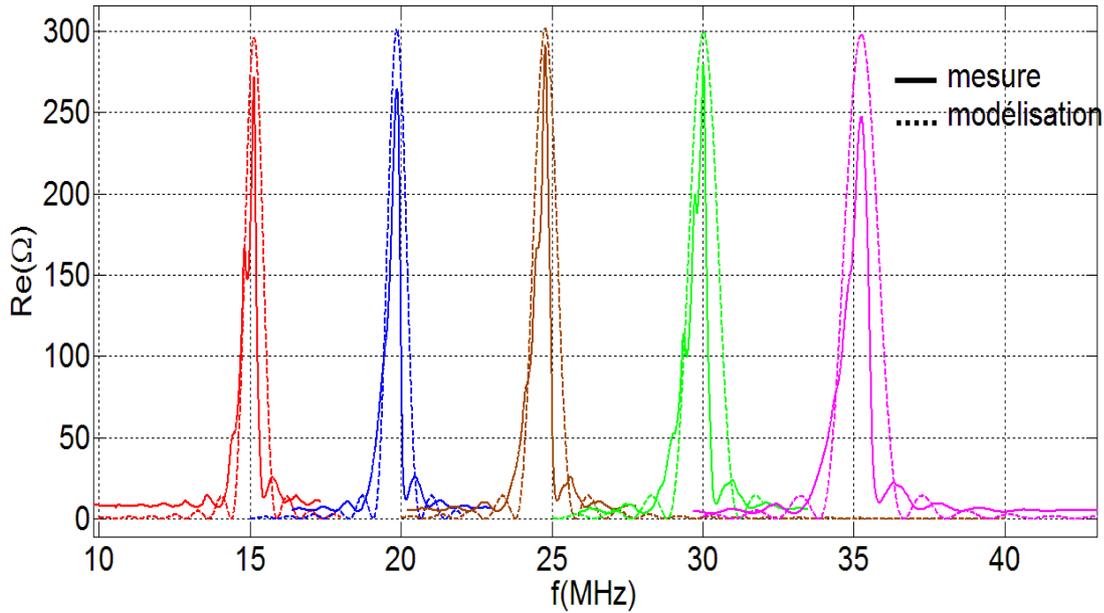


Figure 4-13: Comparaison modélisation/mesure des impédances de rayonnement des capteurs de fréquence centrale allant de 15 à 35 MHz

Le tableau 4-5 compare les résultats obtenus entre modélisation et mesure.

Capteurs	Caractéristiques des capteurs 15 MHz à 35 MHz								Modélisation		Mesure		
	f_0 MHz	e μm	a μm	λ μm	D	W_a μm	e/λ e/λ	h/λ %	f_{0c} MHz	R_{0th} Ω	$f_{0c(z)}$ MHz	R_{0exp} Ω	écart (%)
15	15	1000	66	267	40	8010	3,76	0,15	15,14	296,2	15,14	272	8,2
20	20	500	50	200	50	6000	2,5	0,2	19,87	301,2	19,87	264	12,4
25	25	500	40	160	50	4800	3,12	0,25	24,78	301,9	24,78	292	3,3
30	30	500	33	133	50	3990	3,76	0,3	30,03	299,7	30,03	279	7
35	35	500	28	112	50	3420	4,46	0,4	35,26	297,8	35,26	247	17

Tableau 4-5 : Comparaison modélisation/mesure des résistances des capteurs de fréquences allant de 15 à 35 MHz

Les résistances obtenues par modélisation et par mesure sont très proches, cela montre que le modèle proposé par Smith et al constitue un outil efficace pour l'analyse et la simulation des transducteurs interdigités.

Le tableau 4-6 compare les résultats obtenus par modélisations et mesures des capteurs 15 à 35 MHz, notamment les bandes passantes, les facteurs de qualité et les fréquences des lobes.

Capteurs	Caractéristiques des capteurs 15 MHz à 35 MHz							Modélisation					Mesure						
	f_0	e	a	λ	D	Wa	e/λ	h/λ	$BP_{th(Z)}$	$Q_{th(Z)}$	$f_{L1th(Z)}$	$f_{L2th(Z)}$	$f_{Lth(Z)}$	$BP_{exp(Z)}$	$Q_{exp(Z)}$	$f_{0e(Z)}$	$f_{L1exp(Z)}$	$f_{L2exp(Z)}$	$f_{Lexp(Z)}$
MHz	μm	μm	μm		μm	e/λ	%	MHz		MHz	MHz	MHz	MHz	MHz		MHz	MHz	MHz	MHz
15	1000	66	267	40	8010	3,76	0,15	0,48	32	14,01	16,22	15,11	0,18	84	15,14	13,58	15,73	14,65	
20	500	50	200	50	6000	2,5	0,2	0,5	38	18,73	21,01	19,87	0,23	86	19,87	18,23	20,49	19,36	
25	500	40	160	50	4800	3,12	0,25	0,6	41	23,4	26,19	24,7	0,3	83	24,78	22,78	25,61	24,3	
30	500	33	133	50	3990	3,76	0,3	0,77	39	28,28	31,73	30,01	0,46	65,2	30,03	27,7	31,03	29,36	
35	500	28	112	50	3420	4,46	0,4	0,88	40	33,23	37,29	35,26	0,59	59,7	35,26	32,53	36,6	34	

Tableau 4-6 : Comparaison modélisation/mesure des bandes de fonctionnement pour les capteurs 15 à 35 MHz

Les remarques faites sur les fréquences de fonctionnement pour le capteur 25MHz sont vérifiées pour l'ensemble des capteurs à bandes étroites de fréquence allant de 15 à 35MHz (voir tableau 4-5 et 4-6), nous observons en effet que pour les fréquences centrales théoriques et expérimentales nous vérifions bien : $f_{Lth} = f_{Lexp} = f_{0e(Z)}$. Les lobes secondaires se trouvant de chaque côté du pic principal sont symétriques.

Le tableau 4-7 compare les pertes de conversion mesurées et celles obtenues par modélisation des capteurs de fréquence allant de 15 à 35 MHz. Elles sont calculées à l'aide de l'équation 4-11.

Capteurs	Caractéristiques des capteurs 15 MHz à 35 MHz							Modélisation	Mesure		
	f_0	e	a	λ	D	Wa	e/λ		h/λ	CL_{th}	CL_{exp}
MHz	μm	μm	μm		μm	e/λ	%				(%)
15	1000	66	267	40	8010	3,76	0,15		14,1	13,4	5
20	500	50	200	50	6000	2,5	0,2		14,2	13,2	7
25	500	40	160	50	4800	3,12	0,25		14,2	13,9	2
30	500	33	133	50	3990	3,76	0,3		14,2	13,6	4
35	500	28	112	50	3420	4,46	0,4		14,3	14,2	0,7

Tableau 4-7 : Comparaison modélisation/mesure des pertes de conversion des capteurs 15 à 35 MHz

D'une manière générale, les valeurs mesurées pour les pertes sont très proches de celles obtenues par modélisation. Comme précisé précédemment, ces valeurs de perte sont en accord avec des résultats présentés dans la littérature même si la majorité des résultats sont donnés pour des filtres à onde de surface.

Conclusion

Nous notons une assez bonne concordance entre les résultats expérimentaux et ceux obtenus par modélisation. L'écart moyen en résistance est de 9,5%, pour les pertes il est de 5%. Pour les bandes passantes à -3 dB nous notons un écart de 0,3 MHz entre le modèle et les mesures pour l'ensemble des capteurs. Cela montre que les modèles proposés sont pertinents et que nous maîtrisons aussi les

procédés de réalisation des capteurs. En effet la technique de dépôt des électrodes via le procédé lift-off demande une certaine rigueur lors des différentes étapes notamment lors de l'enduction de la résine via la tournette, la gestion du temps d'insolation de la résine aux ultraviolets mais aussi la durée d'immersion du wafer dans le solvant lors de la gravure. Les conséquences d'un mauvais temps d'insolation sont souvent un court-circuit au niveau des doigts ou à l'opposé, une élimination de doigts non désirée qui peut survenir lorsque l'insolation aux UV n'a pas été assez longue. La réalisation nécessite donc de la rigueur, la présence par exemple d'une poussière sur la plaquette, ou une résine tenace après le lift-off peut rendre un capteur inutilisable.

Remarque

La caractérisation acoustique se fera par la suite grâce à l'interféromètre, nous pourrions caractériser les champs de déplacement générés par les capteurs et leurs spectres associés. D'autre part, nous avons étudié la transmittance en plaçant en vis-à-vis un transducteur émetteur et un transducteur récepteur. Cette étude est donnée en annexe car par la suite nous n'utiliserons pas cette configuration avec deux transducteurs. Toutes nos mesures se feront à partir d'un interféromètre.

4.2.2 Caractérisation électrique des capteurs chirp (30 - 100 MHz)

Le protocole expérimental et la méthode de détermination expérimentale des caractéristiques électriques sont les mêmes que pour le cas des capteurs à bande étroite décrit précédemment. Nous allons dans un premier temps présenter les résultats pour le capteur down chirp (30 – 100 MHz) Lcs 2b, puis nous donnerons l'intégralité des résultats pour les autres capteurs chirp (30 – 100 MHz) dans le récapitulatif.

Le tableau 4-8 présente les caractéristiques du capteur down chirp (30 – 100MHz). La longueur L du capteur est de 2,5 mm.

Nom	Δf_0 (MHz)	D	Wa(mm)	a (μm)	b (μm)	p (μm)	λ (μm)	e(μm)	h (μm)	e/ λ	h/ λ (%)
Lcs 2b	[30-100]	38	2,5	[10-30]	[10-30]	[20-60]	[40-120]	500	0,4	[4,2-12,5]	[0,3-1]

Tableau 4-8 : Paramètres du capteur down chirp (30 – 100 MHz)

Concernant la réalisation de ces capteurs à périodicités variables, il est à noter que la lithographie optique nous permet d'obtenir des résolutions de 1 à 2 μm et par conséquent il faut tenir compte de cette limite dans le choix des valeurs des différentes périodicités. D'autre part, nous avons des rapports d'aspect importants entre les longueurs d'électrodes (2,7 mm) et leurs largeurs variant entre 10 et 30 μm , ce qui oblige à prendre de grandes précautions lors des opérations de lift-off.

4.2.2.1 Impédance expérimentale et théorique

La figure 4-14 compare la résistance de rayonnement $R_e(f)$ et la réactance de rayonnement $X_e(f)$ obtenues par mesure et modélisation.

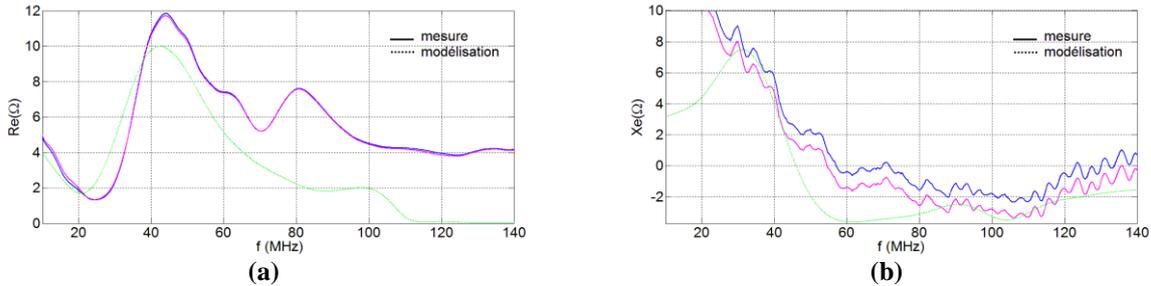


Figure 4-14 : Comparaison des impédances de rayonnement des capteurs down chirp (30 - 100 MHz)
 a) Résistance b) Réactance [mesures (bleu et rouge) – modélisation (vert)]

Le tableau 4-9 compare, à partir des courbes obtenues, la résistance maximale dans la bande de fonctionnement, la bande passante et le facteur de qualité. Notons que la fréquence f_{0e} décrite ici correspond à la fréquence pour laquelle la résistance est maximale.

Capteurs	Modélisation						Mesure					
	$f_{0th(Z)}$	R_{0th}	BP _{th(Z)} à -3dB	Q _{th(Z)} à -3dB	BP _{th(Z)} à -6dB	Q _{th(Z)} à -6dB	$f_{0exp(Z)}$	R_{0exp}	BP _{exp(Z)} à -3dB	Q _{exp(Z)} à -3dB	BP _{exp(Z)} à -6dB	Q _{exp(Z)} à -6dB
	MHz	Ω	MHz		MHz		MHz	Ω	MHz		MHz	
Lcs 2b	42,5	10	53,9-33,7=20,3	2,1	60,4-30,4=30,2	1,4	44,4	11,9	55,4-37,2=18,3	2,4	67,4-34,9=32,5	1,4

Tableau 4-9 : Comparaison modélisation/mesure des résistances et des bandes de fonctionnement du capteur down chirp (30 – 100 MHz)

Nous notons une assez bonne concordance entre modélisation et mesure notamment en basses fréquences. Comme attendu, la large bande du capteur chirp induit une faible valeur de facteur de qualité Q. La bande de fonctionnement est observable à partir de l’allure de la résistance de rayonnement, avec une variation en résistance entre la fréquence basse (30 MHz) et la fréquence haute (100 MHz) d’environ 8Ω .

4.2.2.2 Pertes de conversion expérimentales et théoriques

Les figures 4-15 compare les pertes de conversions obtenues par mesure et modélisation.

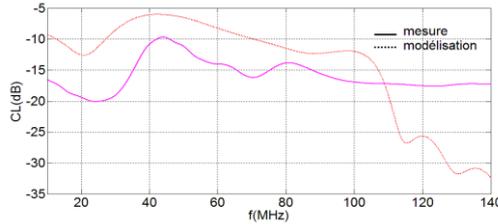


Figure 4-15 : Comparaison Modélisation/Mesure des pertes de conversions du capteur down chirp (30 - 100 MHz) [mesure (rose) – modélisation (rouge)]

La valeur des pertes de conversion sont données par le tableau 4-10.

Capteur	Caractéristiques du capteur chirp (30 – 100 MHz)								Modélisation	Mesure
	e	a	b	λ	D	Wa	e/ λ	h/ λ	CL _{th}	CL _{exp}
Lcs 2b	μm	μm	μm	μm		μm	e/ λ	%	dB	dB
	500	[10-30]	[10-30]	[40-120]	38	2500	[4,2-12,5]	[0,3-1]	[6-12]	[10-16]

Tableau 4-10 : Comparaison modélisation/mesure des pertes de conversion capteur down chirp (30 100 MHz)

Les pertes de conversion augmentent avec la fréquence, les valeurs mesurées varient entre 10 et 16 dB soit 4 dB de plus que celles obtenues par modélisation, cela est liée au fait les résistances obtenues entre modélisations et mesures sont différentes, l'écart est de 1,9 Ω .

4.2.2.3 Récapitulatif des résultats des capteurs chirp (30 - 100 MHz)

Le tableau 4-11 présente d'autres caractéristiques de capteurs chirp (30 – 100 MHz) réalisés. Les indices a et b désignent respectivement une configuration up chirp et down chirp.

Nom	Δf_0 (MHz)	D	Wa(mm)	a (μm)	b (μm)	p (μm)	λ (μm)	e(μm)	h (μm)	e/ λ	h/ λ (%)
Lcs 1a	[30-100]	38	2,5	10	[10-50]	[20-60]	[40-120]	500	0,4	[4,2-12,5]	[0,3-1]
Lcs 3b/Lcs 3a	[30-100]	38	2,5	[10-50]	10	[20-60]	[40-120]	500	0,4	[4,2-12,5]	[0,3-1]
Lcs 2b/Lcs 2a	[30-100]	38	2,5	[10-30]	[10-30]	[20-60]	[40-120]	500	0,4	[4,2-12,5]	[0,3-1]

Tableau 4-11 : Paramètres de capteur chirp (30 – 100 MHz) réalisés

Les mesures effectuées ont permis de représenter les résistances à l'aide des figures 4-16 et 4-17.

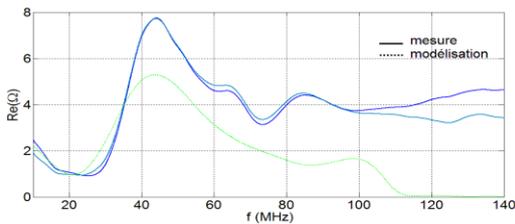


Figure 4-16 : Résistance de rayonnement de deux capteurs down chirp (30 – 100 MHz) [lcs 1a] [modélisation (vert)]

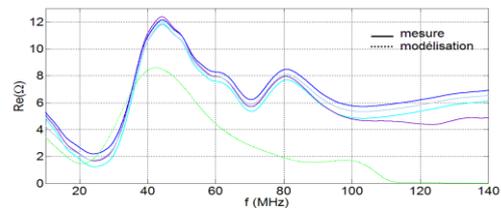


Figure 4-17 : Résistance de rayonnement de quatre capteurs down et up chirp (30 – 100 MHz) [lcs 3b/3a] [modélisation (vert)]

Le tableau 4-12 présente les résultats de l'ensemble des capteurs chirp (30 – 100 MHz).

Capteurs	Modélisation						Mesure					
	$f_{0th(Z)}$	R_{0th}	$BP_{th(Z)}$ à -3dB	$Q_{th(Z)}$ à -3dB	$BP_{th(Z)}$ à -6dB	$Q_{th(Z)}$ à -6dB	$f_{0exp(Z)}$	R_{0exp}	$BP_{exp(Z)}$ à -3dB	$Q_{exp(Z)}$ à -3dB	$BP_{exp(Z)}$ à -6dB	$Q_{exp(Z)}$ à -6dB
Chirp (30 – 100 MHz)	MHz	Ω	MHz		MHz		MHz	Ω	MHz		MHz	
Lcs 1a	41,3	5,6	52,4-33,2=19,2	2,2	58-30=28	1,5	45,4	7,8	55,8-38,7=17,1	2,6	71,4-36,4=35,1	1,3
Lcs 2a	42,4	10	53,9-33,7=20,3	2,1	60,4-30,4=30,2	1,4	44	11,9	54,4-37=17,5	2,5	73,7-34,7=39	1,1
Lcs 2b	42,5	10	53,9-33,7=20,3	2,1	60,4-30,4=30,2	1,4	44,4	11,9	55,4-37,2=18,3	2,4	67,4-34,9=32,5	1,4
Lcs 3a	43,7	8,2	56,1-34,3=21,8	2	64,8-30,7=34,1	1,3	43,8	12	55,4-37,1=18,3	2,4	70,9-34,5=36,9	1,2
Lcs 3b	43,7	8,2	56,1-34,3=21,8	2	64,8-30,7=34,1	1,3	44,1	12	55,3-37,3=18	2,4	68,8-34,9=33,9	1,3

Tableau 4-12 : Comparaison modélisation/mesure des résistances et bandes de fonctionnement pour les capteurs down et up chirp (30 – 100 MHz)

Les résistances maximales mesurées varient entre 7 et 12 Ω pour les différents capteurs chirp. Les bandes de fonctionnement sont pour leurs parts quasi identiques. Les faibles valeurs de facteurs de qualité Q sont liées au fait que les capteurs sont larges bandes. Les différences en résistance sont liées au fait que la configuration n'est pas identique d'un capteur chirp à l'autre.

Conclusion

Nous notons une assez bonne concordance entre les résultats de mesure et ceux obtenus par modélisation. Pour les résistances nous notons un écart moyen de 4 Ω (15%), pour les pertes il est de 4 dB (25%). Pour les bandes passantes à -3 dB nous notons, un écart de 3 MHz (16%) entre le modèle et les mesures.

4.2.5 Caractérisation électrique des capteurs chirp (20 - 125 MHz)

Le protocole expérimental et la méthode de détermination expérimentale des caractéristiques électriques sont les mêmes que pour le cas des capteurs à bande étroite décrit plus haut. Nous allons dans un premier temps présenter les résultats pour les capteurs Lcs 4b et Lcs 5b, puis nous donnerons l'intégralité des résultats pour les autres capteurs chirp (20 – 125 MHz) dans le récapitulatif (optimisés et non optimisés).

Le tableau 4-13 présente les caractéristiques du capteur up chirp (20- 125 MHz). La longueur L du capteur est de 4 mm.

Nom	Δf_0 (MHz)	D	Wa(mm)	a (μ m)	b (μ m)	p (μ m)	λ (μ m)	e(μ m)	h (μ m)	e/ λ	h/ λ (%)
Lcs 4b	[20-125]	74	2,5	[8-50]	[8-50]	[16-100]	[32-200]	500	0,4	[2,4-15,6]	[0,2-1,2]
Lcs 5b	[20-125]	149	2,5	10	[6-90]	[16-100]	[32-200]	500	0,4	[2,4-15,6]	[0,2-1,2]

Tableau 4-13 : Paramètres du capteur up chirp (20 – 125 MHz) (Lcs 4b) et up chirp (20 – 125 MHz) optimisé

4.2.5.1 Impédance expérimentale et théorique

Les figures 4-18 et 4-19 comparent les résistances de rayonnement $R_c(f)$ obtenues par mesure et modélisation.

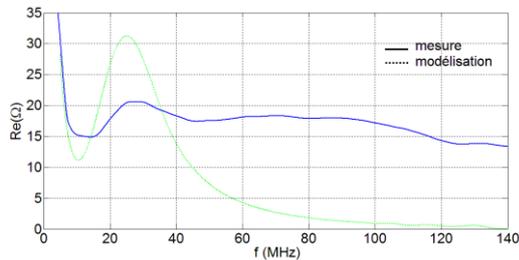


Figure 4-18: Résistance de rayonnement capteur up chirp (20 – 125 MHz) [lcs 4b] [mesure (bleu) – modélisation (vert)]

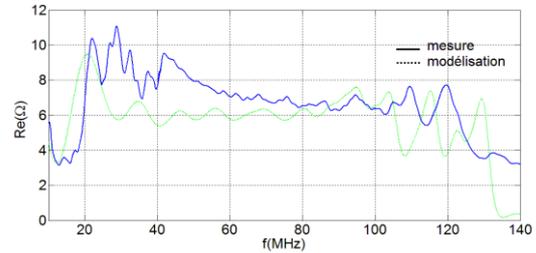


Figure 4-19 : Résistance de rayonnement capteur up chirp (20 – 125 MHz) optimisé [lcs 5b] [mesure (bleu) – modélisation (vert)]

Nous observons que dans la bande de fréquence 20 – 125MHz, la résistance de rayonnement du capteur chirp (20 – 125 MHz) optimisé varie très faiblement, la valeur maximale mesurée est d'environ 10 Ω et celle obtenue par modélisation de 9,8 Ω . Nous notons une bonne concordance entre modélisation et mesure. L'optimisation a permis d'obtenir un capteur large bande de résistance quasi-constante dans la bande 20 – 125 MHz.

Concernant le capteur Lcs 4b, nous notons comme pour la modélisation que la contribution des électrodes de fréquences basses est plus importante, dû à l'augmentation des nombres de paires de doigts de périodicité correspondant aux fréquences allant de 20 à 50MHz. Pour cette configuration de capteur, la variation en résistance entre la fréquence basse (20MHz) et la fréquence haute (125MHz) est toutefois plus importante pour la modélisation que pour la mesure, soit respectivement 30 et 5 Ω .

4.2.5.2 Pertes de conversion

La figure 4-20 compare les pertes de conversions obtenues par mesure et modélisation pour le capteur Lcs 4b.

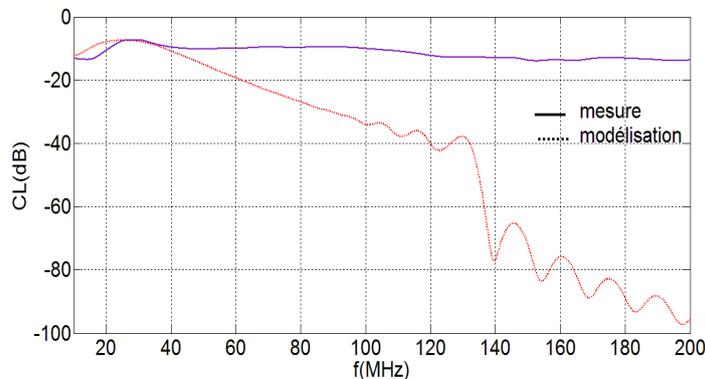


Figure 4-20: Comparaison Modélisation/Mesure des pertes de conversions du capteur up chirp (20 - 125 MHz) [mesure (violet) – modélisation (rouge)]

Les valeurs des pertes de conversion sont données dans le tableau 4-14.

Capteur	Caractéristiques du capteur chirp (20 – 125 MHz)								Modélisation	Mesure
	e	a	b	λ	D	Wa	ϵ/λ	h/ λ		
Lcs 4b	μm	μm	μm	μm		μm	ϵ/λ	%	CL _{th}	CL _{exp}
	500	[8-50]	[8-50]	[16-200]	74	2500	[2,4-15,6]	[0,2-1,2]	dB	dB
									[10-38]	[10-18]

Tableau 4-14 : Comparaison modélisation/mesure des pertes de conversion capteur up chirp (20 – 125 MHz)

Les pertes de conversion sont plus importantes que pour les capteurs chirp (30 – 100 MHz). Nous notons, pour cette configuration de capteur, une différence importante entre mesure et modélisation notamment en haute fréquence. Cette différence sur les pertes notamment en haute fréquence était attendue au vue de l'écart important entre résistances mesurées et celles obtenues par modélisation.

4.2.5.3 Récapitulatif des résultats des capteurs chirp (20 - 125 MHz)

Le tableau 4-15 présente les caractéristiques d'autres capteurs chirp (20 – 125 MHz) réalisés.

Nom	Δf_0 (MHz)	D	Wa(mm)	a (μm)	b (μm)	p (μm)	λ (μm)	e(μm)	h (μm)	ϵ/λ	h/ λ (%)
Lcs 4b/Lcs 4a	[20-125]	74	2,5	[8-50]	[8-50]	[16-100]	[32-200]	500	0,4	[2,4-15,6]	[0,2-1,2]
Lcs 5b/Lcs 5a	[20-125]	149	2,5	10	[6-90]	[16-100]	[32-200]	500	0,4	[2,4-15,6]	[0,2-1,2]

Tableau 4-15 : Paramètres des capteurs down et up chirp (20 – 125 MHz) réalisés

Le tableau 4-16 présente les résultats de l'ensemble des capteurs chirp (30 – 100 MHz).

	Modélisation						Mesure					
	$f_{0\text{eth}(Z)}$	$R_{0\text{th}}$	$BP_{\text{th}(Z)}$	$Q_{\text{th}(Z)}$	$BP_{\text{th}(Z)}$	$Q_{\text{th}(Z)}$	$f_{0\text{exp}(Z)}$	$R_{0\text{exp}}$	$BP_{\text{exp}(Z)}$	$Q_{\text{exp}(Z)}$	$BP_{\text{exp}(Z)}$	$Q_{\text{exp}(Z)}$
Chirp (20 – 125 MHz)			à -3dB	à -3dB	à -6dB	à -6dB			à -3dB	à -3dB	à -6dB	à -6dB
	MHz	Ω	MHz		MHz		MHz	Ω	MHz		MHz	
Lcs 4b	25,1	31,3	33,6-17,7=15,9	1,6	38,3-14,6=23,7	1	27,1	20,6	47,4-20,7=26,8	1	121,4-17,4=104,1	0,3
Lcs 4a	25,1	31,3	33,6-17,7=15,9	1,6	38,3-14,6=23,7	1	26,6	27,8	46,4-18,8=27,6	1	119,6-14,1=105,5	0,25
Lcs 5b/Lcs 5a	22	9	129,8-16,8=113	0,2	131-14,5=116,5	0,2	28	11	120-20,4=99,6	0,3	124-18,6=106,4	0,3

Tableau 4-16 : Comparaison modélisation/mesure des résistances et bandes de fonctionnement pour les capteurs chirp (20 – 125 MHz)

Nous notons que pour les capteurs chirp (20 – 125 MHz) optimisés, les bandes passantes des résistances de rayonnement sont de 106 MHz. L'augmentation des nombres de paires de doigts, de périodicité correspondant aux hautes fréquences, a donc permis d'optimiser le capteur (20 – 125MHz).

Conclusion

Nous notons une assez bonne concordance entre les résultats de mesure et ceux obtenus par modélisation, pour les résistances nous notons un écart moyen de 4 Ω (19%) pour les pertes il est

inférieur à 10 dB en basses fréquences (20 – 60 MHz) mais égale à 20 dB en hautes fréquences. Pour les bandes passantes à -3 dB nous notons un écart de 12 MHz entre le modèle et les mesures.

Nous venons donc d'effectuer la caractérisation électrique des différentes configurations de capteurs réalisés. Les impédances de rayonnement mais aussi les bandes passantes et pertes de conversion ont été estimées aux fréquences de fonctionnement. Dans la suite nous allons étudier les amplitudes de déplacement et les caractéristiques des ondes acoustiques de surface générées pour différentes type d'excitation.

4.3 Caractérisation expérimentale des champs de déplacement générés par les capteurs IDT

4.3.1 Préparation des capteurs : Découpe et Interconnexion

La première étape avant la caractérisation des champs de déplacement générés par les capteurs IDT consiste à découper les capteurs et les monter sur support afin de pouvoir les manipuler aisément. Ainsi les capteurs IDT réalisés sur wafer de niobate de lithium ont été découpés à la scie à fil diamanté puis collés sur un support en époxy sur lequel ont été fixés des bords de carte de type SMA (figure 4-30). Le niobate de lithium étant très sensible aux chocs thermiques et étant donné la taille des électrodes, pour l'alimentation nous avons choisi la laque d'argent conductrice séchant à l'air. Ce type de produit est très efficace et beaucoup utilisé dans de nombreuses applications nécessitant une excellente conductivité électrique (figure 4-21 et 4-22).

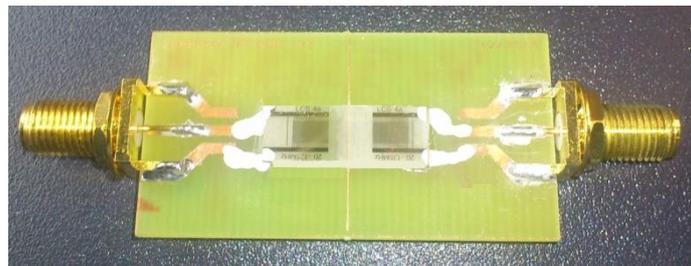


Figure 4-21 : Découpe et montage des capteurs IDT sur support époxy avec fiches sma



Figure 4-22: Découpe des paires de capteurs IDT

Une fois les découpes terminées nous sommes passés à la caractérisation des champs de déplacement des ondes de surface générées par capteurs IDT.

4.3.2 Capteur à bande étroite: cas du capteur 40 MHz

Nous présentons un premier exemple d'un capteur IDT à bande étroite (40MHz) modélisé au chapitre précédent. Ce type de capteur peut exciter des ondes de surface avec une amplitude assez importante pour une fréquence relativement élevée.

Le tableau 4-17 représente les caractéristiques du capteur 40 MHz. La longueur L du capteur est de 4 mm.

Nom	f_0 (MHz)	D	Wa(mm)	a (μm)	p (μm)	λ (μm)
C40	40	50	2,5	25	50	50

Tableau 4-17 : Paramètres du capteur à 40MHz

4.3.2.1 Protocole expérimental

Pour la caractérisation, nous allons mesurer les déplacements normaux des ondes de surface directement sur le niobate de lithium. Ils existent plusieurs méthodes de détection optique pour effectuer cette étude [Deboucq 12]. Nous utilisons pour notre cas la détection interférométrique à l'aide de l'UHF 120 (figure 4-24). Les ondes de surface sont générées par le transducteur, ensuite, les ondes sont détectées à l'aide de l'UHF 120 qui mesure les déplacements normaux engendrés par ces ondes (figure 4-23).

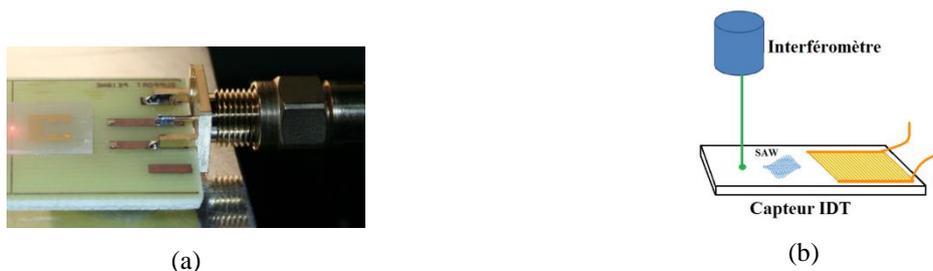


Figure 4-23 : Point de détection pour les mesures interférométriques avec l'UHF 120

Ce nouveau type d'interféromètre laser de Polytec ultra haute fréquence peut mesurer les déplacements normaux des ondes de surface à des fréquences très élevées (jusqu'à 1,2 gigahertz). Le fonctionnement est basé sur le principe de l'interférence optique, qui consiste à mesurer le déphasage du faisceau laser réfléchi introduit par le déplacement normal à la surface de l'échantillon.



Figure 4-24 : Interféromètre UHF 120

Le système se compose d'un interféromètre hétérodyne avec un contrôleur. La tête optique fournit un signal hétérodyne via un oscilloscope numérique. Le signal détecté est digitalisé puis transféré à un PC où le porteur hétérodyne est démodulé par le logiciel fourni par Polytec [Polytec 14]. Il est à noter que nous disposons de cet équipement depuis mars 2015. Précédemment, nous utilisons une sonde SH140 imitée à 45 MHz.

Le système est doté d'une passerelle pour régler la densité de luminosité et pour réduire au minimum le transfert d'énergie depuis le faisceau de mesure jusqu'à la structure mesurée. En complément, une caméra intégrée commande la zone à mesurer utilisant le champ lumineux du microscope [Polytec 14].

Génération des signaux d'excitation pour la caractérisation acoustique

Pour générer les différents signaux d'excitation de type «burst» et Chirp, nous utilisons le microcontrôleur MB86064 14-bit fabriqué par Fujitsu Microelectronics Europe (FME) (figure 4-25). Il permet la Conversion Numérique-Analogique avec un taux de 1,3GSa/s.

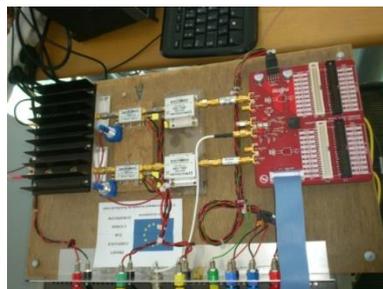


Figure 4-25 : Carte Fujitsu pour la génération de signaux arbitraires

La carte peut fonctionner jusqu'à 125 MHz, elle est pourvue de 2 voies synchrones avec 16000 points programmable sur chacune. Les figures 4-26 et 4-28 représentent les signaux programmables et utilisés pour la caractérisation des champs de déplacement générés par les capteurs IDT. La figure 4-27 représente l'excitation impulsionnelle utilisée à l'aide d'un générateur impulsionnel, notons que le spectre de l'excitation impulsionnelle n'est pas plat.

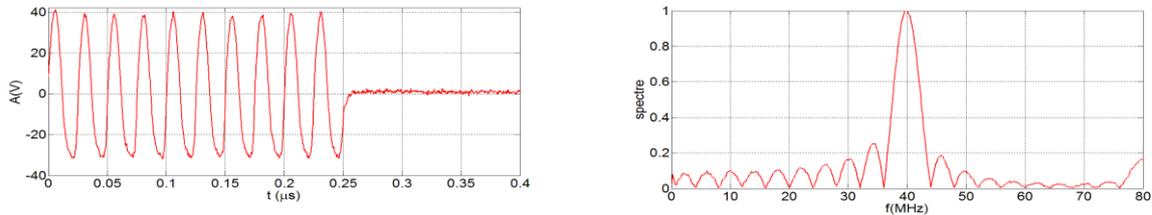


Figure 4-26 : Excitation de type «burst» (40 MHz) de 10 sinusoïdes (a) signal temporel (b) spectre

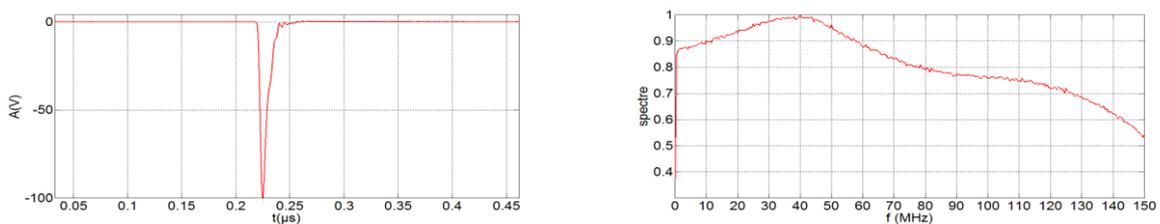


Figure 4-27 : Excitation impulsionnelle de durée 4 ns (a) signal temporel (b) spectre

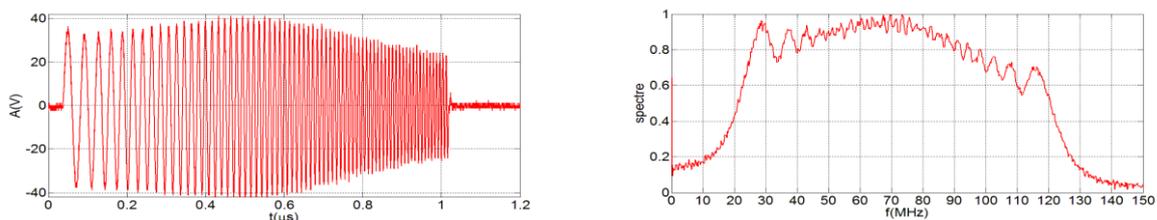


Figure 4-28 : Excitation de type chirp (20 - 125 MHz) de durée 1 µs (a) signal temporel (b) spectre

Notons que la distorsion du chirp d'excitation est provoquée par un défaut de linéarité de l'amplificateur en sortie de la carte (figure 4-28). Le gain de l'amplificateur est fonction de la fréquence du signal d'entrée.

Dans la suite nous allons mesurer les déplacements normaux des ondes de surface pour différents types d'excitations. Nous comparons ensuite les mesures aux résultats de simulation obtenus par éléments-finis (Comsol) et par la méthode DREAM.

4.3.2.2 Excitation de type «burst»

Nous avons imposé une excitation de type «burst» de fréquence 40 MHz comportant 20 sinusoïdes pour une valeur d'amplitude de tension crête à crête de 40 V. Ensuite, nous avons comparé les résultats des déplacements normaux de l'onde de surface générée par IDT à la fois par éléments finis

et expérimentalement (mesure interférométrique) mais aussi les déplacements obtenus avec la méthode DREAM. Les figures 4-29 et 4-30 donnent l'allure respectivement de l'amplitude et du spectre des déplacements correspondant.

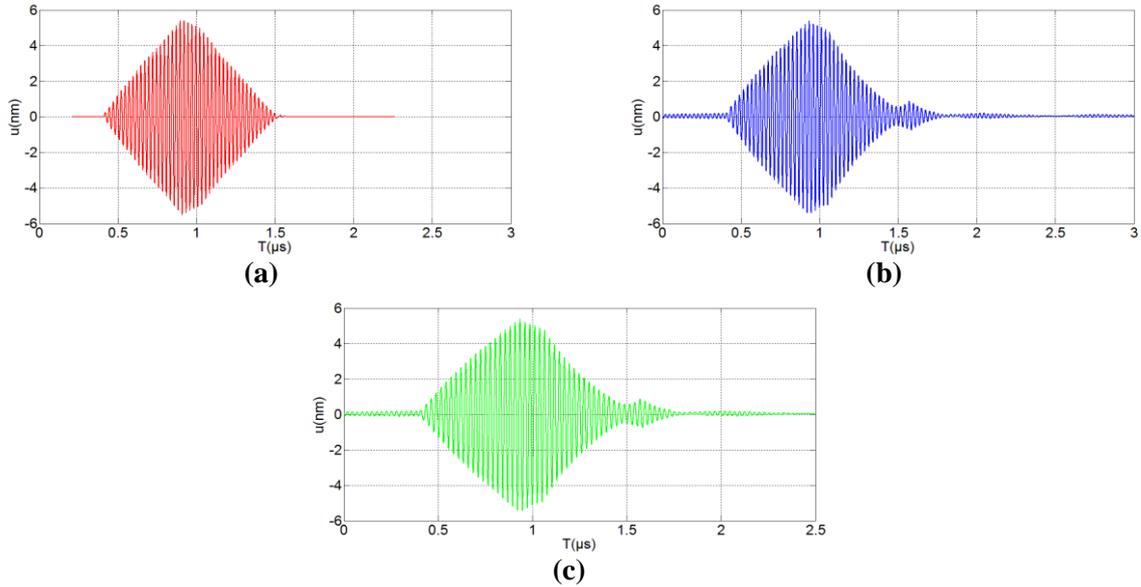


Figure 4-29 : Réponse temporelle en déplacement du capteur 40 MHz pour une excitation de type «burst» (40 MHz-20 sinusoïdes) a) DREAM b) Comsol c) Mesure

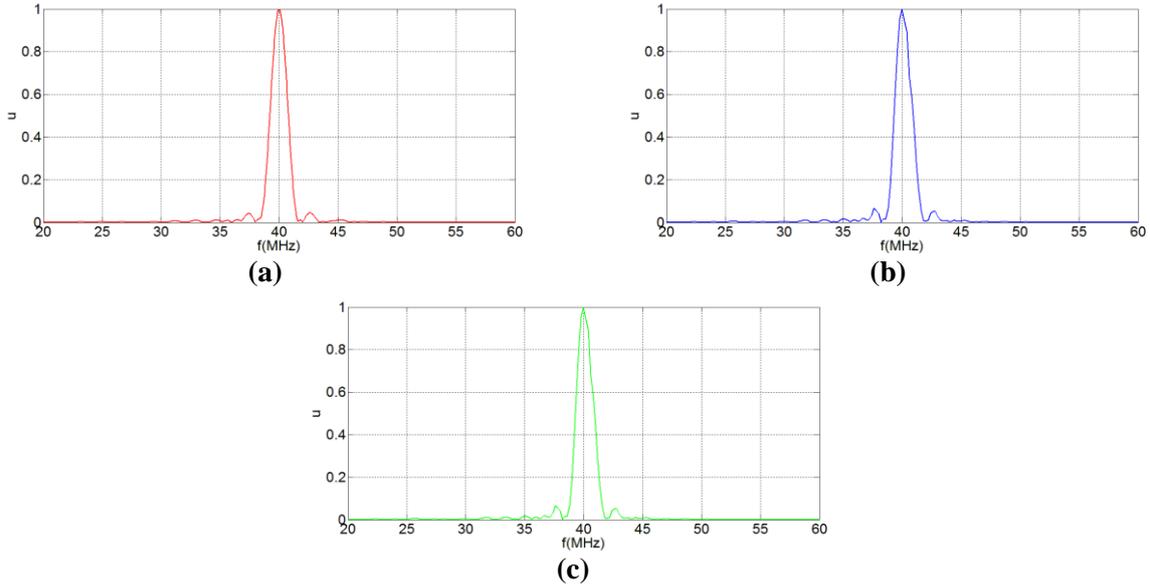


Figure 4-30 : Réponse fréquentielle en déplacement du capteur 40 MHz pour une excitation de type «burst» (40 MHz-20 sinusoïdes) a) DREAM b) Comsol c) Mesure

Nous observons que l'enveloppe des signaux est la même, les amplitudes des champs de déplacement obtenues sont d'environ 6 nm, l'écho observé sur les mesures et la modélisation avec Comsol est dû aux réflexions inter-électrodes, que nous n'avons pas intégré dans la modélisation avec la méthode DREAM.

Le tableau 4-18 compare les bandes passantes des spectres obtenues par mesure et par modélisation.

Capteur	BP (MHz) (DREAM)	BP (MHz) (Comsol)	BP (MHz) (Mesure)
C40	1,1	1,1	1,1

Tableau 4-18 : Bande passante du capteur 40 MHz pour une excitation de type «burst» (40 MHz-20 sinusoïdes)

Les bandes passantes à -3 dB obtenues sont égales à 1,1 MHz.

Influence du nombre de sinusoïdes (durée du « burst »)

Nous avons aussi étudié l'influence du nombre de sinusoïdes, nous avons imposé une excitation de type « burst » de fréquence 40 MHz avec pour une valeur d'amplitude de tension crête à crête de 40 V comportant respectivement 1, 10, 20, et 40 nombres de sinusoïdes. Les figures 4-31 et 4-32 comparent respectivement les déplacements et les spectres obtenus par mesure et par modélisation.

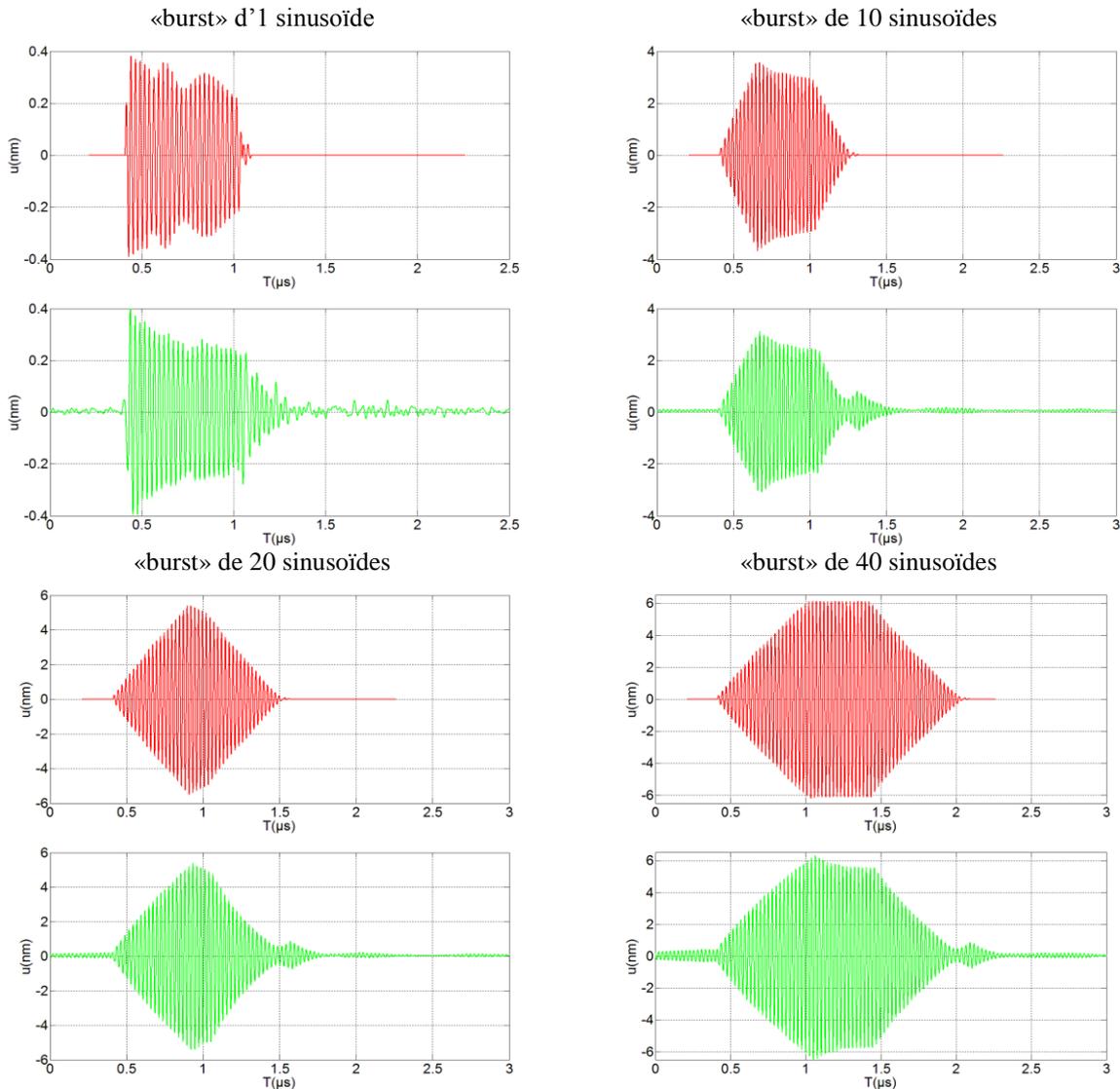


Figure 4-31 : Comparaison des réponses temporelles en déplacements de l'onde de surface (Modélisation DREAM (rouge) / Mesure (vert)) en fonction du nombre de sinusoïdes du « burst » d'émission (1, 10, 20, 40)

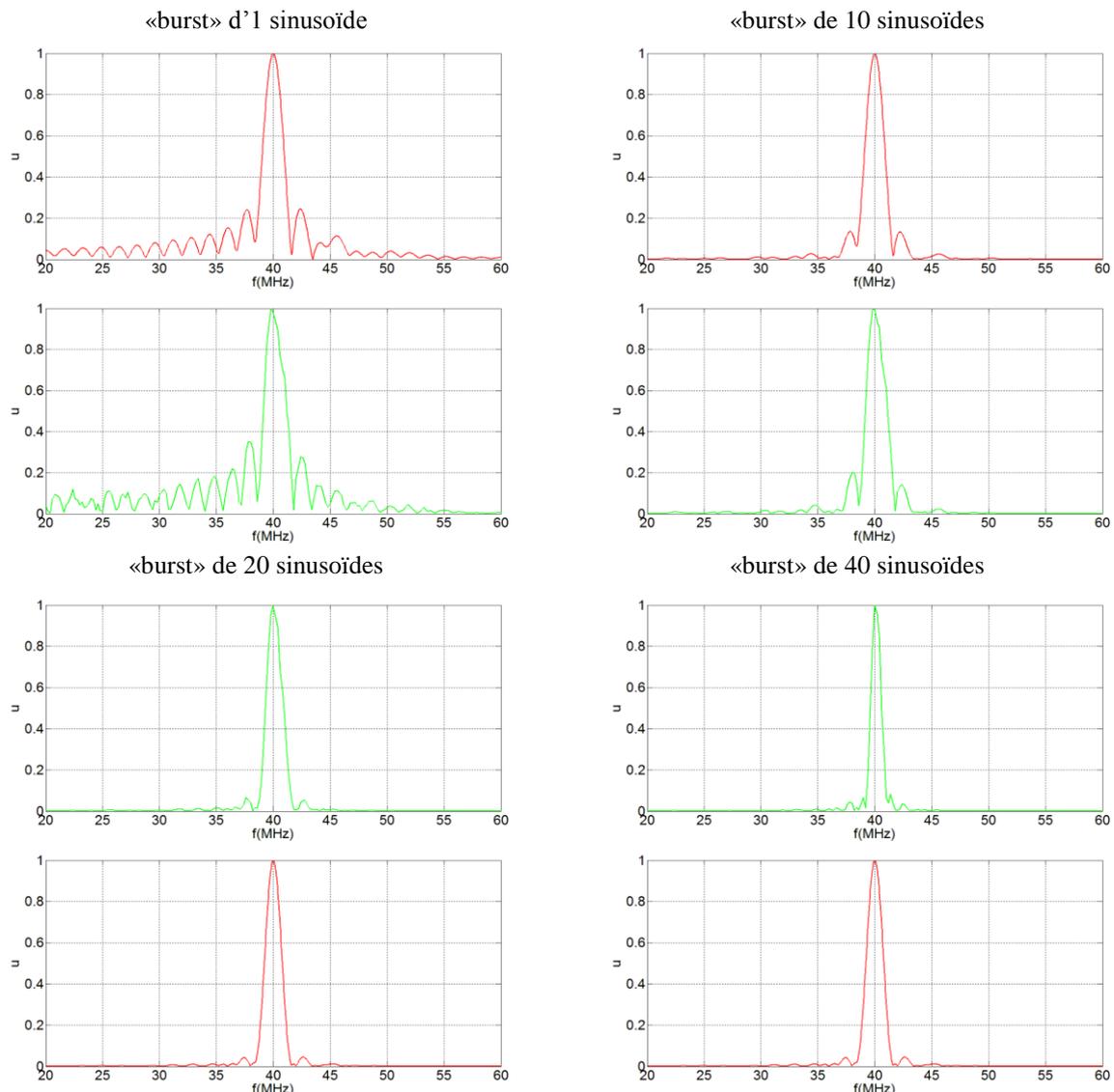


Figure 4-32 : Comparaison des réponses fréquentielles en déplacements (Modélisation DREAM (rouge) / Mesure (vert)) de l'onde de surface en fonction du nombre de sinusoides du « burst » d'émission (1, 10, 20, 40)

Le tableau 4-19 compare les bandes passantes des spectres obtenues en fonction du nombre de sinusoides du « burst » d'émission (1, 10, 20, 40).

Capteur	Nombre de sinusoides	BP (MHz) -3 dB (DREAM)	BP (MHz) -3 dB (Comsol)	BP (MHz) -3 dB (Mesure)
C40	1	1,5	1,4	1,6
	10	1,3	1,4	1,3
	20	1,1	1,1	1,1
	40	0,7	0,7	0,7

Tableau 4-19 : Bande passante du capteur 40 MHz en fonction du nombre de sinusoides du « burst » d'émission (1, 10, 20, 40)

Nous observons que le maximum d'amplitudes est obtenu lorsque nous imposons une impulsion dont le nombre de sinusoïdes est supérieur ou égale à 20. Le nombre de sinusoïdes qui compose le « burst » d'excitation doit donc être égale ou supérieur au nombre de paires de doigts du capteur IDT .

Le spectre des déplacements dépend du nombre de sinusoïdes du « burst ». Pour 1, 10, 20, 40 sinusoïdes, les bandes passantes mesurées sont respectivement de 1,6 ; 1,3 ; 1,1 et 0,7 MHz.

4.3.2.3 Excitation impulsionnelle

Nous avons excité le capteur avec une impulsion de durée $\tau=4$ ns et d'amplitude 100 V, puis nous avons comparé les résultats des déplacements normaux de l'onde de surface obtenus par éléments finis, DREAM et par mesure interférométrique. Les figures 4-33 et 4-34 donnent l'allure respectivement de l'amplitude et le spectre des déplacements. Notons que les signaux a et b ont été représentés dans le chapitre 3, ils ont été reportés ici pour mieux les comparer avec les mesures.

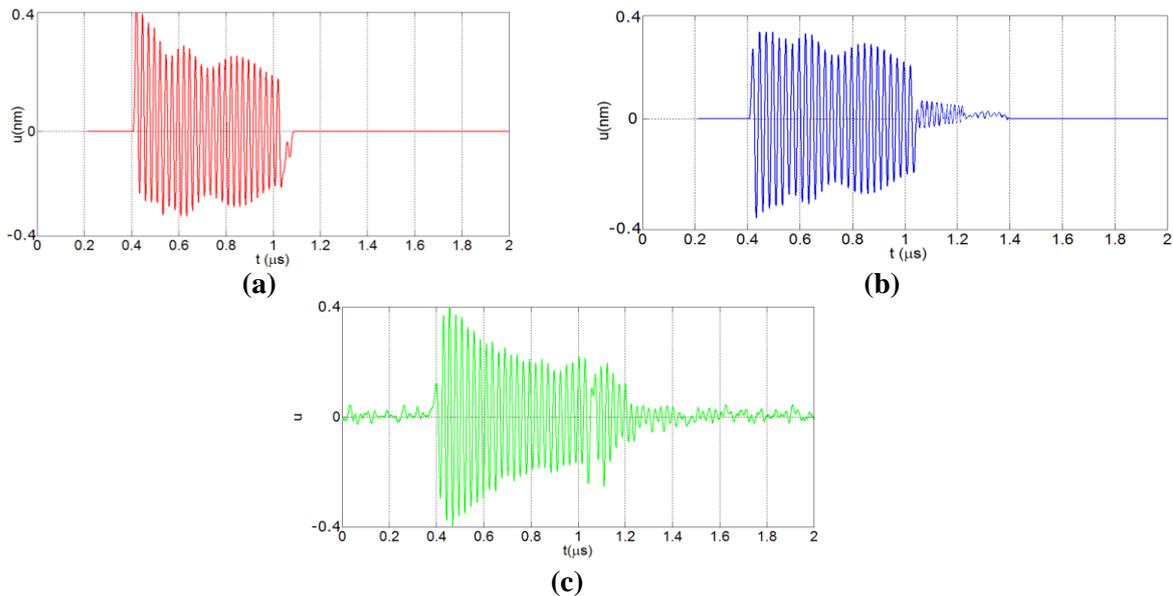
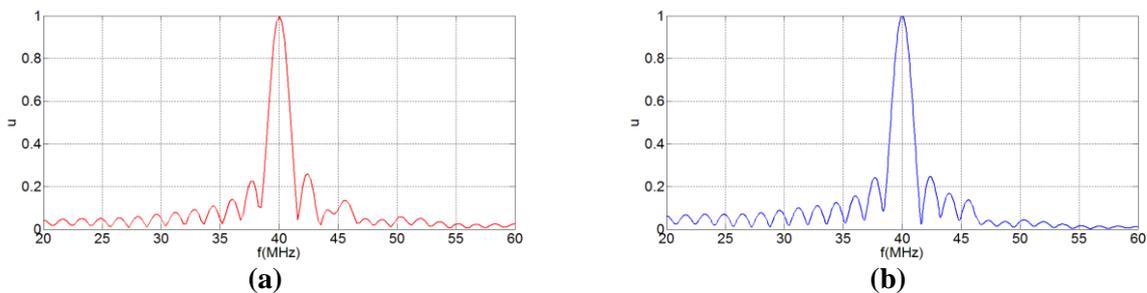
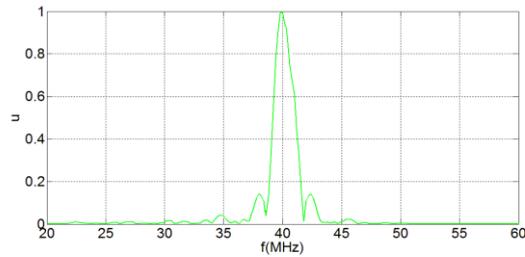


Figure 4-33 : Réponse temporelle en déplacement du capteur 40 MHz pour une excitation impulsionnelle a) DREAM b) Comsol c) Mesure





(c)

Figure 4-34 : Réponse fréquentielle en déplacement du capteur 40 MHz pour une excitation impulsionnelle
a) DREAM b) Comsol c) Mesure

Le tableau 4-20 compare les bandes passantes des spectres obtenues par mesure et par modélisation.

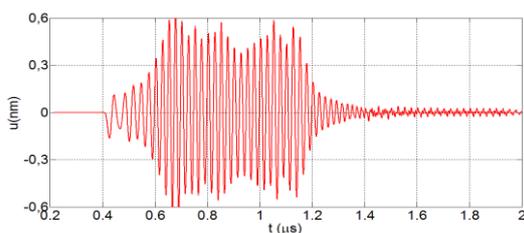
Capteur	BP (MHz) (DREAM)	BP (MHz) (Comsol)	BP (MHz) (Mesure)
C40	1,5	1,46	1,5

Tableau 4-20 : Bande passante du capteur 40 MHz pour une excitation impulsionnelle

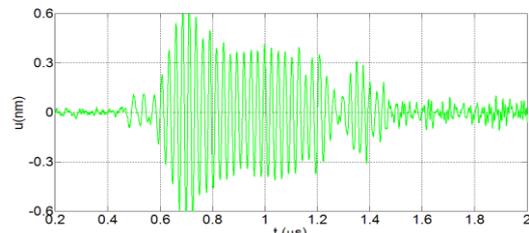
Nous observons que l'amplitude des déplacements est assez faible soit environ 0,4 nm. La bande passante obtenue est de 1,5 MHz.

4.3.2.4 Excitation de type Chirp

Le chirp temporel d'excitation, de durée 1 μ s, varie entre les bandes de fréquence allant de 20 à 125 MHz pour une valeur d'amplitude de tension crête à crête de 40 V. Les figures 4-35 et 4-36 comparent respectivement les déplacements normaux obtenus par la méthode DREAM et par mesure interférométrique.



(a)



(b)

Figure 4-35 : Réponse temporelle en déplacement du capteur 40 MHz pour une excitation de type chirp (20 – 125 MHz) a) DREAM b) Mesure

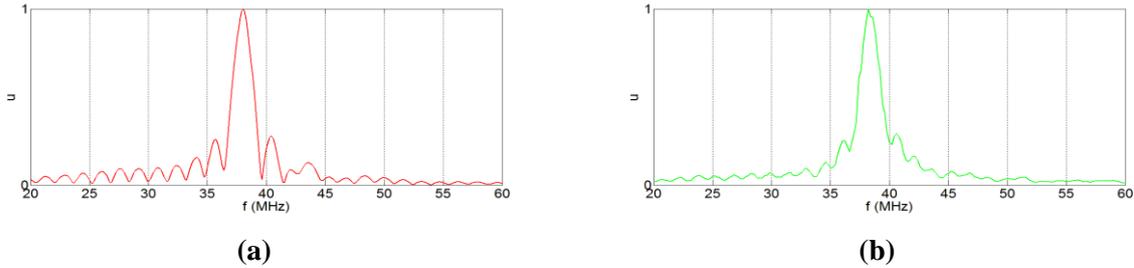


Figure 4-36 : Réponse fréquentielle en déplacement du capteur 40 MHz pour une excitation de type chirp (20 – 125 MHz) a) DREAM b) Mesure

Le tableau 4-21 compare les bandes passantes des spectres obtenues par mesure et par modélisation.

Capteur	BP (MHz) (DREAM)	BP (MHz) (Mesure)
C40	1,4	1,4

Tableau 4-21: Bande passante du capteur 40 MHz pour une excitation de type chirp (20 – 125 MHz)

L’amplitude des déplacements est très faible soit 0,6 nm. Cette valeur est proche de celle obtenue pour une excitation de type « burst (40 MHz) » d’1 sinusoïde (qui était de 0,4 nm). Il est important de noter que nous avons adapté l’excitation chirp sous DREAM à l’image de l’excitation imposée par le générateur. Nous nous limitons pour ce type d’excitation à la modélisation DREAM. En effet, nous n’avons pas présenté de résultats sous Comsol, car, contrairement à la modélisation DREAM, nous n’avons pas pu imposer une excitation chirp correspondant à l’excitation expérimentale. Dans ces conditions seule la comparaison entre DREAM et les mesures est valable.

Conclusion

Concernant la précision, sur les déplacements générés par les capteurs, entre les résultats obtenus par modélisation avec la méthode DREAM et ceux obtenus par mesure, nous notons, pour l’excitation de type « burst », impulsionnelle et de type chirp, une bonne concordance en amplitude et en bande passante (écart inférieur à 5%).

4.3.3 Capteurs chirp (30 – 100 MHz)

Dans cette partie nous allons effectuer les mesures des déplacements normaux sur un capteur large bande de type chirp à 38 électrodes de fréquence allant de 30 à 100 MHz. Le tableau 4-22 représente les caractéristiques du capteur chirp (30 – 100 MHz). La longueur L du capteur est de 2,5 mm.

Nom	fo(MHz)	D	Wa(mm)	a (µm)	b (µm)	p (µm)	λ (µm)
Lcs 2b	[30-100]	38	2,5	[10-30]	[10-30]	[20-60]	[40-120]

Tableau 4-22 : Paramètres du capteur down chirp 30-100 MHz

4.3.3.1 Excitation de type «burst»

Dans un premier temps, nous avons imposé une excitation de type « burst » de fréquence 40 MHz comportant 10 sinusoïdes pour une valeur d'amplitude de tension crête à crête de 40 V. Les figures 4-37 et 4-38 donnent l'allure respectivement de l'amplitude et le spectre des déplacements.

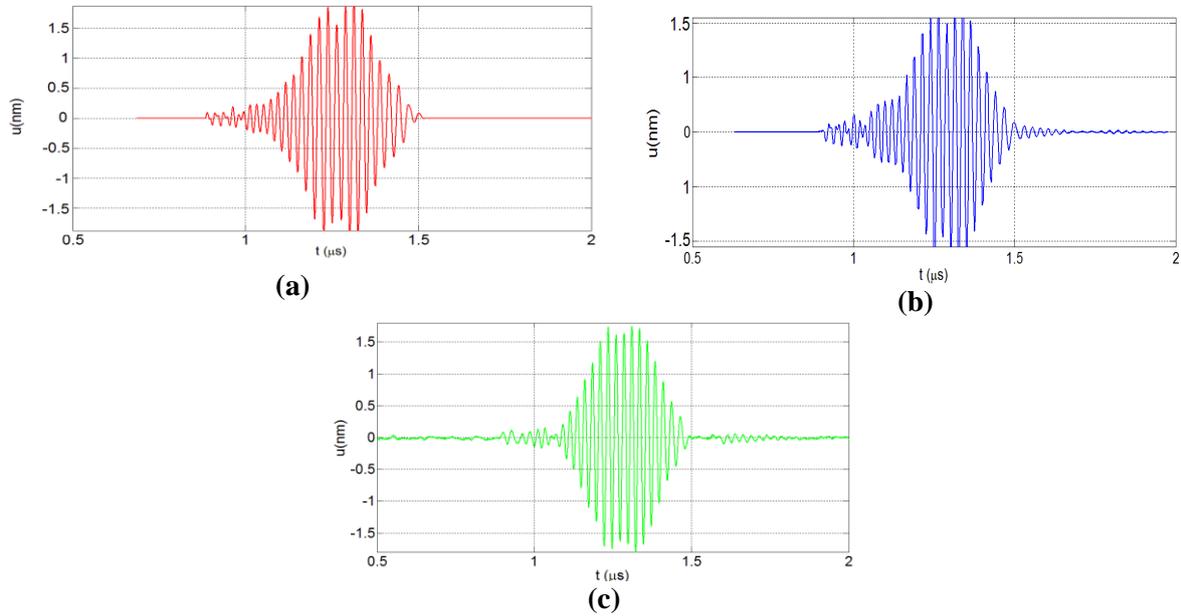


Figure 4-37 : Réponse temporelle en déplacement du capteur down chirp (30 – 100 MHz) pour une excitation de type «burst» (40 MHz-10 sinusoïdes) a) DREAM b) Comsol c) Mesure

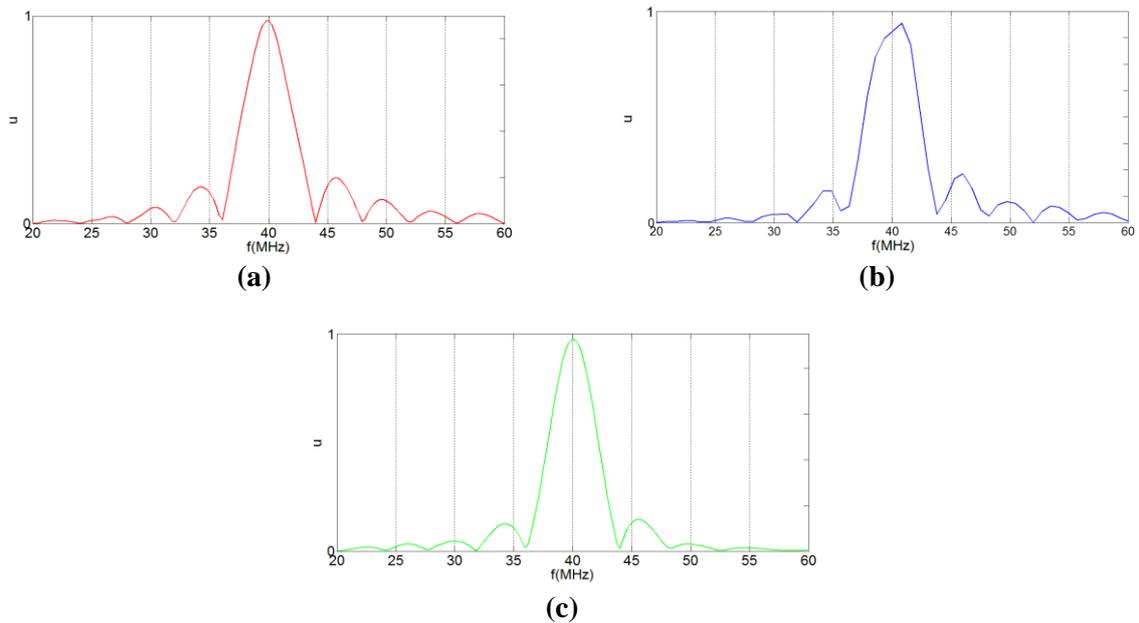


Figure 4-38 : Réponse fréquentielle en déplacement du capteur down chirp (30 – 100 MHz) pour une excitation de type burst (40 MHz-10 sinusoïdes) a) DREAM b) Comsol c) Mesure

Par ailleurs afin d'étudier l'influence du nombre de sinusoïdes, nous avons imposé une excitation de type « burst » de fréquence 40 MHz comportant 20 sinusoïdes pour une valeur d'amplitude de tension crête à crête de 40 V (figure 4-39 et 3-40).

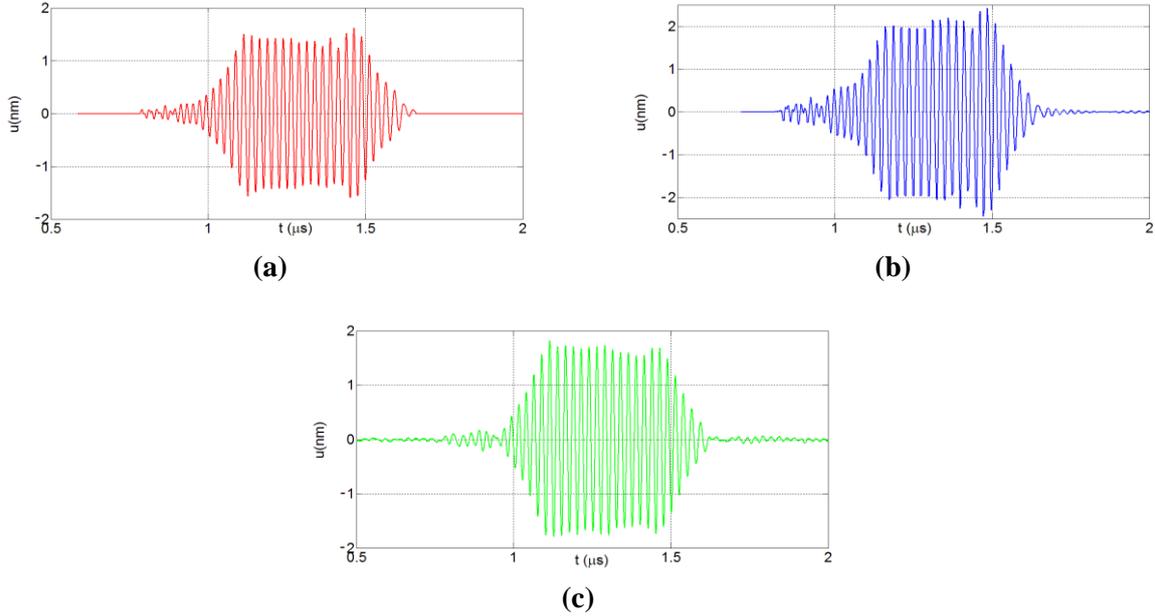


Figure 4-39 : Réponse temporelle en déplacement du capteur down chirp (30 – 100 MHz) pour une excitation de type «burst» (40 MHz-20 sinusoïdes) a) DREAM b) Comsol c) Mesure

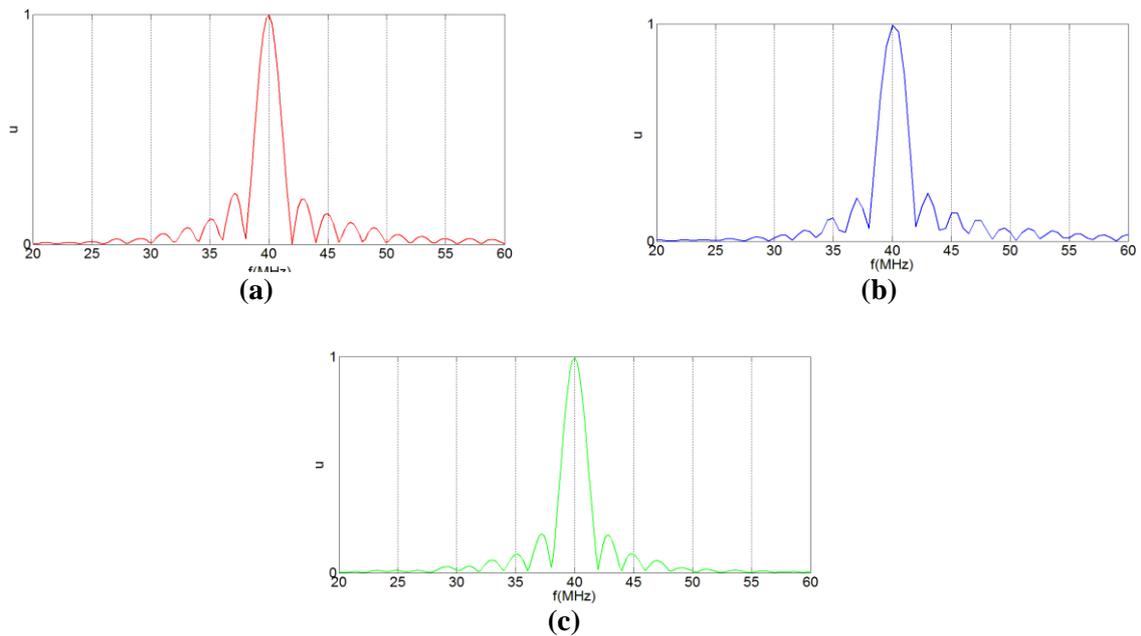


Figure 4-40 : Réponse fréquentielle en déplacement du capteur down chirp (30 – 100 MHz) pour une excitation de type burst (40 MHz-20 sinusoïdes) a) DREAM b) Comsol c) Mesure

Le tableau 4-23 compare les bandes passantes obtenues en fonction du nombre de sinusoïdes du « burst » d'émission (10, 20).

Capteur	Nombre de sinusoides	BP (MHz) (DREAM)		BP (MHz) (Comsol)		BP (MHz) (Mesure)	
		à -3 dB	à -6 dB	à -3 dB	à -6 dB	à -3 dB	à -6 dB
Lcs 2b	10	3,2	4,8	3,6	5	3,3	4,7
	20	1,8	2,5	1,9	2,7	1,8	2,6

Tableau 4-23 : Bande passante du capteur down chirp (30 – 100 MHz) en fonction du nombre de sinusoides du « burst » d’émission (10, 20)

Les amplitudes des déplacements maximales relevées sont d’environ 1,5 nm et 2 nm respectivement pour un « burst » comportant 10 sinusoides et 20 sinusoides, la contribution de la périodicité correspondant à la fréquence de 40 MHz est très faible. Notons aussi que comme pour les capteurs à bande étroite la bande passante pour les spectres dépend du nombre de sinusoides qui compose le «burst».

4.3.3.2 Excitation impulsionnelle

Dans cette partie nous avons imposé une excitation impulsionnelle de durée $\tau=4$ ns et d’amplitude 100 V. Nous avons ensuite comparé les résultats des déplacements normaux obtenus avec Comsol, avec la méthode DREAM par mesure interférométrique. Les figures 4-41 et 4-42 donnent l’allure respectivement de l’amplitude et du spectre des déplacements.

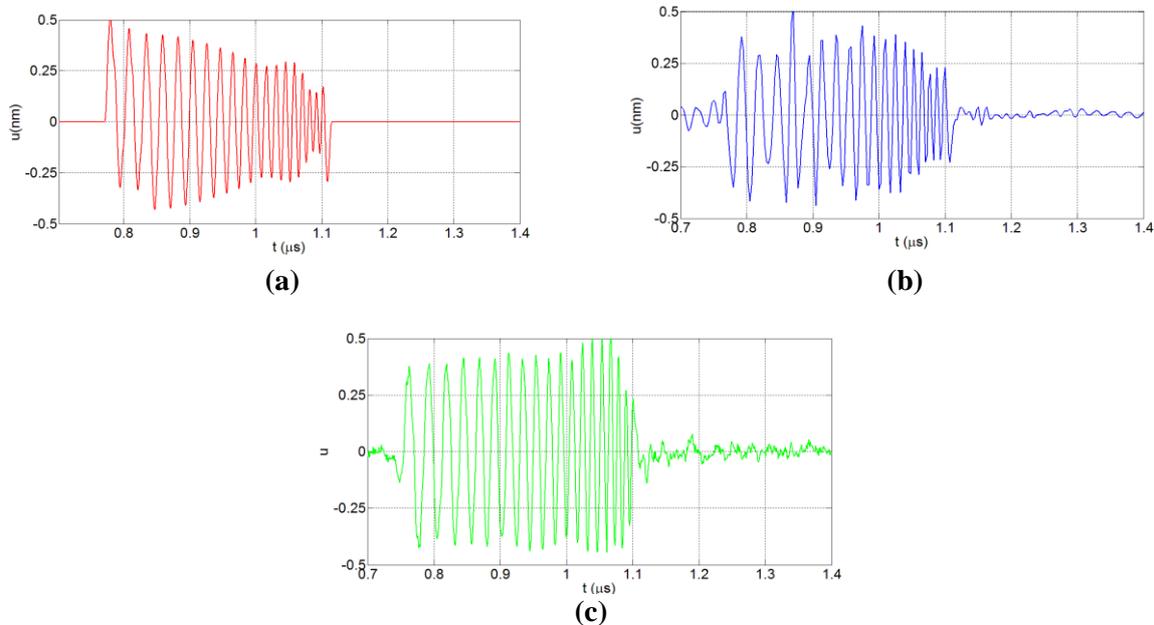


Figure 4-41 : Réponse temporelle en déplacement du capteur down chirp (30 – 100 MHz) pour une excitation impulsionnelle a) DREAM b) Comsol c) Mesure

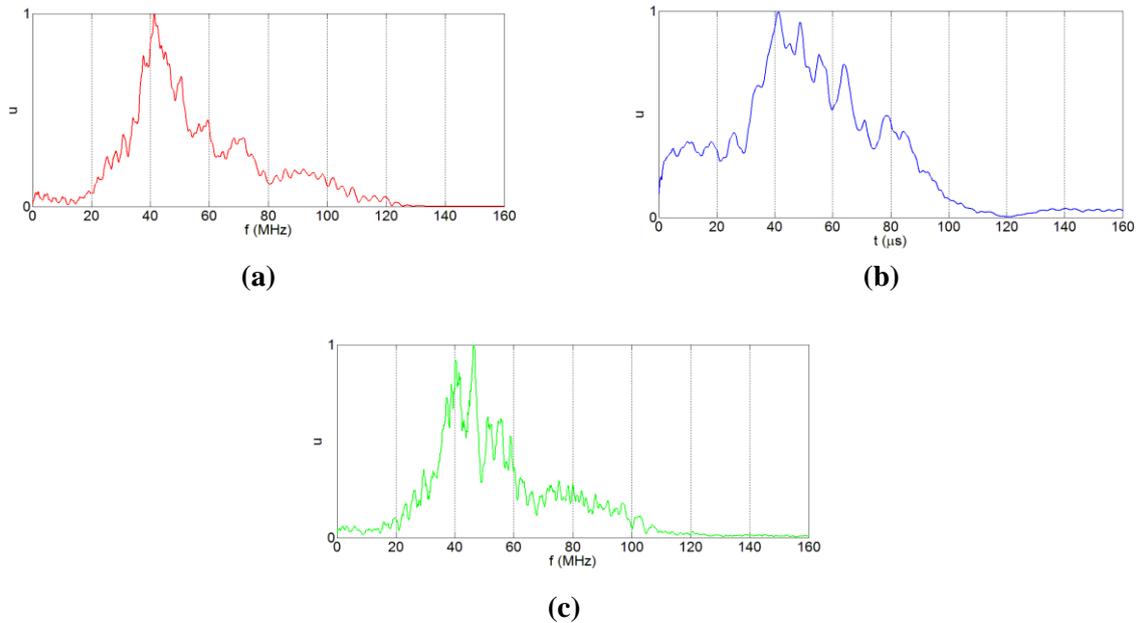


Figure 4-42 : Réponse fréquentielle en déplacement du capteur down chirp (30 – 100 MHz) pour une excitation impulsionnelle a) DREAM b) Comsol c) Mesure

Le tableau 4-24 compare les bandes passantes des spectres obtenues par mesure et par modélisation.

Capteur	BP (MHz)	BP (MHz)	BP (MHz)
	(DREAM)	(Comsol)	(Mesure)
	à -6 dB	à -6 dB	à -6 dB
Lcs 2b	25,6	32,2	27

Tableau 4-24 : Bande passante du capteur down chirp (30 – 100 MHz) pour une excitation impulsionnelle

Comme pour la modélisation, l’amplitude maximale des déplacements est d’environ 0,5 nm. Les largeurs des spectres correspondent aussi aux résultats attendus au vue des durées et bandes passantes des impulsions imposées. Les différences entre les résultats s’expliquent par le fait que l’excitation impulsionnelle utilisée entre modélisations et mesures n’est pas tout à fait identique (voir figures 3-22 et 4-27).

4.3.3.3 Excitation de type Chirp

Le chirp temporel d’excitation, de durée 1 μ s, varie entre les bandes de fréquence allant de 20 à 125 MHz pour une valeur d’amplitude de tension crête à crête de 40 V. Les figures 4-43 et 4-44 donnent l’allure respectivement de l’amplitude et le spectre des déplacements.

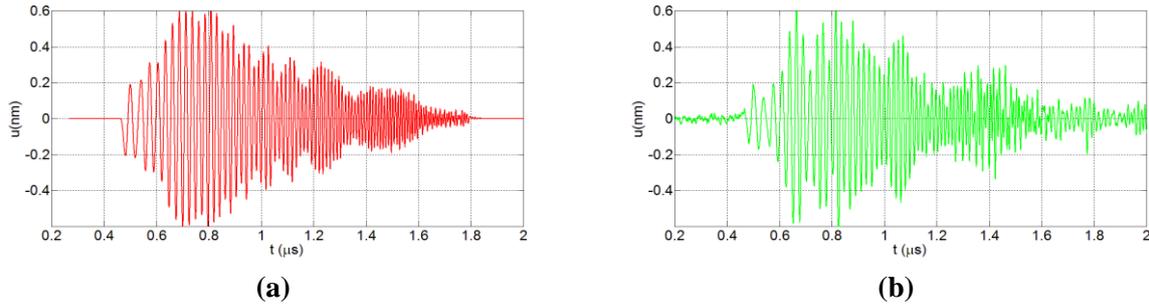


Figure 4-43 : Réponse temporelle en déplacement du capteur down chirp (30 – 100 MHz) pour une excitation de type chirp (20 – 125 MHz) a) DREAM b) Mesure

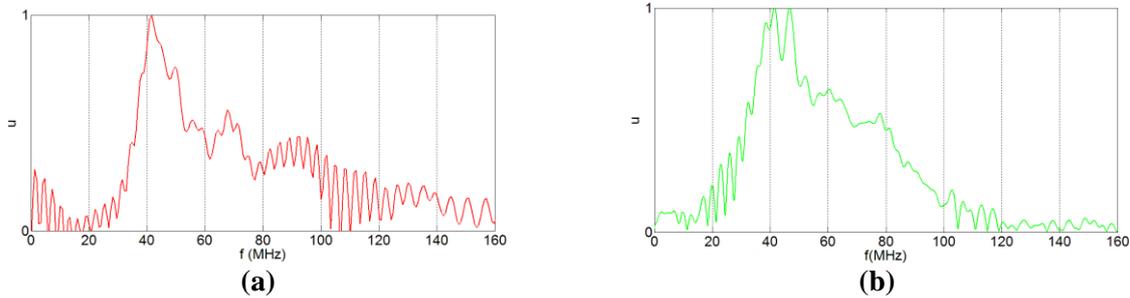


Figure 4-44 : Réponse fréquentielle en déplacement du capteur down chirp (30 – 100 MHz) pour une excitation de type chirp (20 – 125 MHz) a) DREAM b) Mesure

Le tableau 4-25 compare les bandes passantes des spectres obtenues par mesure et par modélisation.

Capteur	BP (MHz)	BP (MHz)
	(DREAM)	(Mesure)
	à - 6 dB	à - 6 dB
Lcs 2b	32,3	34,2

Tableau 4-25 : Bande passante du capteur down chirp (30 – 100 MHz) pour une excitation de type chirp (20 – 125 MHz)

L’excitation avec un chirp temporel influe sur l’énergie engendrée par le capteur. Les amplitudes de déplacements maximales relevées sont d’environ 0,6 nm. Il est important de noter, pour les mêmes raisons que pour le capteur à bande étroite, nous nous limitons à une modélisation avec la méthode DREAM (voir chapitre 3 § 3.2.1.5). Ce point est important car la répartition fréquentielle au cours du temps dans l’excitation chirp vis-à-vis de la répartition spatiale du capteur chirp, a une forte influence sur le signal.

Conclusion

Concernant la précision, sur les déplacements générés par les capteurs, entre les résultats obtenus par modélisation avec la méthode DREAM et ceux obtenus par mesure, nous notons, pour l’excitation de type « burst », une bonne concordance en amplitude et en bande passante. Pour l’excitation impulsionnelle, nous notons, un écart moyen de 5% en amplitude et en bande passante à -6 dB, cela

est notamment dû à l'utilisation d'un type d'excitation impulsionnelle, pour les mesures et pour la modélisation avec DREAM, quasi identique. Pour l'excitation de type « chirp », nous notons aussi un écart moyen de 5% en amplitude et en bande passante à -6 dB.

4.3.4 Capteurs chirp (20 - 125 MHz)

Dans cette partie nous allons effectuer les mesures sur un capteur large bande de type chirp de fréquence allant 20 à 125 MHz comportant 74 électrodes. Le tableau 4-26 représente les caractéristiques du capteur chirp (20 – 125 MHz). La longueur L du capteur est de 4 mm.

Nom	fo(MHz)	D	Wa(mm)	a (μm)	b (μm)	p (μm)	λ (μm)
Lcs 4b	[20-125]	74	2,5	[8-50]	[8-50]	[16-100]	[32-200]

Tableau 4-26 : Paramètres du capteur up chirp (20-125 MHz)

4.3.4.1 Excitation de type «burst»

Comme pour le capteur chirp (30 – 100 MHz), nous comparons les résultats des déplacements normaux de l'onde de surface générée par le capteur IDT à la fois par éléments finis, par la méthode DREAM et par mesure interférométrique. Nous avons imposé une excitation de type « burst » de fréquence 40 MHz comportant 20 sinusoïdes pour une valeur d'amplitude de tension crête à crête de 40 V. Les figures 4-45 et 4-46 donnent l'allure respectivement de l'amplitude et le spectre des déplacements.

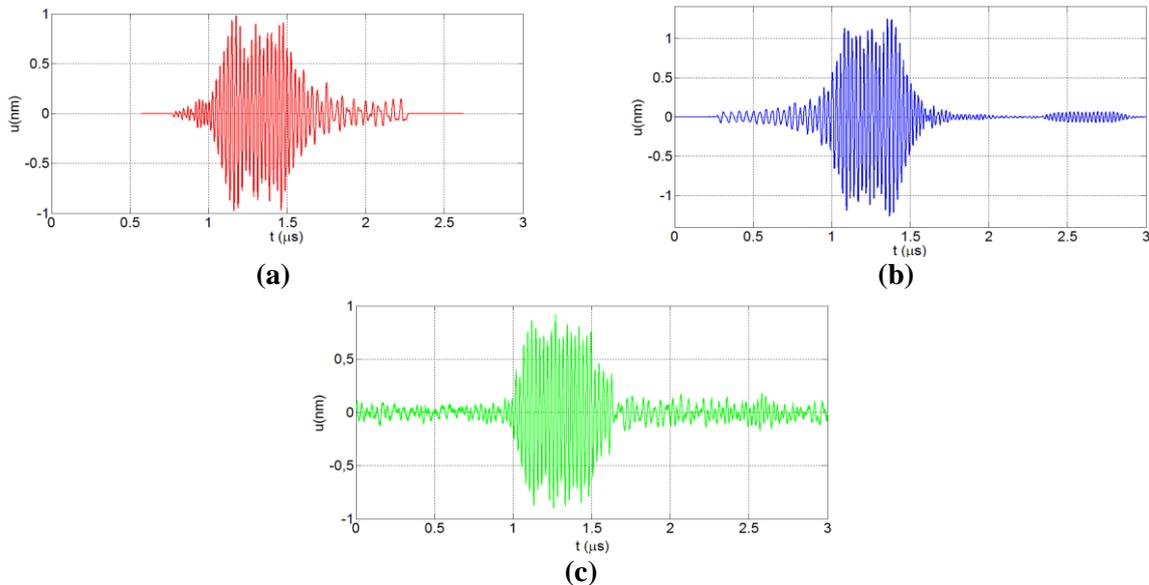


Figure 4-45 : Réponse temporelle en déplacement du capteur up chirp (20 – 125 MHz) pour une excitation de type «burst» (40 MHz-20 sinusoïdes) a) DREAM b) Comsol c) Mesure

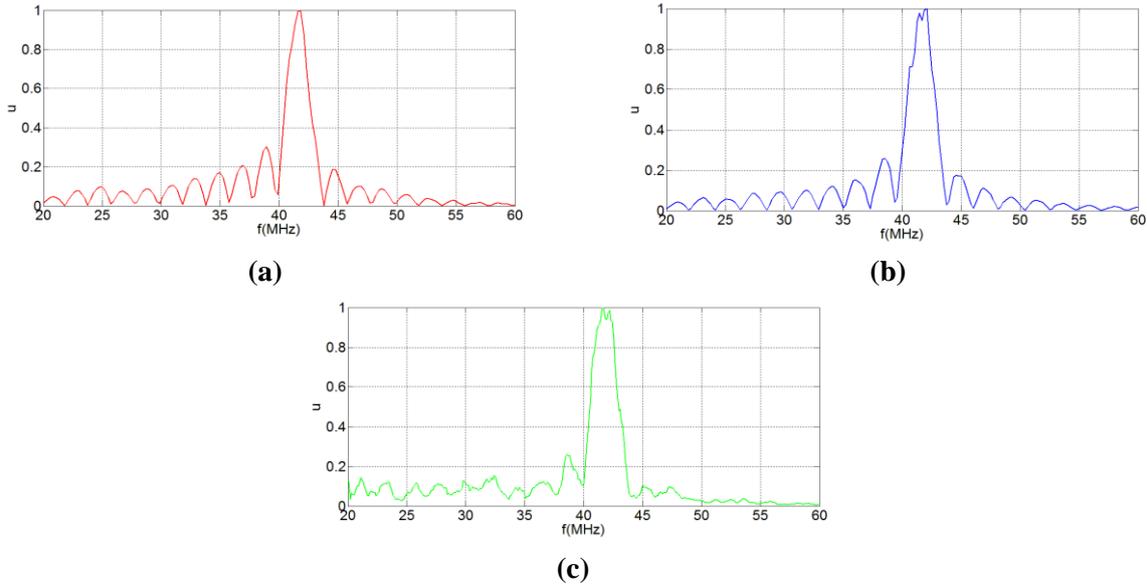


Figure 4-46 : Réponse fréquentielle en déplacement du capteur up chirp (20 – 125 MHz) pour une excitation de type «burst» (40 MHz-20 sinusoïdes) a) DREAM b) Comsol c) Mesure

Le tableau 4-27 compare les bandes passantes obtenues.

Capteur	Nombre de sinusoïdes	BP (MHz) (DREAM)		BP (MHz) (Comsol)		BP (MHz) (Comsol)	
		à -3 dB	à -6 dB	à -3 dB	à -6 dB	à -3 dB	à -6 dB
Lcs 4b	20	1,5	2,4	1,6	2,5	1,7	2,5

Tableau 4-27 : Bande passante du capteur up chirp (20 – 125 MHz) pour une excitation « burst » d’émission de 20 sinusoïdes

L’amplitude des déplacements mesurée pour le cas du «burst» constitué de 20 sinusoïdes est d’environ 1 nm. La bande passante est toutefois faible, la bande passante des spectres dépend du nombre de sinusoïdes qui compose le «burst» d’excitation.

4.3.4.2 Excitation impulsionnelle

Dans cette partie les résultats concernent les déplacements normaux obtenus avec Comsol, avec DREAM mais aussi par mesure interférométrique. Les figures 4-47 et 4-48 donnent l’allure respectivement de l’amplitude et du spectre des déplacements. Nous avons imposé une excitation impulsionnelle de durée $\tau=4$ ns et d’amplitude 100 V.

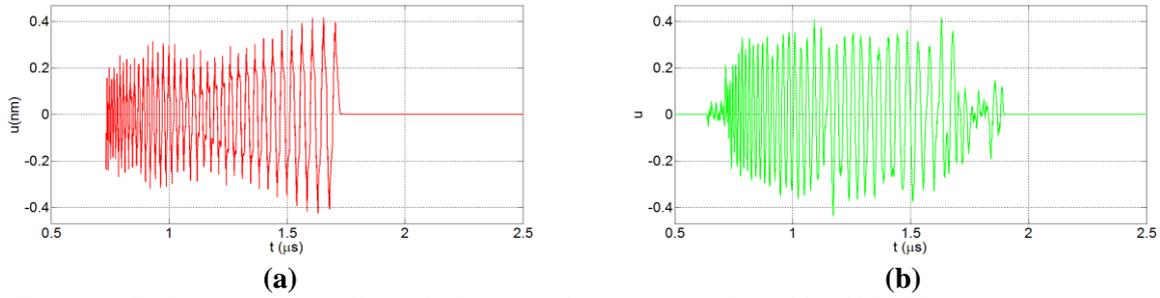


Figure 4-47 : Réponse temporelle en déplacement du capteur up chirp (20 – 125 MHz) pour une excitation impulsionnelle a) DREAM b) Mesure

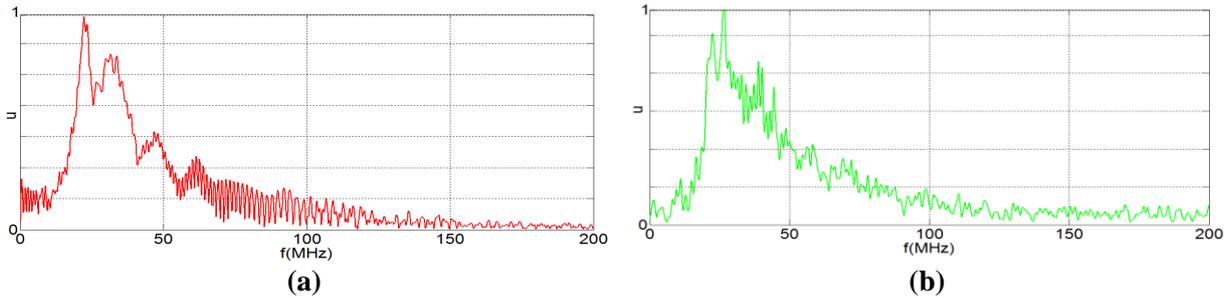


Figure 4-48 : Réponse fréquentielle en déplacement du capteur up chirp (20 – 125 MHz) pour une excitation impulsionnelle a) DREAM b) Mesure

Le tableau 4-28 compare les bandes passantes des spectres obtenues par mesure et par modélisation.

Capteur	BP (MHz)	BP (MHz)	BP (MHz)
	(DREAM)	(Comsol)	(Mesure)
	à -6 dB	à -6 dB	à -6 dB
Lcs 4b	34	38	37

Tableau 4-28: Bande passante du capteur up chirp (20 – 125 MHz) pour une excitation impulsionnelle

Pour le cas de ce capteur chirp, la disposition des électrodes est telle que les hautes fréquences arrivent en premier, l’amplitude maximale des déplacements est d’environ 0,4 nm. L’amplitude des spectres décroît avec la fréquence. Ce phénomène est dû à l’augmentation des nombres de paires de doigts de périodicité correspondant aux fréquences allant de 20 à 50 MHz, leur contribution est donc plus importante.

4.3.4.3 Excitation de type Chirp

Le chirp temporel d’excitation, de durée 1 μs, varie entre les bandes de fréquences allant de 20 à 125 MHz pour une valeur d’amplitude de tension crête à crête de 40 V. Les figures 4-49 et 4-50 donnent l’allure respectivement de l’amplitude et du spectre des déplacements.

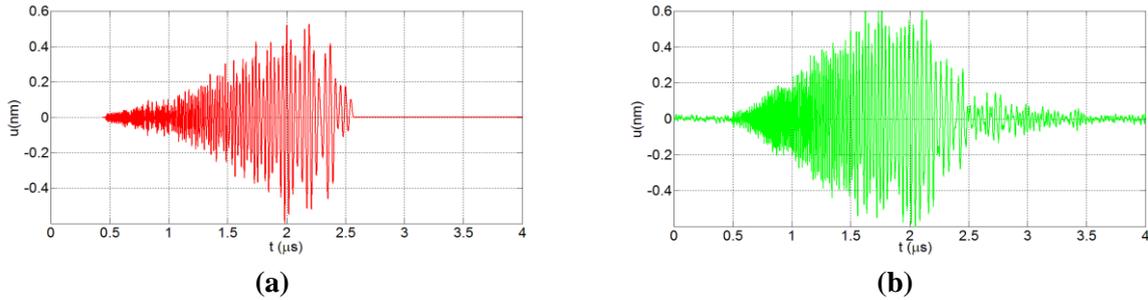


Figure 4-49 : Réponse temporelle en déplacement du capteur up chirp (20 – 125MHz) pour une excitation de type chirp (20 – 125 MHz) a) DREAM b) Mesure

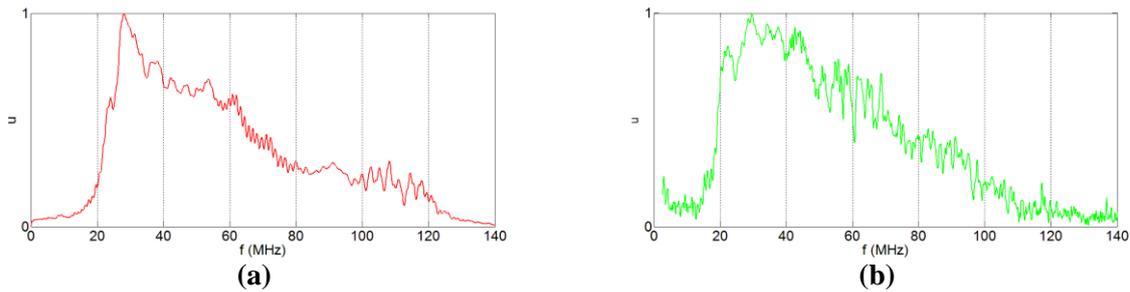


Figure 4-50 : Réponse fréquentielle en déplacement du capteur up chirp (20 – 125 MHz) pour une excitation de type chirp (20 – 125 MHz) a) DREAM b) Mesure

L’amplitude maximale des déplacements est d’environ 0,6 nm contre 0,4 nm pour une excitation impulsionnelle.

Le tableau 4-39 compare les bandes passantes des spectres obtenues par mesure et par modélisation.

Capteur	BP (MHz) (DREAM)	BP (MHz) (Mesure)
	à - 6 dB	à - 6 dB
Lcs 4b	53	58

Tableau 4-29 : Bande passante du capteur up chirp (20 – 125 MHz) pour une excitation de type chirp (20 – 125 MHz)

Comme pour le capteur chirp (30 – 100 MHz), l’excitation avec un chirp temporel influe sur l’amplitude des champs de déplacement engendrée par le capteur. La bande passante passe de 37 MHz pour une excitation impulsionnelle à 58 MHz, comme on l’a déjà signalé ce résultat, est lié à la bande passante du spectre de l’excitation impulsionnelle qui décroît en hautes fréquences.

Conclusion

Concernant la précision, sur les déplacements générés par les capteurs, entre les résultats obtenus par modélisation avec la méthode DREAM et ceux obtenus par mesure, nous notons, pour l’excitation de type « burst », un écart moyen de 4% en amplitude et en bande passante. Pour l’excitation impulsionnelle, nous notons, un écart moyen de 8% en amplitude et en bande passante à -6 dB. Pour

l'excitation de type « chirp », nous notons aussi un écart moyen de 8% en amplitude et en bande passante à -6 dB.

4.3.5 Capteurs chirp (20 - 125 MHz) optimisés

Dans cette partie nous allons effectuer les mesures sur un capteur large bande de type chirp de fréquence allant 20 à 125 MHz comportant 149 électrodes. Le tableau 4-30 représente les caractéristiques du capteur chirp (20 – 125 MHz). La longueur L du capteur est de 4 mm.

Nom	Δf_0 (MHz)	D	Wa(mm)	a (μm)	b (μm)	p (μm)	λ (μm)	e (μm)	h (μm)	e/ λ	h/ λ (%)
Lcs 5b	[20-125]	149	2,5	10	[6-90]	[16-100]	[32-200]	500	0,4	[2,4-15,6]	[0,2-1,2]

Tableau 4-30 : Paramètres du capteur up chirp (20-125 MHz) optimisé

4.3.5.1 Excitation de type «burst»

Comme pour le capteur chirp étudié précédemment, nous allons comparer les résultats des déplacements normaux de l'onde de surface générée par le capteur IDT à la fois par éléments finis, par la méthode DREAM et par mesure interférométrique. Nous avons imposé une excitation de type « burst de fréquence 40 MHz comportant 20 sinusoides pour une valeur d'amplitude de tension crête à crête de 40 V. Les figures 4-51 et 4-52 donnent l'allure respectivement de l'amplitude et le spectre des déplacements.

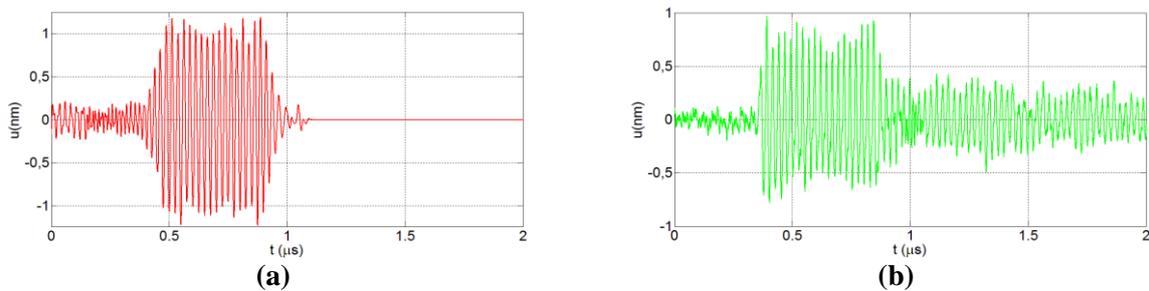


Figure 4-51 : Réponse temporelle en déplacement du capteur up chirp (20 – 125 MHz) optimisé pour une excitation de type «burst» (40 MHz-20 sinusoides) a)DREAM c)Mesure

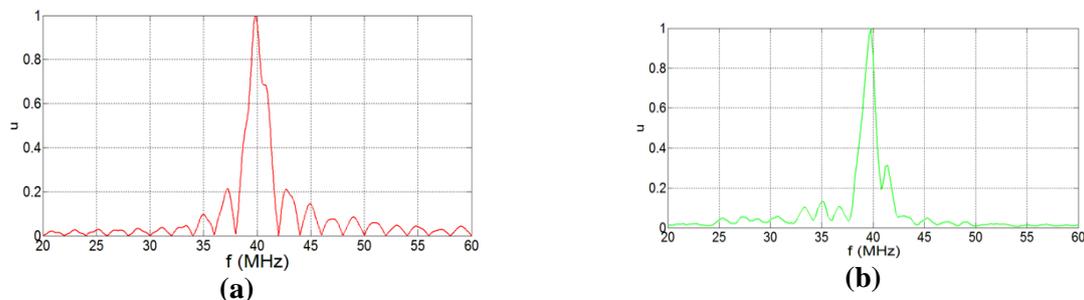


Figure 4-52 : Réponse fréquentielle en déplacement du capteur up chirp (20 – 125 MHz) optimisé pour une excitation de type «burst» (40 MHz-20 sinusoides) a) DREAM c) Mesure

Le tableau 4-31 compare les bandes passantes des spectres obtenues par mesure et par modélisation.

Capteur	Nombre de sinusoïdes	BP (MHz) (DREAM)		BP (MHz) (Mesure)	
		à -3 dB	à -6 dB	à -3 dB	à -6 dB
Lcs 5b	20	1,3	2,1	1,2	1,8

Tableau 4-31: Bande passante du capteur up chirp (20 – 125 MHz) optimisé pour 20 nombres de sinusoïdes du « burst » d’émission

L’amplitude des déplacements mesurée pour le cas du «burst» constitué de sinusoïdes 20 est d’environ 1 nm. La bande passante est toutefois faible, la bande passante des spectres dépend du nombre de sinusoïdes qui compose le «burst» d’excitation.

4.3.5.2 Excitation impulsionnelle

Dans cette partie nous allons comparer les résultats des déplacements normaux de l’onde de surface générée par le capteur IDT obtenus expérimentalement et ceux fournis par la méthode DREAM. Les figures 4-53 et 4-54 donnent l’allure respectivement de l’amplitude et le spectre des déplacements. Nous avons imposé une excitation impulsionnelle de durée $\tau=4$ ns et d’amplitude 100 V.

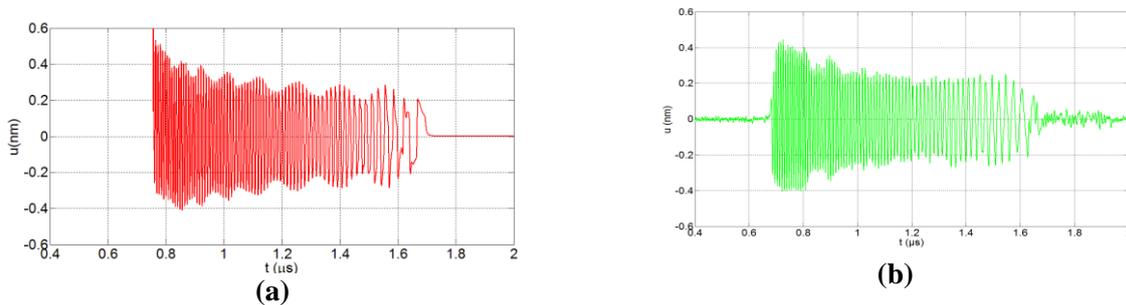


Figure 4-53 : Réponse temporelle en déplacement du capteur up chirp (20 – 125 MHz) optimisé pour une excitation impulsionnelle a) DREAM b) Mesure

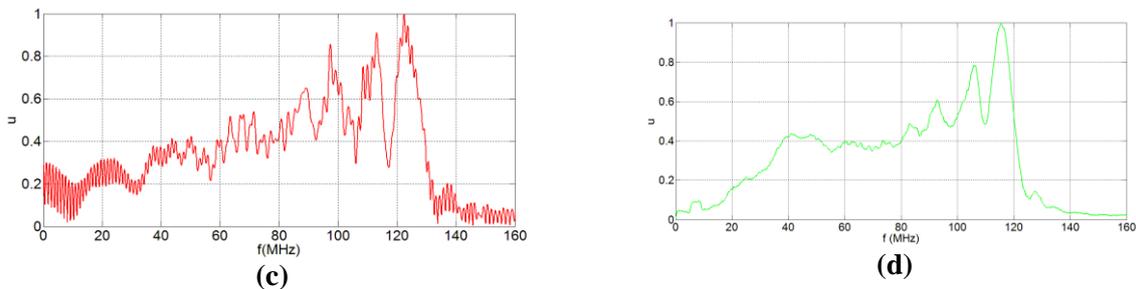


Figure 4-54 : Réponse fréquentielle en déplacement du capteur up chirp (20 – 125 MHz) optimisé pour une excitation impulsionnelle c) DREAM d) Mesure

L'amplitude maximale des déplacements est d'environ 0,6 nm contre 0,4 nm pour le capteur chirp (20 – 125 MHz) étudié précédemment.

4.3.5.3 Excitation de type Chirp

Le chirp temporel d'excitation, de durée 1 μ s, varie entre les bandes de fréquence allant de 20 à 125 MHz pour une valeur d'amplitude de tension crête à crête de 40 V. Les figures 4-55 et 4-56 donnent l'allure respectivement de l'amplitude et le spectre des déplacements.

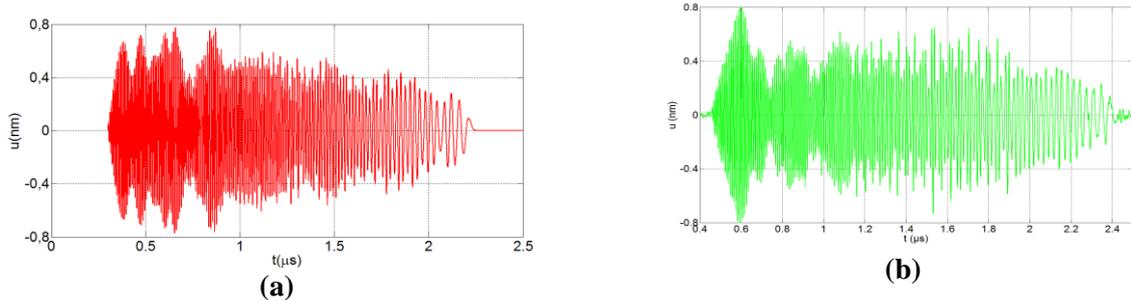


Figure 4-55 : Réponse temporelle en déplacement du capteur up chirp (20 – 125MHz) optimisé pour une excitation de type chirp (20 – 125 MHz) a) DREAM b) Mesure

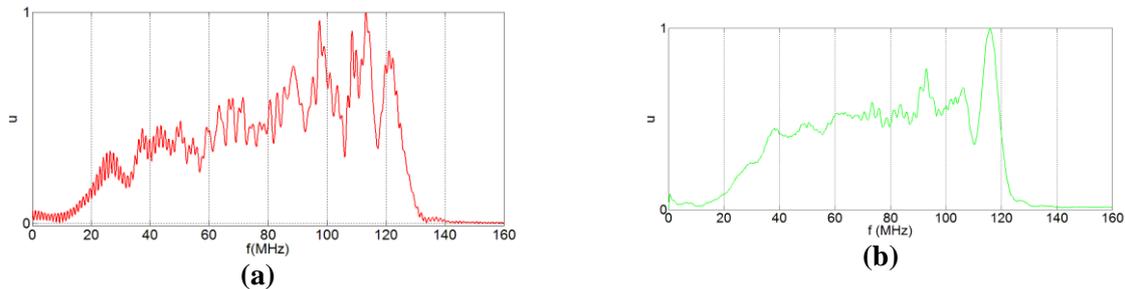


Figure 4-56 : Réponse fréquentielle en déplacement du capteur up chirp (20 – 125 MHz) optimisé pour une excitation de type chirp (20 – 125 MHz) a) DREAM b) Mesure

Le tableau 4-32 compare les bandes passantes des spectres obtenues par mesure et par modélisation. Les valeurs indiquées dans le tableau sont obtenues suite à un lissage sur les courbes présentées (figure 4-56).

Capteur	BP (MHz)	BP (MHz)
	(DREAM)	(Mesure)
	à - 6 dB	à - 6 dB
Lcs 5b	87	110

Tableau 4-32 : Bande passante du capteur up chirp (20 – 125 MHz) optimisé pour une excitation de type chirp (20 – 125 MHz)

L'excitation avec un chirp temporel a permis d'obtenir une amplitude maximale de déplacement de 0,8 nm. Nous avons réussi à obtenir un capteur large bande et présentant un spectre constant dans la bande 20 – 125 MHz pour une excitation de type chirp. Les amplitudes engendrées par les capteurs sont assez conséquentes et suffisantes pour l'application visée [Deboucq 12]. Concernant le résultat de modélisation avec DREAM, le spectre n'est pas tout à fait plat comme attendu, on a toutefois remarqué qu'en tenant compte de l'atténuation (qui est fonction de la fréquence) dans la modélisation, le spectre devient plus ou moins constant dans la bande 20 – 125 MHz à l'image du spectre mesurée.

Par ailleurs, nous avons également étudié l'intérêt d'une excitation de type chirp sur les capteurs IDT chirp en termes d'efficacité sur les amplitudes des SAW générées. Nous avons dans un premier temps comparé les spectres des SAW excitées par un capteur chirp 20-125 (Lcs 4b) pour différentes excitations. Nous avons considéré des durées de chirp : 0,269 μs , 0,5 μs , 1 μs , 1,5 μs et 2 μs . Les résultats sont reportés sur la figure 4-57. On remarque que l'excitation chirp (d'amplitude 40 V crête - crête) comme pour l'excitation impulsionnelle (d'amplitude 100 V) a permis de mettre en évidence la bande de fonctionnement du capteur. On peut vérifier aussi qu'à partie de la durée T égale à 1 μs ($T=L/V$, L étant la longueur du capteur) on atteint une largeur de spectre maximale.

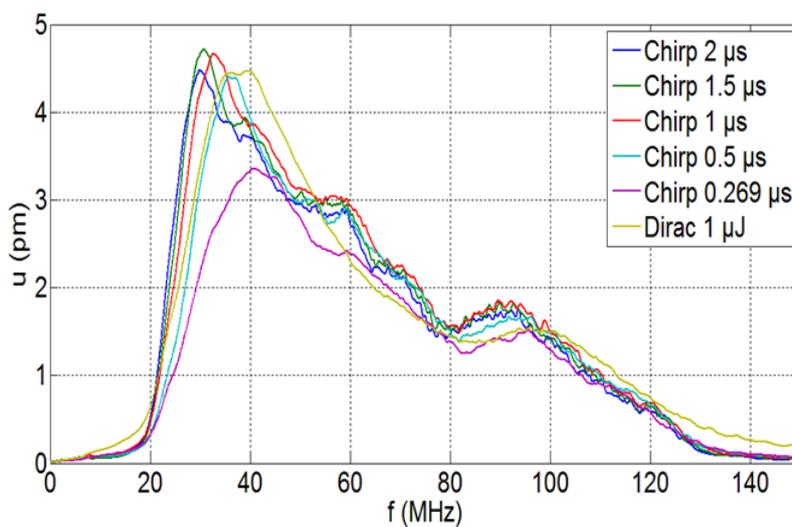


Figure 4-57 : Réponses fréquentielles en déplacement du capteur up chirp (20 – 125 MHz) (Lcs 4b) pour différentes durées du chirp d'excitation (20 – 125 MHz)

De même si on compare à présent les amplitudes des déplacements des SAW engendrées pour ces différentes excitations (figure 4-58), on remarque que l'on obtient des déplacements plus importants dans le cas d'une excitation chirp par rapport à une excitation impulsionnelle.

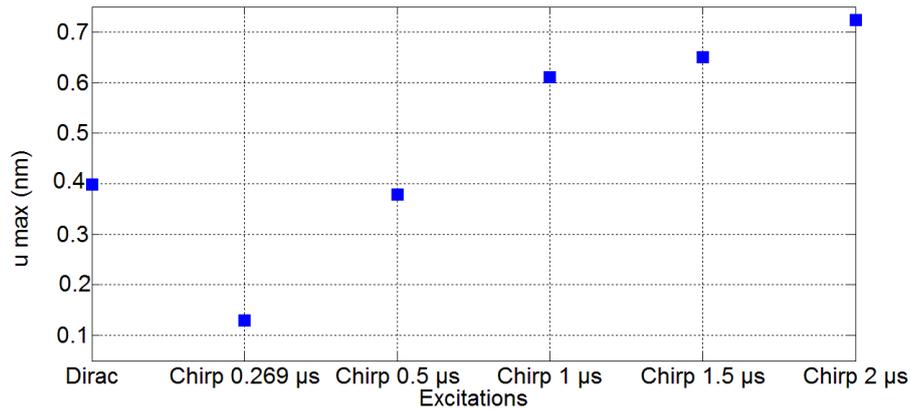


Figure 4-58: Déplacements maximaux obtenus avec le capteur up chirp (20 – 125 MHz) (Lcs 4b) pour différentes types d'excitations

Le résultat observé dans la figure 4-58 est très intéressant car pour garantir des mesures fiables dans le cadre des contrôles non destructifs sur différentes structures, il est essentiel de pouvoir générer des SAW avec des amplitudes suffisantes. Or, pour l'excitation impulsionnelle, l'amplitude maximale est limitée par la constitution même de capteur IDT. En effet, la distance entre les électrodes est directement conditionnée par la fréquence des SAW que l'on souhaite exciter. Ainsi, pour une fréquence de 100MHz, cette distance entre électrodes est de 10 μ m et une tension trop importante imposée sur les électrodes conduirait à un claquage de cristal (niobate de lithium) en dépassant la valeur de la rigidité diélectrique de ce dernier. Dans notre cas, nous limitons l'amplitude du choc électrique à 100 V.

Dans le cas de l'excitation chirp, nous avons imposé un signal d'amplitude crête-crête de 40V et nous pouvons observer un gain de 50 % à 75 % pour des durées de 1 et 2 μ s par rapport à l'excitation impulsionnel. Les amplificateurs dont nous disposons ne nous permettaient pas d'imposer une ddp supérieure à 40 volts mais il est tout à fait possible d'envisager par la suite, soit des ddp plus importantes, soit des durées de chirp plus longues.

Conclusion

Concernant la précision, sur les déplacements générés par les capteurs, entre les résultats obtenus par modélisation avec la méthode DREAM et ceux obtenus par mesure, nous notons, pour l'excitation de type « burst », un écart moyen de 10% en amplitudes. Concernant les bandes passantes, nous notons un écart moyen de 15%.

CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons premièrement détaillé la manière dont sont conçus les capteurs IDT au travers des différentes techniques de dépôts d'électrodes et de couches minces. Nous avons ensuite effectué la caractérisation électroacoustique des différents capteurs IDT réalisés. La troisième partie de ce chapitre a été consacrée à l'étude des amplitudes et spectres des déplacements générés par les capteurs. Nous avons aussi étudié l'influence du type d'excitation utilisée.

D'une manière générale, la comparaison des signaux expérimentaux et ceux issus de la modélisation montre une assez bonne concordance tant sur la forme des signaux, que sur les résistances, les pertes et l'amplitude des déplacements normaux relevés surtout pour l'excitation de type « burst ». D'autre part, nous notons que les niveaux des déplacements engendrés par les ondes de surface sont assez importants pour toute la gamme de fréquences couverte par les capteurs IDT. Pour les capteurs à bande étroite, les amplitudes sont plus importantes pour les excitations de type « burst ». Concernant les capteurs chirp larges bandes, l'excitation chirp semble être plus avantageuse, elle permet d'une part d'obtenir directement un spectre large bande correspondant aux bandes fréquentielles de fonctionnement des capteurs et des niveaux de déplacements engendrés pour les ondes de surface suffisants pour l'application visée. Les mesures de vitesse de propagation dans le chapitre suivant permettront de confirmer ces différentes conclusions.

Au final, nous obtenons des capteurs à bande étroite fonctionnels dans la gamme de fréquences de 10 à 150 MHz, mais aussi différents capteurs large bande avec des fréquences de fonctionnement couvrant la bande 30 – 100 MHz et 20 – 125 MHz. D'autre part, les avantages d'une technique à double chirp spatio-temporelle ont été démontrés. Elle permet de garantir la bande passante des SAW générées par les capteurs IDT tout en assurant des amplitudes importantes et nécessaires pour la caractérisation non destructive des revêtements. Dans le chapitre suivant, nous allons effectuer la caractérisation de structures à couche mince.

Chapitre 5 : Caractérisation ultrasonore des couches minces

Table des matières

INTRODUCTION.....	188
5.1 Caractérisation d'une couche mince métallique.....	188
5.1.1 Estimation de la dispersion des vitesses de phase pour une couche mince de 100nm	190
5.1.1.1 Détermination des vitesses de phase	190
5.1.1.2 Transformée de Slant Stack.....	192
5.1.1.3 Paramètres de mesure optimaux	195
5.1.1.4 Influence de la bande passante du chirp d'excitation et de sa durée	204
5.1.1.5 Influence de la bande passante du capteur.....	205
5.1.2 Méthode d'inversion.....	207
5.1.3 Détermination des propriétés élastiques de la couche 100 nm d'or et du substrat de silice...	208
5.2 Caractérisation de revêtement sol-gel silice hybride – PDMS	210
5.2.1 Les revêtements sol-gel : PDMS/silice.....	212
5.2.2 Dispersion du premier mode de Rayleigh	213
5.2.3 Résultats expérimentaux.....	214
5.2.4 Détermination des propriétés des couches sol gel et du substrat.....	218
CONCLUSION	220

INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous allons caractériser des structures à couche mince à l'aide des capteurs IDT. Cette caractérisation permettra d'obtenir les paramètres élastiques des couches et des substrats mais aussi l'épaisseur des couches. Pour ce faire, nous allons utiliser la méthode d'inversion à partir des courbes de dispersions expérimentales des ondes de surface dans les structures étudiées. Dans le cadre de la résolution de ce problème inverse, nous allons faire correspondre les vitesses calculées théoriquement à celles mesurées expérimentalement en ajustant les paramètres élastiques de la structure analysée. Les caractéristiques de cette dernière seront ainsi déduites à partir du modèle théorique et des mesures expérimentales. Il est donc nécessaire de déterminer expérimentalement avec précision les vitesses de phase dans les structures à étudier.

Dans la première partie de ce chapitre nous commencerons par la caractérisation de couches minces métalliques ; après avoir présenté les échantillons, nous détaillerons le protocole expérimental qui nous a permis de mesurer les déplacements des ondes de surface dans la couche et la méthode de traitement des données utilisée pour obtenir avec précision les vitesses de phase des ondes de surface. Ensuite, nous aborderons la résolution du problème inverse sur les échantillons. Dans la deuxième partie, nous étudierons les revêtements de type sol-gel étudiés dans le cadre du Projet « MégaJoule » en collaboration avec le CEA/Le Ripault (Commissariat à l'Energie Atomique).

Ces différents échantillons seront caractérisés par des ondes acoustiques de surface de type Rayleigh hautes fréquences générées par les capteurs IDT à large bande.

5.1 Caractérisation d'une couche mince métallique

Les couches métalliques sont très utilisées dans le domaine de la microélectronique (voir chapitre 1). Elles sont utilisées par exemple comme pistes conductrices sur les circuits imprimés, ou comme revêtement de protection de surface [Labachelerie 04].

Dans le cadre de cette étude, plusieurs échantillons de type couche sur substrat ont été réalisés. Nous avons pris pour substrat de la silice d'épaisseur 3,2 mm sur lequel nous avons déposé par évaporation des couches d'or variant de 500 à 100 nm environ. Compte tenu de la gamme de fréquences des ondes de surface que nous avons employée, le substrat est considéré comme semi-infini.

A partir des caractéristiques des revêtements et des substrats, les courbes de dispersion ont été tracées en utilisant des programmes développés au laboratoire, basés sur des modèles analytiques. Ces modèles analytiques exploitent soit des matrices de transfert [Fourez 13] soit la méthode polynomiale [Lefèvre 00]. A titre d'exemple, nous avons tracé la courbe de dispersion théorique en considérant l'or et la silice comme isotropes (figure 5-1) et en utilisant les paramètres élastiques initiaux trouvés dans la littérature (tableau 5-1).

Dans la suite, afin de différencier les vitesses nous avons choisi les notations ci-dessous :

- V_R dans le substrat : elle correspond à la vitesse des ondes de Rayleigh dans le substrat non revêtu, elle est de 3128 m/s pour la silice.

- V_R dans la couche : elle correspond à la vitesse des ondes de Rayleigh dans le matériau de type couche sur substrat (couche d'or sur substrat de silice).

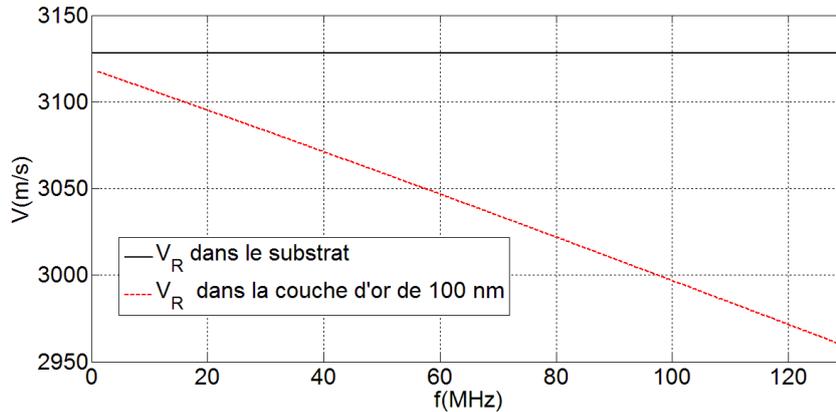


Figure 5-1 : Vitesses de phase du premier mode de Rayleigh pour une couche d'or de 100 nm sur substrat de silice

Paramètres	Couche d'or	Substrat de silice
Masse volumique ρ (g/cm ³)	19,3	2,191
Vitesse longitudinale v_l (m/s)	3212	5569,6
Vitesse transversale v_t (m/s)	1193	3426,3
Vitesse de l'onde de Rayleigh V_R (m/s)	1127	3128

Tableau 5-1 : Caractéristiques de la couche d'or et du substrat considérés comme isotropes

La vitesse transversale dans l'or v_t' est de 1193 m.s⁻¹ et celle dans la silice v_t est de 3426,3 m.s⁻¹, le rapport v_t'/v_t est de 0,35. Nous sommes donc dans le cas d'une combinaison couche/substrat se trouvant en dessous de la limite $v_t' = v_t/\sqrt{2}$ (§ 1.4.2.2) c'est-à-dire dans le cas où la vitesse transversale dans la silice est supérieure à celle de la couche d'or. La couche est alors dite "loading" car elle charge le substrat. Dans ce cas la vitesse de l'onde de surface se propageant dans le substrat seul est diminuée par la présence de la couche. En d'autres termes, plus la fréquence augmente, plus la longueur d'onde diminue et plus l'énergie de l'onde de surface est confinée essentiellement dans la couche et la vitesse de phase évolue en fonction de la fréquence entre la vitesse des ondes de Rayleigh dans le substrat vers la vitesse des ondes de Rayleigh dans la couche (voir figure 5-1). Au vu des faibles épaisseurs de la couche d'or, la variation de vitesse sur la plage de fréquences que nous avons envisagée allant de 20 à 125 MHz est de 165 m/s. C'est en exploitant cette variation importante de

vitesse que nous allons obtenir, par inversion, des précisions importantes sur les caractéristiques de la couche et du substrat. Nous effectuerons donc les mesures de vitesses avec les capteurs larges bandes afin d'avoir une estimation des vitesses de phase sur une large bande de fréquences (20 – 125 MHz).

5.1.1 Estimation de la dispersion des vitesses de phase pour une couche mince de 100nm

Pour rappel, plusieurs couches d'or ont été déposées sur des substrats en silice d'épaisseur 3,2 mm (figure 5-2). Toutefois, nous avons fait le choix de présenter nos résultats sur le cas le plus difficile à caractériser c'est-à-dire la couche la plus fine : 100 nm d'or. Le diamètre de l'échantillon est de 6 cm.



Figure 5-2 : Echantillon de 100 nm d'or sur 3,2 mm de silice

5.1.1.1 Détermination des vitesses de phase

Les ondes de surface de type Rayleigh sont générées par le capteur IDT puis transmises sur l'échantillon à tester via un couplant, les déplacements normaux engendrés sont détectés sur plusieurs points à l'aide de l'interféromètre UHF 120.

Le protocole expérimental pour mesurer les déplacements normaux des ondes de surface est pratiquement le même que celui décrit au chapitre 4 pour la caractérisation des champs de déplacement engendrés par les capteurs (§ 4.3.2.1). Nous utilisons toujours la détection interférométrique à l'aide de l'UHF 120 (figure 5-3). Ce type d'interféromètre laser de Polytec haute fréquence peut mesurer les déplacements normaux des ondes de surface à des fréquences très élevées (jusqu'à 1,2 GHz).

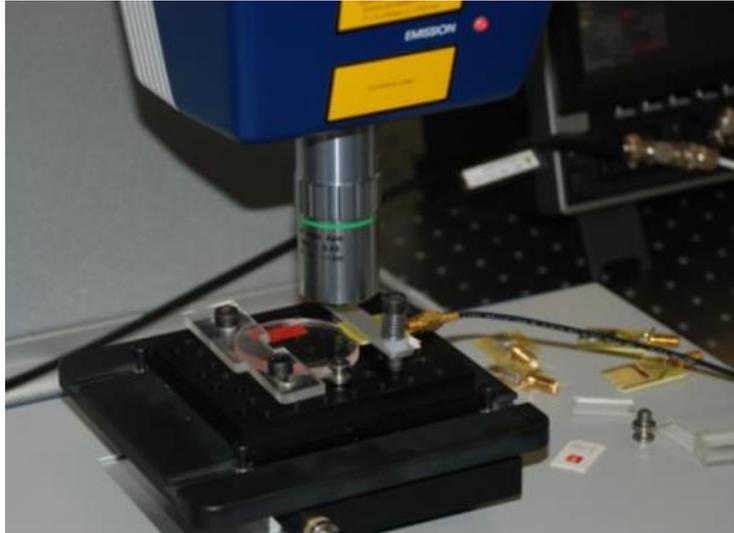


Figure 5-3 : Mesure interférométrique avec UHF 120

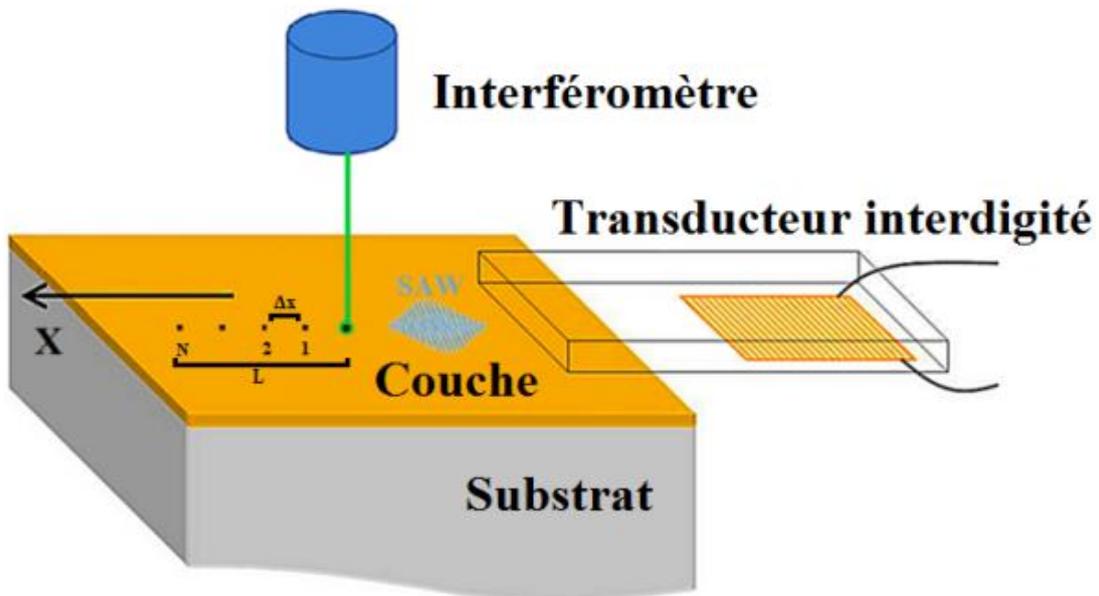


Figure 5-4 : Dispositif de mesure

Dans le cas des capteurs IDT mono-fréquentiel qui permettent l'excitation d'une onde de surface quasi-monochromatique, le phénomène d'étalement de l'onde au cours de sa propagation lié au phénomène de dispersion n'apparaît pas et le signal conserve une forme identique quel que soit le point de détection (hors le phénomène d'atténuation). Il est dans ce cas possible d'estimer très simplement les vitesses de phase en considérant par exemple l'intercorrélacion des signaux temporels des déplacements normaux détectés en plusieurs points [Deboucq 12].

Lorsque l'on envisage d'exploiter les capteurs IDT large bande et que l'on est confronté au phénomène de dispersion du premier mode Rayleigh, il est préférable d'adapter une autre technique pour la détermination de la vitesse de phase. Il est possible par exemple d'exploiter une transformée en

ondelettes appliquée sur des signaux correspondant à différentes distances de propagation [Fourez 13]. Les vitesses de phase peuvent également être obtenues en passant par la transformée de Fourier rapide à deux dimensions appliquée sur les signaux temporels enregistrés à des distances uniformément espacées [Lefebvre 10]. Dans notre cas, nous avons choisi d'exploiter une méthode alternative rapide et efficace afin d'estimer les vitesses avec une grande précision. Bien connue des géophysiciens, la transformée de Slant Stack permet de déterminer la vitesse d'ondes se propageant dans un milieu dit « dispersif » [Yilmaz 87] [Piwakowski 2004]. Cette méthode permet d'obtenir d'aussi bons résultats en termes de précision que les autres méthodes (2DFFT, ondelette) [Ambrozinski 14] tout en apportant en plus la possibilité d'observer directement les courbes de dispersion.

5.1.1.2 Transformée de Slant Stack

La méthode Slant Stack (méthode de mesure de la vitesse) permet de déterminer avec précision la caractéristique de la dispersion. Elle est connue sous le nom de transformation $p-\omega$ appelée également sommation oblique. Le traitement des signaux permet de déterminer la vitesse de phase en fonction de la fréquence en utilisant cette transformée, la méthode est détaillée notamment pour le cas des ondes de Rayleigh [Roohollah 12];[Piwakowski 12].

En définitive, la procédure de mesure de la vitesse V_R des ondes de Rayleigh en fonction de la fréquence consiste à calculer, à la sortie d'un corrélateur qui mesure et compense les retards entre les signaux détectés à l'aide de l'interféromètre, sur les positions 1, 2 ... N_p , le maximum de la fonction $A(V)$. En d'autres termes, nous définissons une bande de vitesse telle que $V_{\min} < V_R < V_{\max}$ puis nous déterminons $A(V)$. Comme $A(V)$ est fonction de la vitesse V , la valeur de vitesse pour laquelle la fonction est maximale correspond à la vitesse des ondes mesurée pour une fréquence f_0 considérée. La fonction $A(V)$ est définie par [Piwakowski 04]:

$$A(V)_{<V,f_0>} = S(f_0)N_p \left| \frac{\sin \left[N_p \Delta x \pi f_0 \left(\frac{1}{V} - \frac{1}{V_R} \right) \right]}{\left[N_p \Delta x \pi f_0 \left(\frac{1}{V} - \frac{1}{V_R} \right) \right]} \right| \quad \text{Eq. 5-1}$$

Avec :

- Δx : Distance entre les points de mesure ;
- f_0 : fréquence d'onde ;
- V_R : vitesse d'onde mesuré ;
- N_p : nombre de points de mesure ;
- V : vitesse d'onde (considérée variable);
- S : constante résultant de l'intercorrélacion des tous des signaux reçu.

Comme la montre l'équation 5-1, $A(V)$ est une fonction de type *sinc* dont allure est illustrée sur la figure 5-5(a).

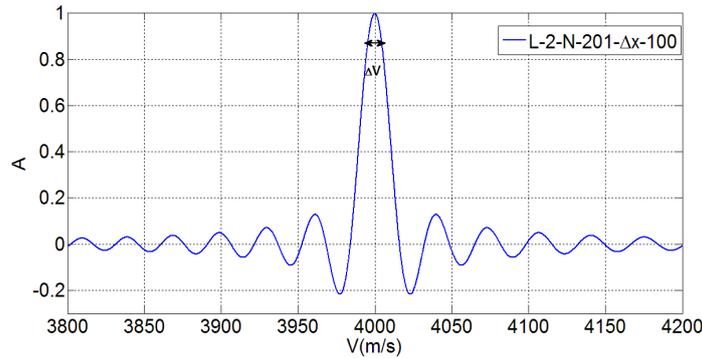


Figure 5-5(a) : Exemple de tracé de $A(V)$ pour $V_R=4000$ m/s et $f_0=40$ MHz (L égale à 2 cm, Δx égale à 100 μ m et N_p à 201)

En exploitant les propriétés de la fonction $A(V)$ nous pouvons estimer l'incertitude sur les valeurs de vitesse en fonction des paramètres de mesure [Piwakowski 04] :

$$\Delta V_{(90\%)} \approx 0,5 \frac{V_R}{\frac{L}{\lambda_0} + 1} \approx 0,5 V_R \frac{\lambda_0}{L} \approx 0,5 \frac{V_R^2}{L f_0} \quad \text{pour } L \gg \lambda_0 \text{ et } \Delta x < \lambda_0/2 \quad \text{Eq. 5-2}$$

Avec :

- $L = (N_p-1) * \Delta x$: longueur de mesure sur l'échantillon;

$\lambda_0 = V_R/f_0$: longueur d'onde mesurée.

La précision sur la vitesse dépend donc fortement du rapport entre longueur L et longueur d'onde λ (L/λ_0) mais est indépendante du pas Δx (voir figures 5-5(b) et 5-5(c)).

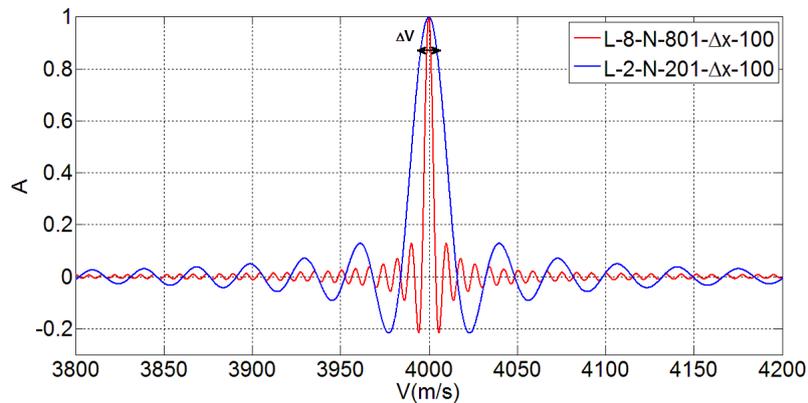


Figure 5-5(b) : Influence de L sur la fonction $A(V)$ pour $V_R=4000$ m/s et $f_0=40$ MHz (L égale à 2 cm et 8 cm, Δx est constant)

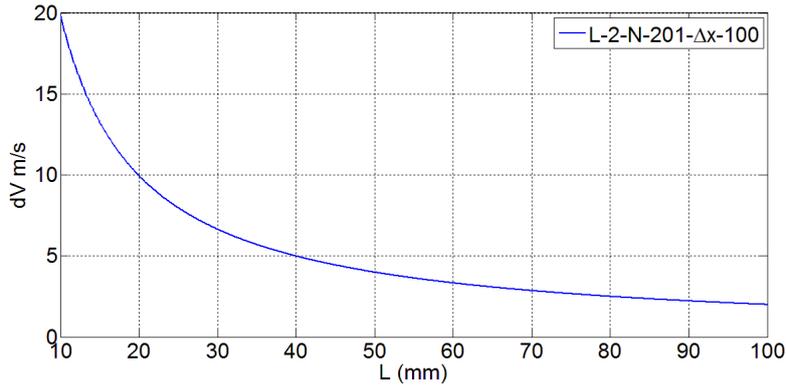


Figure 5-5(c) : Influence de L sur la fonction $A(V)$ pour $V_R=4000$ m/s et $f_0=40$ MHz (L égale à 2 cm et Δx égale à $800 \mu\text{m}$)

Nous observons bien que plus L est grand plus la précision de mesure de V_R augmente et plus l'incertitude (ΔV) diminue. La figure 5-5(c) montre par exemple, que pour une fréquence de 40 MHz et une vitesse $V_R = 4000$ m/s, pour obtenir une incertitude meilleure que 5 m/s il faudrait une longueur de mesure L supérieure à 40 mm.

Concernant l'échantillonnage spatial (Δx), il est préférable qu'il soit au moins inférieur à la moitié de la longueur d'onde : $\Delta x / \lambda_{\min} < 0.5$ (critère d'échantillonnage spatial équivalent à celui de Shannon). Ce critère est important pour éviter que la fonction $A(V)$ affiche plusieurs maxima (qui correspondent aux zéros successifs du dénominateur dans l'équation 5.1).

Les figures 5-5(d) et 5-5(e) illustrent les deux cas de sous échantillonnage spatial ($\Delta x / \lambda_0 > 0.5$) c'est-à-dire pour $\Delta x / \lambda_{\min} = 8$ et $\Delta x / \lambda_{\min} = 1$ respectivement.

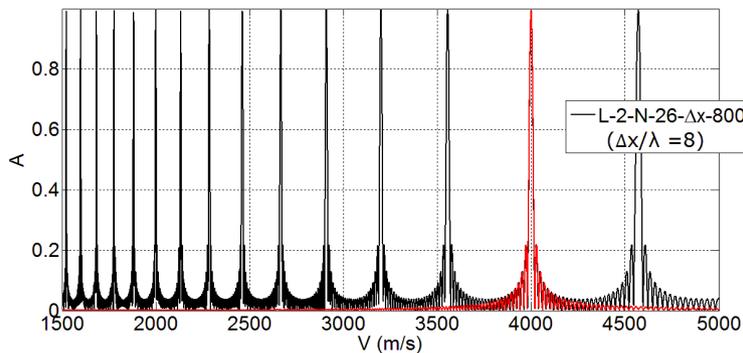


Figure 5-5(d) : Influence de Δx sur la fonction $A(V)$ pour $V_0=4000$ m/s et $f_0=40$ MHz (Δx égale à $800 \mu\text{m}$)

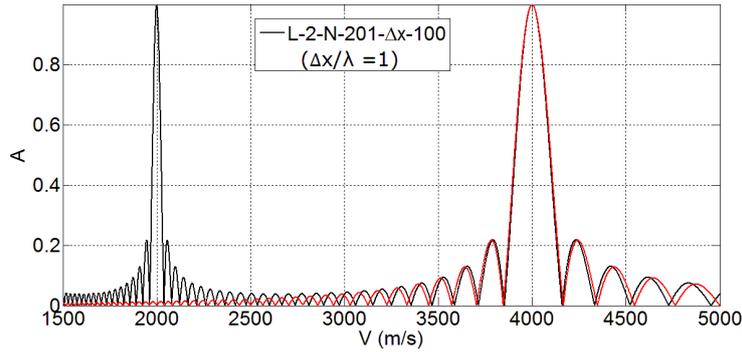


Figure 5-5(e) : Influence de Δx sur la fonction $A(V)$ pour $V_R=4000$ m/s et $f_0=40$ MHz (Δx égale à $100 \mu\text{m}$)

Nous observons que lorsque le pas est important $\Delta x = 800 \mu\text{m}$ ($\Delta x/\lambda_{\min} = 8$), la fonction $A(V)$ atteint plusieurs valeurs maximales dans la bande de vitesse 1500 à 5000 m/s, or pour un pas Δx plus faible $\Delta x = 100 \mu\text{m}$ ($\Delta x/\lambda_{\min}=1$) (figure 5-5-e), la fonction $A(V)$ atteint que deux valeurs maximales dans la bande de vitesse 1500 à 5000 m/s. Ce phénomène peut introduire des fausses valeurs de vitesses. Toutefois si la vitesse est à priori connue, l'erreur d'interprétation n'est plus possible. On n'est donc pas toujours obligé de respecter rigoureusement le critère d'échantillonnage. En effet, pour une longueur de mesure L donnée, l'utilisation d'un pas Δx le plus grand possible permet de diminuer le nombre de points de mesure N_p , ce qui a pour but de réduire fortement la durée de mesure.

Par ailleurs, il faut toutefois noter que dans la procédure de calcul avec la transformée de Slant Stack, les signaux mesurés sur N_p positions sont sommés. Il est bien connue que la sommation de N_p signaux bruités provoque une diminution du bruit proportionnellement à $\sqrt{N_p}$. Finalement le rapport signal/bruit augmente proportionnellement à $\sqrt{N_p}$. Ceci signifie donc que le nombre N_p doit être aussi grand surtout si les signaux sont bruités, un compromis est donc à trouver.

Comme nous venons de le voir le choix de ces paramètres est primordial pour l'étude de la dispersion. Le paragraphe suivant est donc consacré à cette étude.

5.1.1.3 Paramètres de mesure optimaux

A partir de l'équation 5-2, de la figure 5-1 et du critère d'échantillonnage spatial, nous avons déterminé les paramètres idéaux qui permettent d'obtenir les vitesses de phase avec une incertitude de 1 m/s (voir tableau 5-2). Sachant que la longueur de mesure L est donnée par :

$$L \approx \frac{V_R^2}{2 * \Delta V * f_0} \quad \text{Eq. 5-3}$$

pour f_0 égale à 20 MHz correspondant à une vitesse V_R de 3095 m/s (d'après la courbe théorique de la figure 5-1), nous obtenons une longueur L égale à 24 cm.

Pour f_0 égale à 125 MHz correspondant à une vitesse V_R de 2970 m/s (d'après la courbe théorique de la figure 5-1), nous obtenons une longueur L égale à 3,5 cm.

Concernant le pas spatial, il faut respecter le critère $\Delta x < \lambda_{\min}/2$, λ_{\min} correspond à la longueur d'onde minimale. D'après la courbe théorique (figure 5-1), elle est minimale à la fréquence maximale (125 MHz), ce qui donne $\lambda_{\min} = 2970/125 = 24 \mu\text{m}$. Ainsi le pas Δx optimal est égale à $24/2$, soit $12 \mu\text{m}$.

Le tableau 5-2 résume les paramètres optimaux de mesure.

Fréquence (MHz)	ΔV (m/s)	L (cm)	Δx (μm)	λ (μm)	$\Delta x/\lambda$
20	1	24	12	155	0,1
125	1	3,5	12	24	0,5

Tableau 5-2 : Paramètres de mesure idéaux pour obtenir une incertitude sur la vitesse de phase de 1 m/s dans la bande (20 – 125 MHz) d'après la courbe théorique de la figure 5-1

Au vu des dimensions des échantillons à tester, il est impossible de respecter ces critères (L trop importante). Nous avons donc cherché à étudier l'influence des paramètres de mesure notamment le pas spatial Δx et la longueur L (figure 5-6) sur les vitesses de phase tout en réduisant le nombre de points de mesure N_p au maximum.

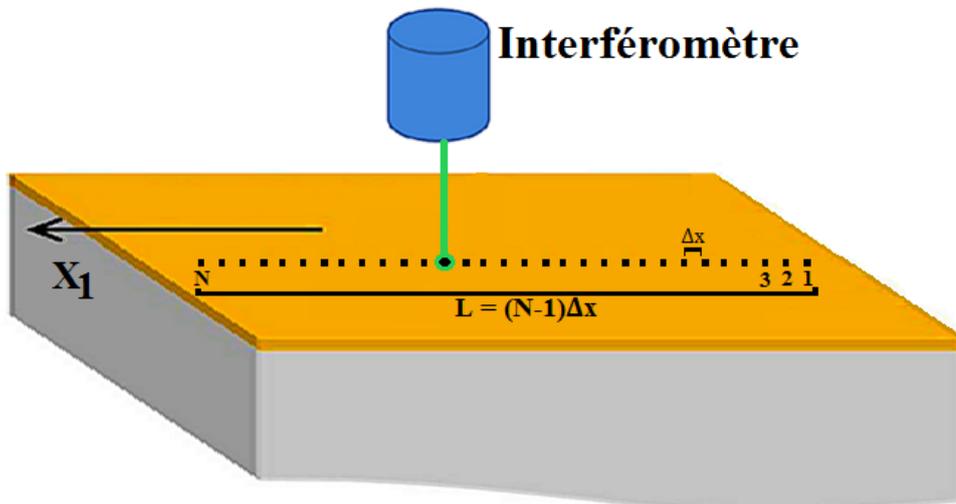


Figure 5-6 : Géométrie utilisée pour la détermination de la caractéristique de dispersion à l'aide de l'interféromètre l'UHF 120 et les paramètres utilisés

Compte tenu des résultats de mesures des amplitudes des champs de déplacement effectuées au chapitre 4, pour faire cette étude nous avons privilégié une excitation de type chirp de durée 1 μs , de fréquence variant entre les fréquences allant de 20 à 125 MHz pour une valeur d'amplitude de tension crête à crête de 40 V (figure 5-7 et 5-8).

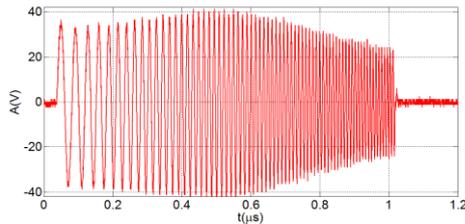


Figure 5-7 : Excitation de type chirp (20 - 125 MHz) de durée 1µs en sortie de l'amplificateur

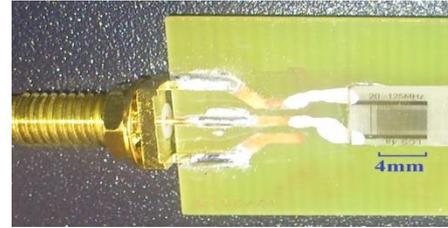


Figure 5-8 : Capteur down chirp optimisé (20 - 125MHz)

a) Influence du pas Δx avec L fixée

Nous avons fixé la longueur L maximale à 20 mm afin de faire des mesures qu'au centre de l'échantillon, zone où l'épaisseur de la couche est homogène. D'après le tableau 5-2, le pas spatial Δx optimum doit être inférieur ou égal à $12 \mu\text{m}$ afin de respecter le critère d'échantillonnage ($\Delta x \leq \lambda_{\text{min}}/2$). Bien que nous disposions d'une table de déplacement capable de faire un pas minimum de 300 nm avec une erreur relative très faible ± 10 nm, le respect du critère d'échantillonnage est peu envisageable. En effet, un pas de $12 \mu\text{m}$ sur une longueur de mesure L de 2 cm correspond à un nombre de points de mesure N_p égale à 1666. Compte tenu des paramètres d'acquisition du logiciel fourni par Polytec où un moyennage de signaux est nécessaire, il faudrait 27 Heures de mesure pour obtenir les déplacements normaux sur 1666 points. Or ce temps est trop long pour s'assurer des conditions de mesures idéales (température, couplant,...). Nous avons donc testé différentes valeurs de Δx afin de mieux voir leur influence sur les vitesses de phase obtenues à l'aide de la transformée Slant Stack. Le tableau 5-3 donne les paramètres de mesure utilisés.

Capteurs		Paramètres de mesures			
Nom	Δf_0 (MHz)	L (cm)	N_p	Δx (μm)	$\Delta x/\lambda_{\text{min}}$
Lcs 5b	[20-125]	2	401	50	[0,3-2]
Lcs 5b	[20-125]	2	201	100	[0,6-4]
Lcs 5b	[20-125]	2	101	200	[1,2-8]
Lcs 5b	[20-125]	2	51	400	[2,5-16,6]
Lcs 5b	[20-125]	2	26	800	[5-33]

Tableau 5-3 : Paramètres de mesure capteur chirp up (20 – 125MHz)

La figure 5-9 montre les signaux temporels et les spectres obtenus en fonction des points de mesure pour le cas $N_p = 26$, $\Delta x = 800 \mu\text{m}$ et $L = 2$ cm.

Notons que grâce au bon rapport signal sur bruit (le bruit est quasi invisible) nous pouvons nous permettre de diminuer le nombre de points de mesure N_p . Nous observons aussi qu'il s'agit d'un capteur chirp de type « down », les ondes de surface de basses fréquences arrivent en premier.

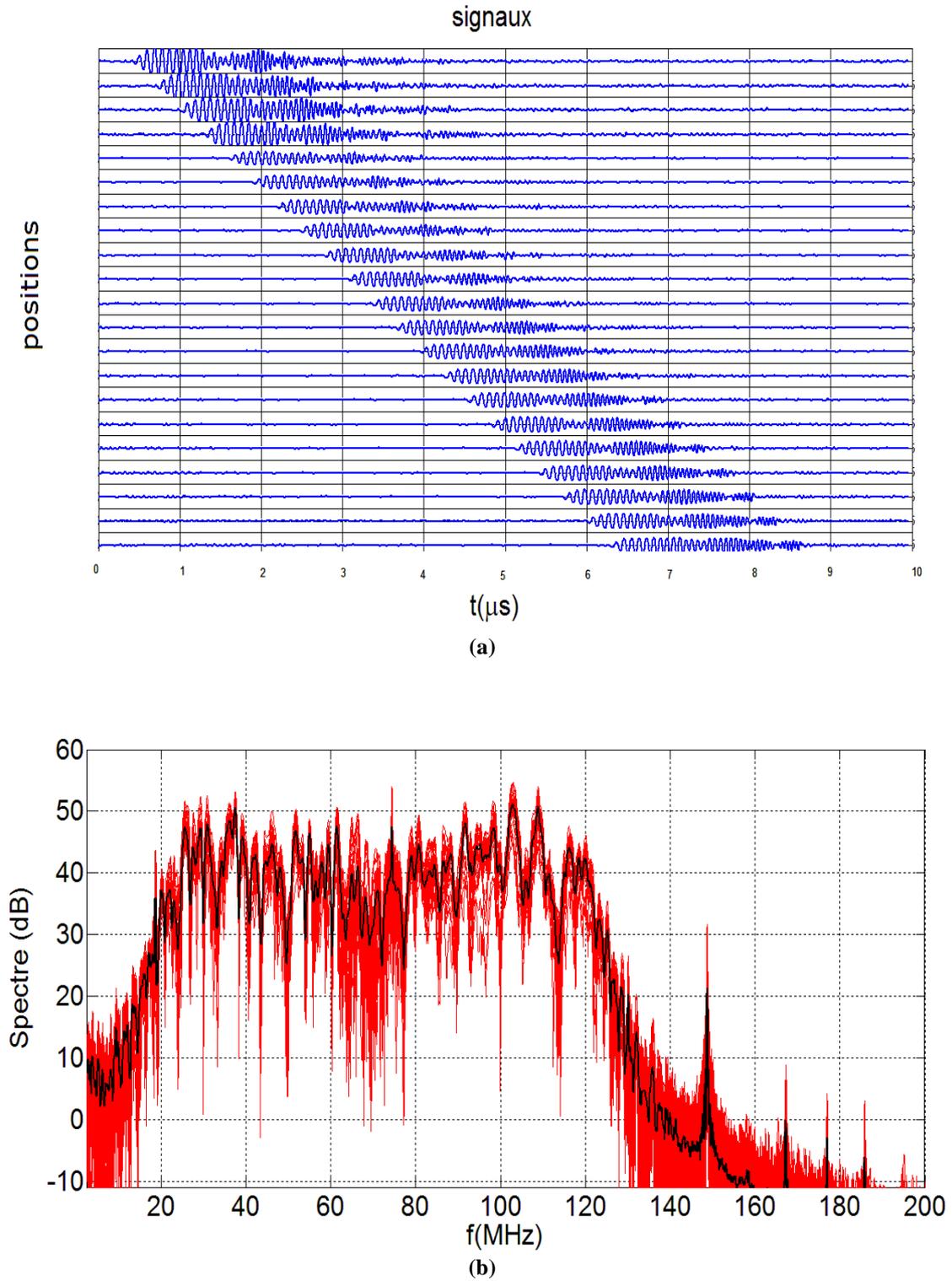


Figure 5-9: Réponses temporelles en déplacement sur 21 positions obtenus pour la couche de 100 nm d'or/silice à l'aide du capteur down chirp (20 – 125 MHz) optimisé pour une excitation de type chirp a) réponses temporelles b) réponses fréquentielles et leur moyenne (noir)

A partir des signaux temporels obtenus nous avons déterminé les vitesses de phase dans la bande 20 – 125 MHz, pour $L=2$ cm et différents pas spatial Δx (en μm) à l'aide de la transformée de Slant Stack (figure 5-10). Dans un premier temps nous prenons deux pas Δx très différents (50 et 800 μm soit

respectivement $2\lambda_{\min}$ et $33\lambda_{\min}$) pour mettre en évidence l'apparition de maxima de part et d'autre des valeurs de vitesse de phase attendus. Nous avons défini une bande de vitesse variant entre 2000 m/s et 4000 m/s.

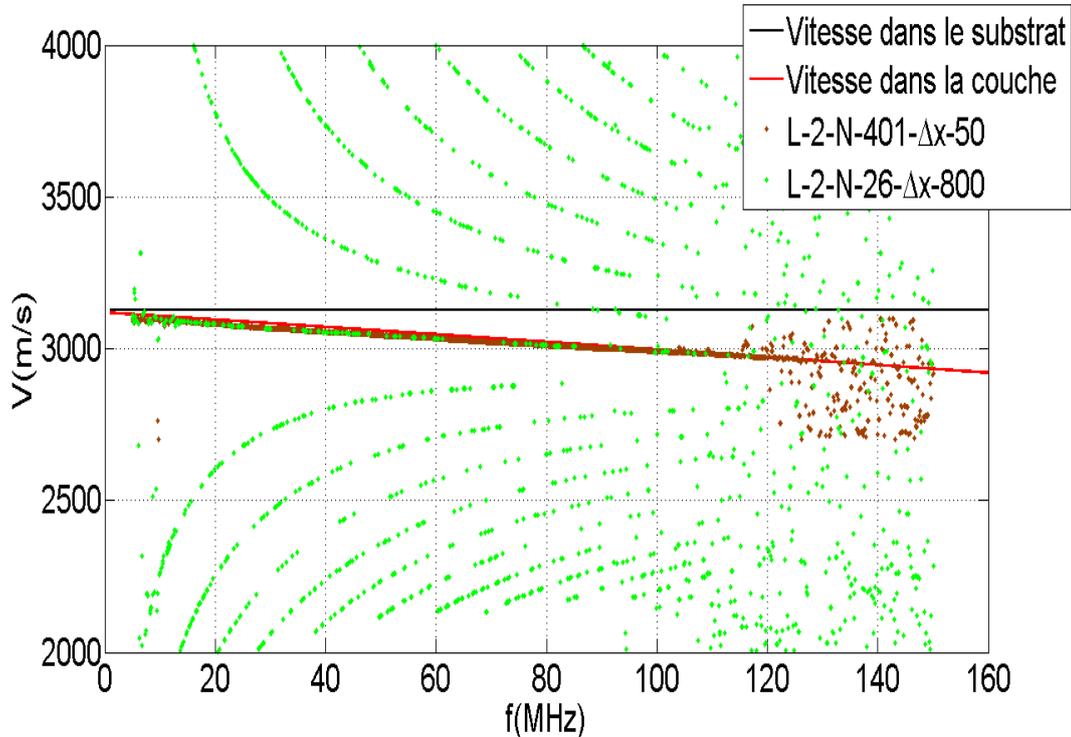


Figure 5-10 : Comparaison des vitesses de phase obtenues pour la couche de 100 nm d'or/silice à l'aide du capteur up chirp (20 – 125 MHz) pour un pas Δx de 50 μm ($\Delta x/\lambda_{\min} = 2$, $L=2$ cm, $N_p=401$) et 800 μm (soit $\Delta x/\lambda_{\min} = 33$, $L=2$ cm, $N_p=401$)

Comme prévu, si l'échantillonnage spatial est très grand devant la longueur d'onde minimale, la fonction $A(V)$ affiche plusieurs maxima dans l'intervalle de vitesses définies. Elle passe d'un maximum à l'autre dans la recherche des solutions. Si nous considérons la bande de fonctionnement du capteur (20 – 125 MHz) et la bande de vitesse définie (2000 à 4000 m/s), nous notons que pour un pas Δx de 800 μm , les faux points apparaissent à partir de 20 MHz sachant qu'à cette fréquence la vitesse de phase mesurée est 3085 m/s (ce qui correspond à une longueur d'onde $\lambda = 3085/20 = 154$ μm) (soit à partir de $\Delta x/\lambda = 800/154 = 5$). Pour un pas Δx de 50 μm ($\Delta x/\lambda_{\min} = 2$) nous ne notons pas l'apparition de ces faux points dans la bande définie.

Dans un deuxième temps, nous proposons de garder la même longueur $L = 2$ cm et de tester les quatre pas Δx allant de 50 à 800 μm afin de mettre en l'apparition des maxima en fonction du rapport $\Delta x/\lambda$ et leur écart vis-à-vis des valeurs réelles des vitesses. La figure 5-11 présente les vitesses de phase obtenues pour différents pas Δx .

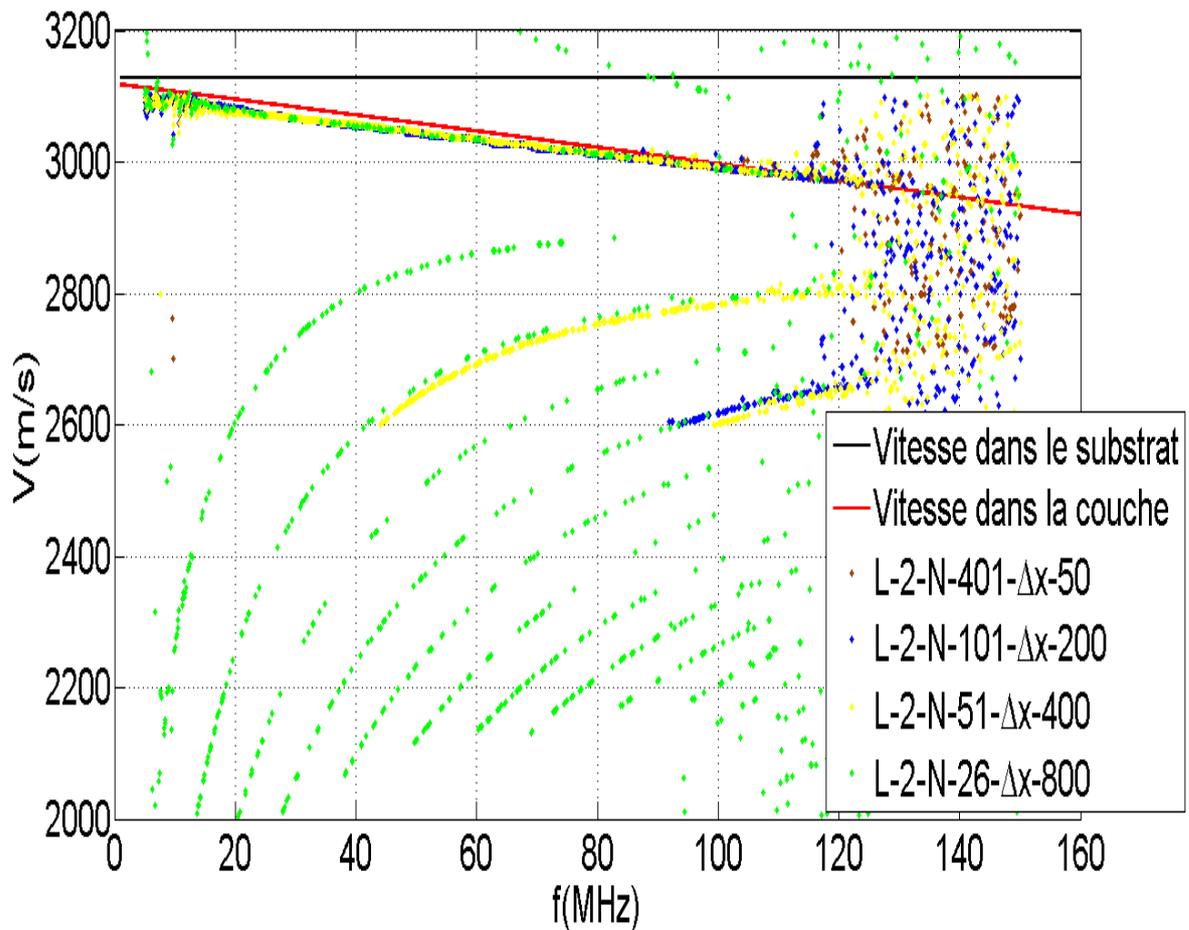


Figure 5-11 : Comparaison des vitesses de phase obtenues pour la couche de 100 nm d'or/silice à l'aide du capteur up chirp (20 – 125 MHz) pour un pas Δx de 50 μm , 200 μm , 400 μm , 800 μm

Ces résultats permettent de mettre en évidence d'une part, que plus le pas Δx est petit par rapport à la longueur d'onde, plus les valeurs de vitesses erronées s'écartent des valeurs réelles, il est donc possible en diminuant la bande de vitesse définie pour le calcul de ne pas prendre en compte des fausses valeurs de vitesse.

Nous observons d'autre part que plus le pas Δx est petit par rapport à la longueur d'onde, plus l'apparition de valeurs de vitesses erronées diminue. Dans la bande de fonctionnement du capteur (20 – 125 MHz), lorsque le pas Δx est égal à 800 μm , l'apparition de valeurs de vitesses erronées débute à 20 MHz (comme nous l'avons signalé précédemment), sachant qu'à cette fréquence la vitesse de phase mesurée est 3085 m/s (ce qui correspond à une longueur d'onde $\lambda = 3085/20 = 154 \mu\text{m}$) (soit à partir de $\Delta x/\lambda = 800/154 = 5$). Pour un pas de 400 μm elles commencent à apparaître à 40 MHz, sachant qu'à cette fréquence la vitesse de phase mesurée est 3065 m/s (ce qui correspond à une longueur d'onde $\lambda = 3065/40 = 77 \mu\text{m}$) (soit à partir de $\Delta x/\lambda = 400/77 = 5$). Pour un pas de 200 μm c'est à 90 MHz qu'elles commencent à apparaître, sachant qu'à cette fréquence la vitesse de phase mesurée est 3000 m/s (ce qui correspond à une longueur d'onde $\lambda = 3000/90 = 34 \mu\text{m}$) (soit à partir de $\Delta x/\lambda =$

200/34 = 5). En définitive, le pas optimum doit être inférieur ou égale à cinq fois la longueur d'onde (soit $\Delta x \leq 5\lambda$).

Par ailleurs, afin de confirmer les remarques faites précédemment et sachant que la longueur d'onde minimale est de 24 μm , le pas Δx optimum doit être inférieur ou égale à 120 μm . La figure 5-12 présente les vitesses de phase obtenues pour un pas Δx de 50 μm et 100 μm (soit respectivement $2\lambda_{\text{min}}$ et $4\lambda_{\text{min}}$).

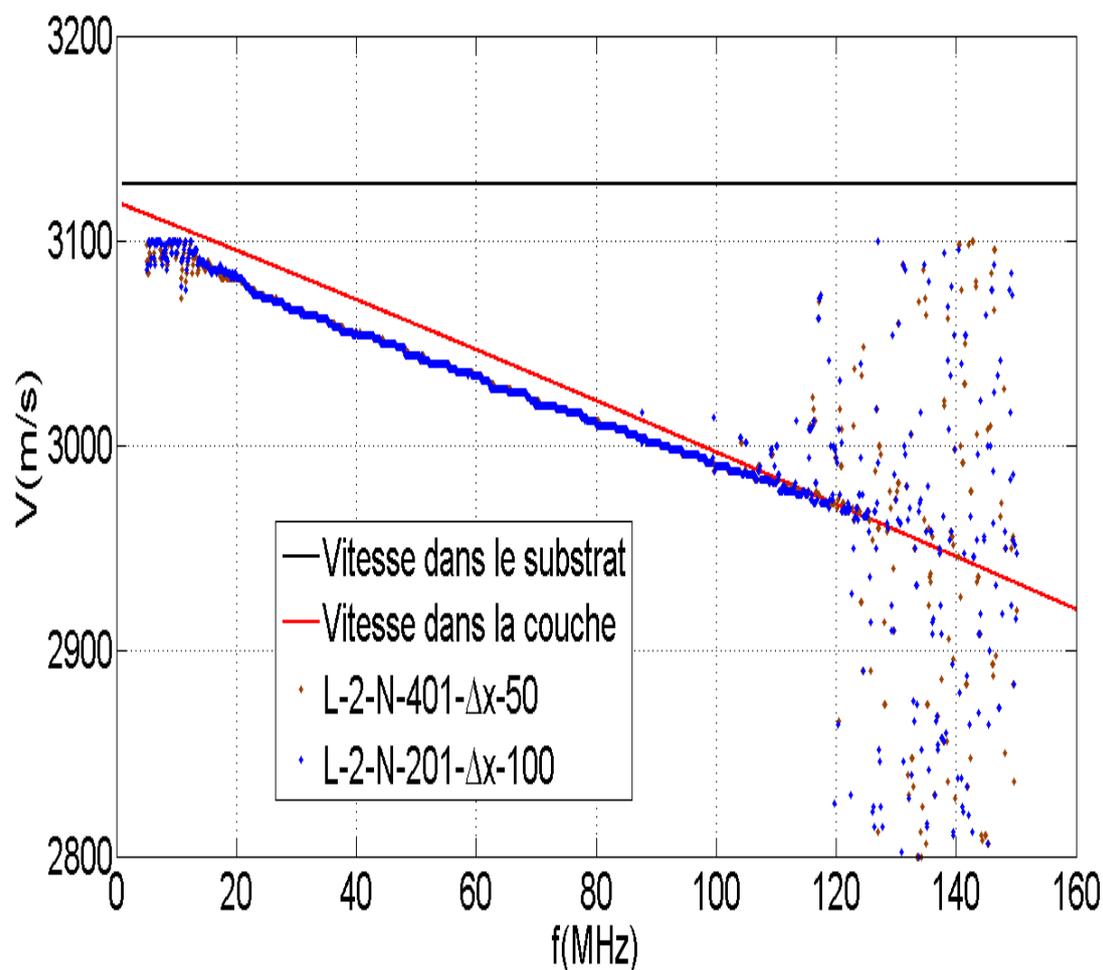


Figure 5-12 : Comparaison des vitesses de phase obtenues pour la couche de 100 nm d'or/silice à l'aide du capteur up chirp (20 – 125 MHz) pour un pas Δx de 50 μm et 100 μm

Nous observons que lorsque le pas est inférieur ou égale à 100 μm (soit $\Delta x = 4\lambda_{\text{min}}$), nous notons quasiment plus ces valeurs de vitesses erronées dans la bande de vitesses définie pour le calcul (2000 à 4000 m/s). Ce pas correspond à 200 points de mesure soit une durée de mesure de 3h, cette durée reste acceptable pour s'assurer des conditions de mesures idéales (température, couplant,...).

b) Influence de la longueur L avec dx fixé

Nous avons fixé la longueur L à 2 cm pour les raisons évoquées plus haut, toutefois afin de mettre en évidence l'influence de la longueur L sur les vitesses de phase obtenues Stack, nous avons fait des mesures en utilisant trois valeurs de L. Le tableau 5-4 donne les paramètres de mesure utilisés, nous avons utilisé un pas Δx de 100 μm.

Capteurs		Paramètres de mesures			
Nom	Δf0(MHz)	L (cm)	Np	Δx (μm)	Δx/λ _{min}
Lcs 4b	[20-125]	0,5	51	100	[0,5-3]
Lcs 4b	[20-125]	1	101	100	[0,5-3]
Lcs 4b	[20-125]	2	201	100	[0,5-3]

Tableau 5-4 : Paramètres de mesure pour le capteur up chirp (20 – 125MHz)

Dans un premier temps nous prenons deux longueurs L très différentes (0,5 et 2 cm) (figure 5-13) pour mettre en évidence l'incertitude sur les valeurs de vitesse de phase. Nous avons défini une bande de vitesse pour le calcul variant entre 2000 m/s et 4000 m/s. Ensuite nous avons diminué l'écart entre les deux longueurs L utilisées (1 et 2 cm) (figure 5-14).

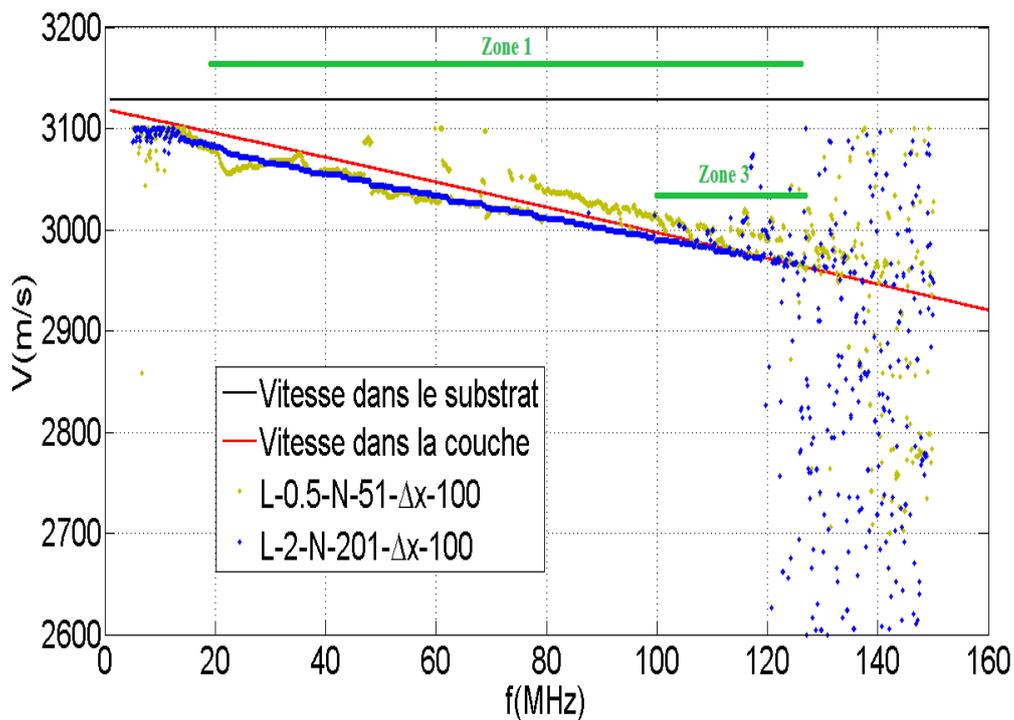


Figure 5-13 : Comparaison des vitesses de phase obtenues pour la couche de 100 nm d'or/silice à l'aide du capteur up chirp (20 – 125 MHz) pour une longueur de mesure L de 0,5 cm et 2 cm

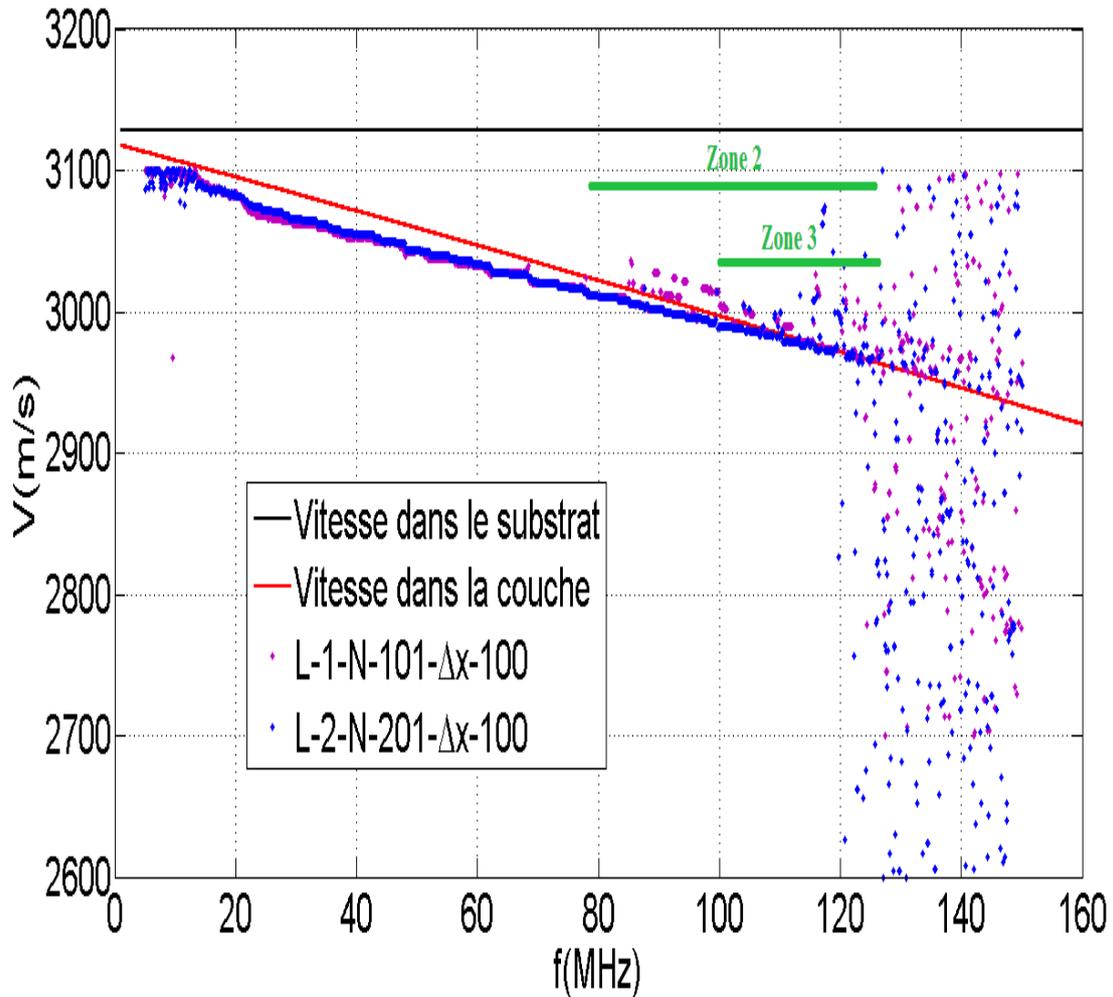


Figure 5-14 : Comparaison des vitesses de phase obtenues pour la couche de 100 nm d'or/silice à l'aide du capteur up chirp (20 – 125 MHz) pour une longueur de mesure L de 1 cm et 2 cm

Nous observons que la précision sur la vitesse dépend fortement de la longueur L , pour L égale à 0,5 cm l'incertitude étant plus importante, les vitesses erronées sont présentes dans toute la bande 20 – 125 MHz (Zone 1), elles commencent à apparaître dès 20 MHz. Pour L égale à 1 cm nous diminuons l'incertitude, elles sont présentes dans la bande 80 – 125 MHz (Zone 2), elles commencent à apparaître dès 80 MHz. Pour L égale à 2 cm, c'est à partir de 100 MHz que nous observons des erreurs de vitesses (Zone 1). On aurait pu augmenter la longueur L mais rappelons que nous désirons faire des mesures qu'au centre de l'échantillon, zone où l'épaisseur de la couche est homogène. En définitive, les paramètres optimaux retenus sont donc :

- L égale à 2 cm, Δx égale à 100 μm et N_p à 201.

Notons toutefois que lorsque Δx diminue le nombre de points N_p augmente et le rapport signal sur bruit augmente ce qui est visible sur les limites de la bande du capteur (>100 MHz).

Les incertitudes obtenues pour ces paramètres de mesure sont présentées par le tableau 5-5.

Fréquence (MHz)	L (cm)	Δx (μm)	ΔV (m/s)
20	2	100	11,7
125	2	100	1,7

Tableau 5-5: Incertitude sur la vitesse de phase en fonction des paramètres de mesure retenus dans la bande (20 – 125 MHz)

Nous obtenons des incertitudes acceptables, l'intérêt d'avoir des capteurs larges bandes est d'obtenir une multitude de valeurs de vitesses dans la bande (20- 125 MHz) avec une incertitude décroissant avec la fréquence.

5.1.1.4 Influence de la bande passante du chirp d'excitation et de sa durée

Nous avons aussi étudié l'influence de la bande passante du chirp d'excitation sur les courbes de dispersion (figure 5-15). Nous avons donc imposé une excitation de type chirp de durée 1 μs , pour une valeur d'amplitude de tension crête à crête de 40 V, avec différentes bandes passantes :

- chirp (20 – 60 MHz)
- chirp (60 – 90 MHz)
- chirp (90 – 125 MHz)

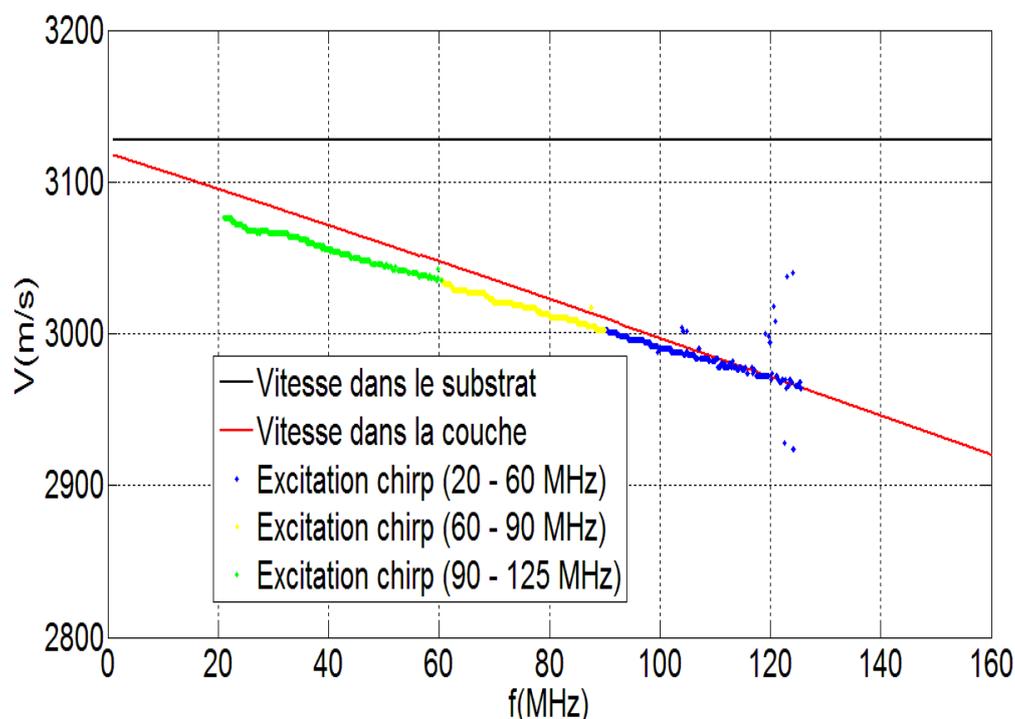


Figure 5-15 : Vitesses de phase obtenues pour la couche de 100 nm d'or sur de la silice à l'aide du capteur up chirp (20 – 125 MHz) pour différentes bande passante du chirp

La décomposition de la bande de fréquence du chirp d'excitation en différentes bandes plus petites a pour but d'augmenter l'amplitude des déplacements engendrés par le capteur. Cette solution est intéressante lorsque l'on a des couches à caractériser très atténuantes. Pour la couche de 100 nm d'or (peu atténuante) le résultat obtenu est identique à celui obtenu pour une excitation de type chirp de bande de fréquence 20 – 125 MHz.

Nous avons aussi étudié l'influence de la durée du chirp sur les vitesses de phase mesurées. La figure 5-16 compare les vitesses phase obtenues pour une durée T égale à 2 μs et pour une durée T égale à 1 μs .

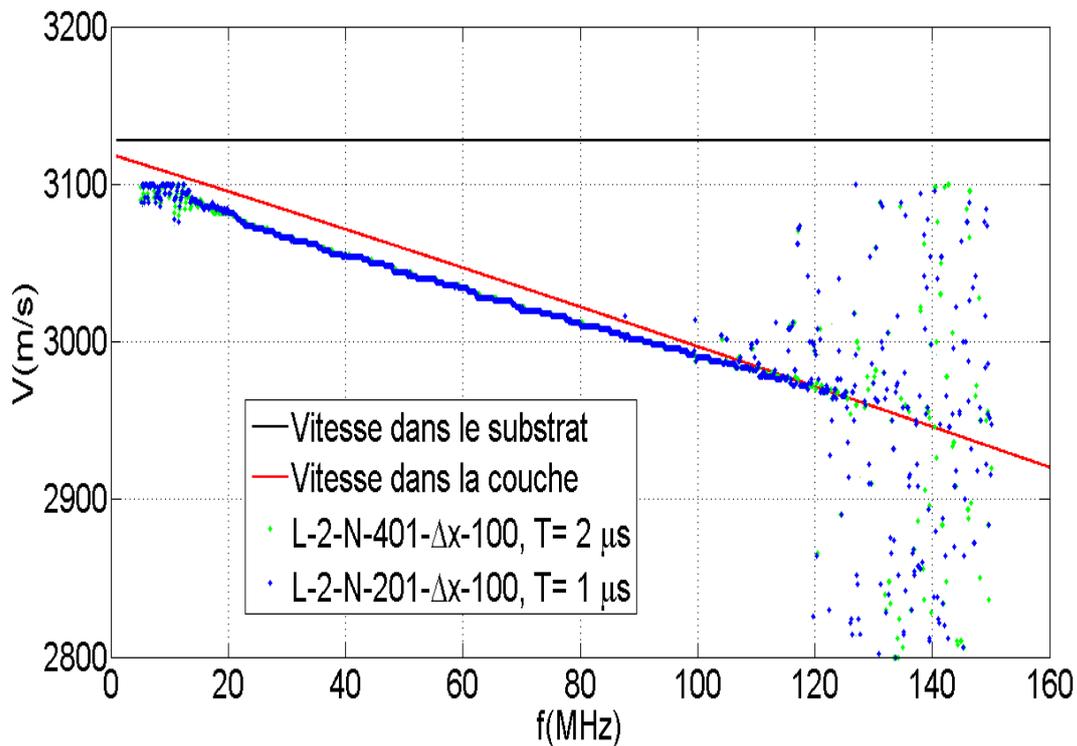


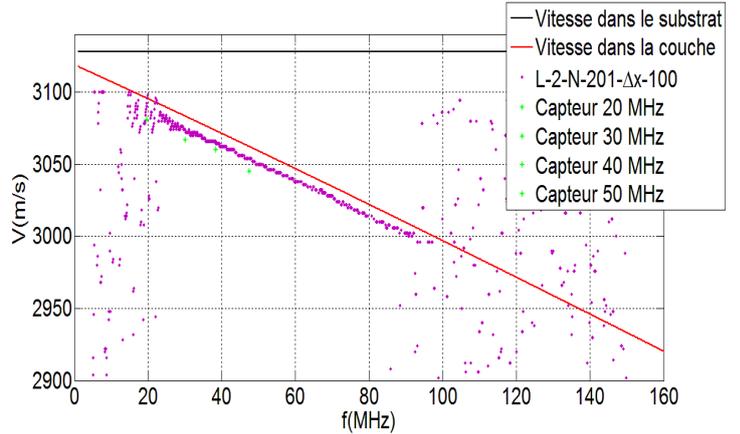
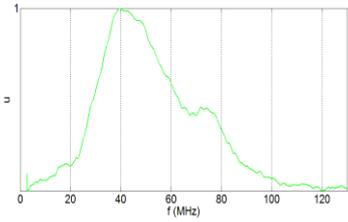
Figure 5-16 : Vitesses de phase obtenues pour la couche de 100 nm d'or sur de la silice à l'aide du capteur up chirp (20 – 125 MHz) pour différentes du chirp d'excitation (1 μs et 2 μs)

Nous notons une légère différence sur les courbes de vitesses obtenues. En effet, nous obtenons logiquement des résultats satisfaisants en termes de vitesses jusqu'à 125 MHz dans les deux cas mais pour $T = 1 \mu\text{s}$ le bruit apparaît plus tôt (à 100 MHz) alors que pour $T = 2 \mu\text{s}$ le bruit apparaît à 120 MHz. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 4, l'augmentation de la durée d'excitation linéaire au-delà des limites définies par la géométrie du capteur (1 μs) n'augmente pas le contenu spectral mais augmente le niveau du signal donc le rapport signal/bruit.

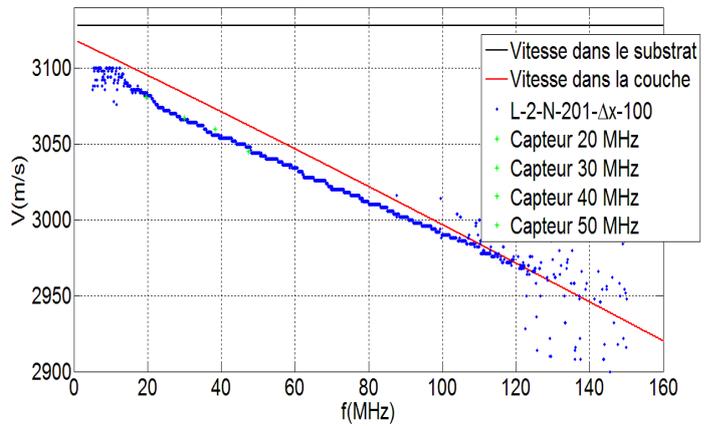
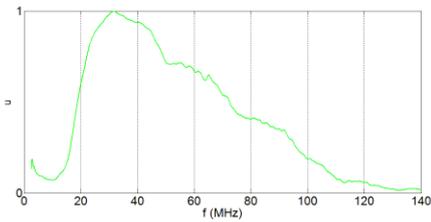
5.1.1.5 Influence de la bande passante du capteur

Nous avons aussi étudié l'influence de la bande passante du capteur sur les courbes de dispersion (figure 5-17).

a) Capteur (30 – 100 MHz)



b) Capteur (20- 125 MHz)



c) Capteur (20 – 125 MHz) optimisé

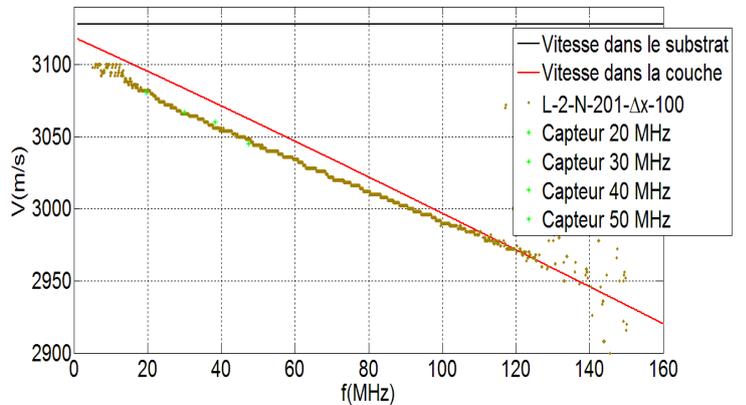
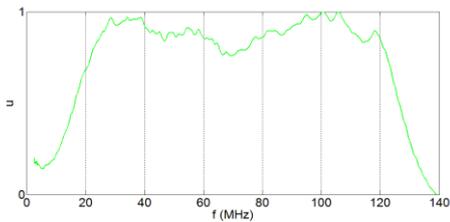


Figure 5-17 : Spectre du signal du chirp mesuré et Comparaison des vitesses de phase obtenues pour la couche de 100 nm d'or/silice à l'aide d'une excitation de type chirp pour différents capteur chirp a) capteur down chirp (30 – 100 MHz) b) capteur up chirp (20 – 125 MHz) c) capteur up chirp (20 – 125 MHz) optimisé

Ce résultat montre bien l'aspect large bande des capteurs. Pour le capteur chirp (30 – 100 MHz) nous obtenons une estimation correcte des vitesses de phase dans la bande (28 – 90 MHz) ce qui correspond à une bande de fréquence de 62 MHz. Pour le capteur chirp (20 -125 MHz) nous obtenons une estimation correcte des vitesses de phase dans la bande (20 – 115 MHz) ce qui correspond à une bande

de fréquence de 98 MHz. Pour le capteur chirp (20 -125 MHz) optimisé nous obtenons une estimation correcte des vitesses de phase dans la bande (20 – 125 MHz) ce qui correspond à une bande de fréquence de 108 MHz.

Capteurs	Bande de fréquences (MHz)	Bande de fréquences pour l'estimation des vitesses (MHz)
Lcs 2b	30 - 100	30 - 90
Lcs 4b	20 - 125	20 - 115
Lcs 5b (optimisé)	20 - 125	20 - 125

Tableau 5-6: Bande de fréquence d'estimation des vitesses de phase pour différents capteurs chirp

Au-delà des spectres larges bandes des capteurs, ces résultats sont aussi liés au fait que nous avons imposé une excitation de type chirp ce qui a permis d'augmenter le gain des capteurs. D'autre part, pour les couches métalliques l'atténuation des ondes de surface est moins importante.

5.1.2 Méthode d'inversion

Comme nous l'avons vu au chapitre 1, dans le cas de structure de type couche sur substrat, les vitesses de phase sont directement liées aux paramètres élastiques et à la densité des deux matériaux (couche et substrat) ainsi qu'à l'épaisseur de la couche. Dans notre cas, les densités sont connues avec précision (tableau 5-1) mais l'estimation des propriétés élastiques ainsi que l'épaisseur de la couche à partir des mesures expérimentales de vitesses consiste en la résolution du problème inverse. La méthode d'inversion est utilisée afin de rechercher la combinaison de coefficients élastiques (couche et substrat) et d'épaisseur de la couche qui permet d'obtenir les vitesses de propagation théoriques les plus proches possibles de celles mesurées expérimentalement. Cette méthode d'optimisation sélectionne la meilleure combinaison (coefficients élastiques et épaisseur) qui nous donne les vitesses théoriques les plus proches de celles mesurées.

En premier lieu, le calcul théorique à partir des valeurs des coefficients élastiques tirés de la littérature, nous apporte une première approximation des vitesses de phase. Ces valeurs de vitesses de phases théoriques ont été calculées dans la bande (20 – 125 MHz) (figure 5-1). Ensuite, une routine de minimisation au sens des moindres carrés a été effectuée pour ajuster l'ensemble des paramètres recherchés de manière à ce que les vitesses théoriques soient les plus proches possibles des vitesses mesurées. L'algorithme de minimisation utilisé cherche à maximiser le coefficient de détermination défini par :

$$R^2 = 1 - \frac{SS_{err}}{SS_{tot}} \quad \text{Eq. 5-4}$$

Où SS_{tot} est la somme totale des carrés des écarts qui est proportionnelle à la variance de l'échantillon ($SS_{tot} = \sum_i (V_{exp} - \overline{V_{exp}})^2$), SS_{err} est la somme des carrés des résidus appelée somme résiduelle des carrés ($SS_{err} = \sum_i (V_{exp} - V_{th})^2$), $\overline{V_{exp}}$ représente la valeur moyenne des vitesses mesurées. Les valeurs V_{exp} correspondent aux valeurs de vitesses mesurées et V_{th} aux valeurs de vitesses prédites.

Pour la résolution des problèmes des moindres carrés non linéaires, plusieurs algorithmes de minimisation peuvent être utilisés tels que la méthode du gradient [Arfken 85 ; Rayden 97], l'algorithme Gauss-Newton [Deuflhard 04 ; Burke 95], l'algorithme Livenberg-Marquardt [Levenberg 44 ; Marquardt 63 ; More 77 ; Deneuille 09], et l'algorithme du simplexe [Nelder 65]. Dans notre cas, cette minimisation est basée sur la dichotomie. De manière itérative, plusieurs épaisseurs et paires de coefficients élastiques ont été testées avec une boucle de minimisation développée sous MATLAB®. A partir d'un intervalle initial borné, le balayage de l'intervalle par différents petits pas constants permet de réduire progressivement la largeur de l'intervalle borné jusqu'à ce que le seuil de convergence souhaité soit atteint ; c'est-à-dire que la largeur de l'intervalle soit suffisamment petit avec une faible tolérance [Deboucq 12].

5.1.3 Détermination des propriétés élastiques de la couche 100 nm d'or et du substrat de silice

Nous avons effectué l'inversion sur le premier échantillon composé d'une couche d'or de 100 nm déposée sur un substrat en silice. Les deux matériaux sont considérés comme isotropes et leur densité est connue.

Les courbes de dispersion dépendent des paramètres ci-dessous :

- l'épaisseur de la couche ;
- le module d'Young de la couche d'or et du substrat de silice ;
- le coefficient de Poisson de la couche d'or et du substrat de silice.

Le tableau 5-7 représente les caractéristiques initiales de la couche d'or et du substrat de silice.

Paramètres	Substrat de silice	Couche d'or
Masse volumique ρ (g/cm ³)	19,3	2,191
Epaisseur de la couche e (μm)	0,1	3200
Module d'Young E (GPa)	60,7	78
Coefficient de Poisson ν	0,19	0,42

Tableau 5-7 : Caractéristiques initiales de la couche d'or et du substrat considérés comme isotropes

L'algorithme de minimisation a été testé au départ sur l'épaisseur de la couche e , c'est le paramètre le plus influant sur les courbes de dispersion. L'épaisseur de couche initiale a été fixée à 100 nm, c'est la valeur initiale demandée lors de la réalisation de l'échantillon, elle est obtenue avec une certaine incertitude. Ensuite, on fait l'inversion sur le module de Young de la silice E_2 (2ème paramètre le plus influant). Une fois la valeur de E_2 estimée, on refait l'inversion sur l'épaisseur e pour vérifier sa valeur. Si la valeur de l'épaisseur change, on recommence depuis le départ avec les nouvelles valeurs de référence sinon on passe au paramètre suivant qui est le coefficient de Poisson de la silice ν_2 (3ème paramètre le plus influant). On procède ensuite de la même façon pour l'ensemble des paramètres en gardant l'ordre du plus influant au moins influant.

La figure 5-18 montre les mesures de vitesses expérimentales obtenues sur l'échantillon de 100 nm d'or avec, en plus, le tracé théorique des courbes de dispersion effectué à partir des épaisseurs et des paramètres élastiques initiaux et celles déterminées précédemment par résolution du problème inverse.

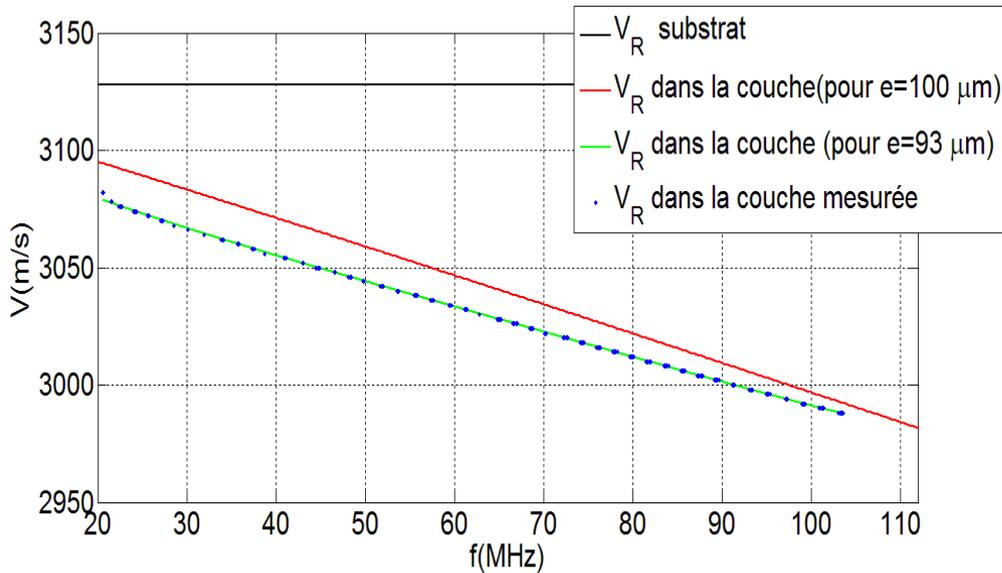


Figure 5-18 : Courbes de dispersion théoriques et mesures expérimentales de la vitesse de phase pour la couche de 100 nm d'or/silice après inversion

Le tableau 5-8 présente les résultats d'inversion sur l'épaisseur de la couche d'or.

Estimation de l'épaisseur de la couche d'or e (μm)		
Valeur initiale	Valeur estimée par profilométrie	Valeur estimée expérimentalement
100 nm	97 nm	93 nm

Tableau 5-8 : Estimation de l'épaisseur de la couche d'or obtenue par la méthode d'inversion

Les résultats d'inversion donnent une épaisseur de 93 nm pour la couche d'or, cette valeur a été comparée à celle obtenue par profilométrie qui est de 97 nm. Il est important de préciser que les

mesures d'épaisseur par profilométrie sont très précises localement mais perdent de leur précision sur une longue distance, un moyennage des valeurs est souvent nécessaire.

Le tableau 5-9 présente les résultats d'inversion sur les paramètres élastique du substrat de silice.

Paramètres élastiques du substrat de silice			
module d'Young E_2 (GPa)		coefficient de Poisson ν_2	
Valeurs initiale (par ondes de volumes)	Valeur estimée expérimentalement	Valeurs initiale (par ondes de volumes)	Valeur estimée expérimentalement
60,7	60,675	0,19	0,1982

Tableau 5-9 : Estimation des paramètres élastiques du substrat de silice obtenue par la méthode d'inversion

Les valeurs obtenues par inversion sur le module de Young et le coefficient de Poisson du substrat de silice ont été comparées avec celles acquises à l'aide de capteurs à ondes de volume (longitudinales et transversales). Le module de Young et le coefficient de Poisson obtenus correspondent respectivement à 78,04 GPa et 0,42. Ces valeurs concordent avec celles obtenues par ondes de volumes.

Le tableau 5-10 présente les résultats d'inversion sur les paramètres élastique de la couche d'or.

Paramètres élastiques de la couche d'or			
module d'Young E_1 (GPa)		coefficient de Poisson ν_1	
Valeurs initiales (littérature)	Valeur estimée expérimentalement	Valeurs initiales (littérature)	Valeur estimée expérimentalement
78	78,04	0,42	0,42

Tableau 5-10 : Estimation des paramètres élastique de la couche d'or obtenue par la méthode d'inversion

Les valeurs obtenues par inversion sur le module de Young et le coefficient de Poisson de la couche d'or ont été comparées aux valeurs relevées dans la littérature. Le module de Young et le coefficient de Poisson obtenus correspondent respectivement à 60,675 GPa et 0,1982.

5.2 Caractérisation de revêtement sol-gel silice hybride – PDMS

L'objectif du projet « MegaJoule » du CEA est de réaliser un laser très énergétique, capable de pouvoir déposer une énergie de 1,8 MJ (mégajoules). Le laser mégajoule (LMJ) est dimensionné pour accueillir 240 faisceaux groupés en 30 chaînes laser, longues de 100 mètres et disposant chacune de 8 faisceaux, les faisceaux convergent vers une cible de 2,4 mm de diamètre après avoir traversé environ 4 320 plaques de verre. A titre comparatif, le laser Phébus ne disposait que de 2 faisceaux et délivrait une énergie de l'ordre de 10 à 20 kJ [www.cea.fr]. Notons que chaque faisceau, en sortie de la section amplificatrice, est focalisé pour passer d'une section de 400 x 400 mm à un diamètre de l'ordre de quelques dixièmes de millimètres.

Le département Matériaux du CEA / Le Ripault (Commissariat à l'Energie Atomique) travaille notamment sur le développement de matériaux à propriétés optiques adaptées aux agressions lasers de

forte énergie par le procédé sol-gel. C'est une voie alternative pour l'obtention de films à propriétés optiques sur différents supports, et tout spécialement sur le verre. Ainsi, des revêtements sol-gel à fort coefficient de transmission optique ont notamment été mis au point dans le cadre du projet « MégaJoule » [www.cea.fr]. Ces revêtements, à base de polysiloxanes comme le polydiméthylsiloxane (PDMS) ont des propriétés élastiques intéressantes notamment un coefficient de transmissions optiques élevées [Compoint 15] et devraient permettre une prolongation de la durée de vie des optiques. Dans le cadre de ce projet, il est nécessaire de disposer de différents paramètres pour ces revêtements et en particulier la connaissance des paramètres élastiques des couches. Compte tenu de la difficulté et de l'absence de méthodes pour obtenir de telles caractéristiques sur des revêtements aussi fin et non métalliques, nous avons envisagé une collaboration entre nos deux laboratoires.



Figure 5-19 : Matériaux sol-gel pour l'optique [http://www.cea.fr]

Les PDMS sont des polymères utilisés comme revêtements optiques afin de prévenir les dommages laser [Compoint 15]. Ce polymère présente des propriétés optiques appropriées pour transmettre un faisceau laser jusqu'à 351 nm (excellente transmission autour de 93% [Dvornic 90]) avec un indice de réfraction de 1,41[Kopetz 07], cette valeur est proche de l'indice de la silice (verre) qui est de 1,45. En outre, le PDMS a un faible coefficient d'absorption ($5.10^{-3} \text{ cm}^{-1}$) [Lapsey 11] et une bonne résistance à la chaleur (environ 200 °C) ce qui fait du PDMS l'un des meilleurs polymères qui peuvent résister à un faisceau laser très énergétique même à une largeur d'onde de 351 nm.

Le PDMS est associé à la silice qui est un matériau inorganique en utilisant le procédé sol-gel (dépôt par voie humide) [Foussaier 00]. Les deux matériaux peuvent être reliés par des liaisons covalentes créées entre les groupes Si-OH localisés sur la surface de la silice et les hydroxydes du PDMS. Des liaisons plus faibles des hydrogènes peuvent être créées entre les groupes Si-OH et les atomes d'oxygène du PDMS [Compoint 15]. Il est également possible de modifier les propriétés élastiques du matériau en changeant le taux de PDMS. Lorsque le taux de PDMS augmente au sein du réseau de

silice, l'hybride a des propriétés viscoélastiques avec des liaisons chimiques réversibles. En utilisant ces propriétés, il est donc possible de réaliser de nouvelles couches minces de polymères sur substrat de silice ayant un module de Young faible donc un meilleur coefficient de transmission optique [Compoint 15].

5.2.1 Les revêtements sol-gel : PDMS/silice

Pour réaliser les revêtements sol-gel deux types d'acides ont été utilisés comme catalyseur [Compoint 15]:

- L'acide chlorhydrique ou solution aqueuse de Chlorure d'hydrogène qui est un acide fort d'apparence incolore et de formule chimique HCl ;
- L'acide trifluorométhanesulfonique (connu également sous le nom d'acide triflique et parfois désigné par la formulation TFS) qui est un type d'acide sulfonique de formule $\text{CHF}_3\text{O}_3\text{S}$; le catalyseur TFS est généralement utilisé pour la réalisation de matériaux silicones, c'est un acide fort qui a déjà montré son efficacité pour la réalisation de revêtement silice hybride - PDMS [Piombini 11].

La connaissance des valeurs de densité des couches est nécessaire pour trouver les propriétés mécaniques par la méthode d'inversion. Dans un premier temps, la loi de mélange nous a permis d'estimer la densité des couches sol-gel, elle est de $0,97 \text{ kg/m}^3$ pour les PDMS et $1,92 \text{ kg/m}^3$ pour la silice [Ayouch 12]. Toutefois, des études ont montré que pour des pourcentages de PDMS élevés (30 à 40%), on note une porosité interne plus élevée [Ayouch 12]. Ainsi, pour de tels pourcentages de PDMS il existe une incertitude sur la densité de la couche obtenue à l'aide de la loi de mélange et les autres techniques de caractérisations de densité classiquement utilisées pour les matériaux massifs ne sont pas fiables pour les matériaux de type couches minces sur substrat. Pour les revêtements avec 30% et 40% de PDMS nous effectuerons donc une étude de l'influence de la densité sur les paramètres élastiques.

Le tableau 5-11 représente les caractéristiques initiales des couches PDMS et du substrat en silice. Les épaisseurs des revêtements ont une incertitude $\pm 20 \text{ nm}$ pour 5 et 10% de PDMS et $\pm 40 \text{ nm}$ pour 30 et 40% de PDMS. Les valeurs de densité sont obtenues par la loi de mélange.

% PDMS	Couche de PDMS obtenue avec l'HCl comme catalyseur			Couche de PDMS obtenue avec le TFS comme catalyseur		
	Nom	Epaisseur (μm)	Densité	Nom	Epaisseur (μm)	Densité
5	/	/	/	S3	0,62	1874
10	/	/	/	S4	0,67	1826
30	S1	3,7	1817	S5	2,6	1636
40	S2	4,6	1700	S6	2,6	1541

Tableau 5-11 : Caractéristiques initiales des couches considérées comme isotropes

Les revêtements ont été déposés sur un substrat de silice polymère d'épaisseur 5,16 mm. Le tableau 5-12 représente les caractéristiques initiales du substrat en silice.

Paramètres	Substrat de silice
Masse volumique ρ (g/cm ³)	1,92
Vitesse longitudinale V_L (m/s)	5939
Vitesse transversale V_T (m/s)	3764,1
Vitesse de l'onde de Rayleigh V_R (m/s)	3404

Tableau 5-12 : Caractéristiques du substrat considéré comme isotrope

5.2.2 Dispersion du premier mode de Rayleigh

Afin de vérifier la dispersion du premier mode de Rayleigh sur les revêtements sol-gel, nous avons calculé les vitesses de phase théoriques en fonction de la fréquence. Pour faire ce calcul, nous avons considéré les paramètres (densité et constantes élastiques) du substrat de silice ci-dessous :

- $\rho = 2001 \text{ kg/m}^3$, $E = 73 \text{ GPa}$ et $\nu = 0,16$ respectivement la densité, le module de Young et le coefficient de Poisson.

Afin de tenir compte de la "perturbation" des ondes de surface en raison à la présence du revêtement, en plus de l'épaisseur des revêtements, nous avons utilisé les valeurs initiales de la densité et les constantes élastiques des revêtements ci-dessous :

- $\rho = 1800 \text{ kg/m}^3$, $E = 15 \text{ GPa}$, $\nu = 0,2$ respectivement la densité, le module de Young et le coefficient de Poisson.

La figure 5-20 montre une courbe de vitesses de phase théoriques du premier mode de Rayleigh en fonction de la fréquence obtenue à l'aide de l'échantillon S4. Dans la suite, afin de différencier les vitesses nous avons choisi les notations ci-dessous :

- V_R dans le substrat : elle correspond à la vitesse des ondes de Rayleigh dans le substrat non revêtu, elle est de 3404 m/s.

- V_R dans la couche : elle correspond à la vitesse des ondes de Rayleigh dans le matériau de type couche sur substrat (couche d'or sur substrat de silice).

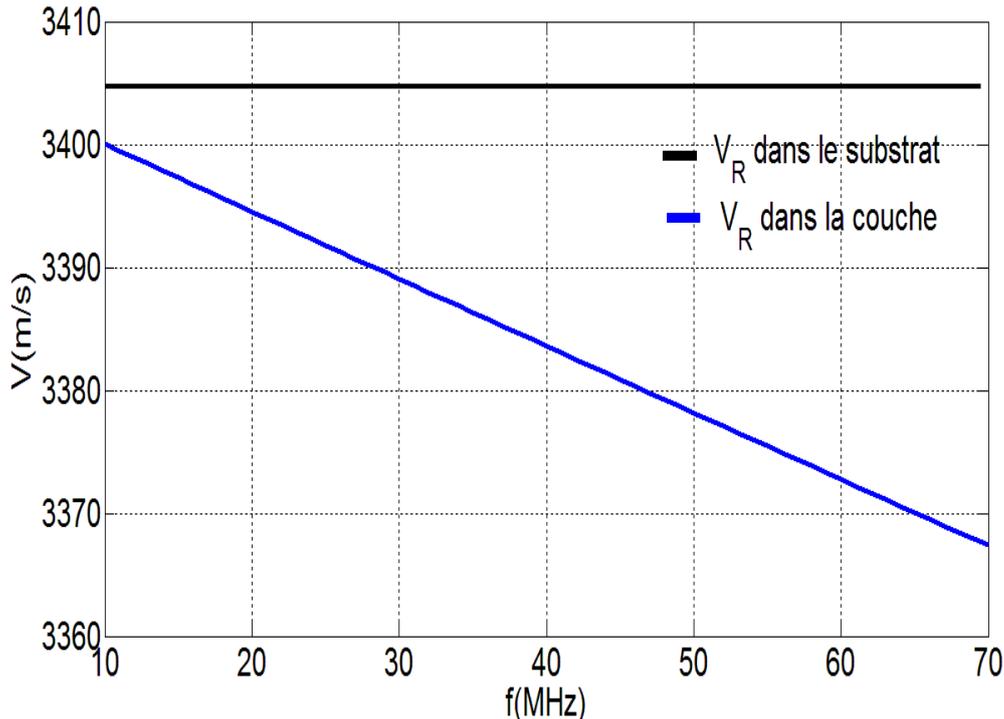


Figure 5-20 : Vitesses de phase théoriques du premier mode de Rayleigh pour le revêtement sol-gel S4

Nous observons, comme pour les couches d'or étudiées précédemment, que nous sommes dans le cas d'une combinaison couche/substrat se trouvant en dessous de la limite $v_t' = v_t/\sqrt{2}$, la vitesse transversale de la silice est donc supérieure à celle de la couche PDMS ($v_t > \sqrt{2} v_t'$), pour tous les revêtements étudiés. Comme précédemment pour les couches métalliques, on est dans le cas "loading".

5.2.3 Résultats expérimentaux

Il faut toutefois noter pour les mesures, que le fonctionnement de l'interféromètre UHF 120 est basé sur le principe de l'interférence optique, qui consiste à mesurer le déphasage du faisceau laser réfléchi introduit par le déplacement normal à la surface de l'échantillon. Or les revêtements sol-gel à tester sont transparents. La réflexion du faisceau est donc moins importante que pour les couches métalliques étudiées précédemment. D'autre part, l'atténuation due à la présence des revêtements est plus grande, plus on monte en fréquence plus l'atténuation des ondes est importante. Cette atténuation est directement liée au pourcentage de PDMS présent dans les revêtements, plus la quantité de PDMS augmente, plus l'atténuation est importante. Cela peut s'expliquer par le fait que la réaction entre le PDMS et la silice n'est pas toujours totale. En effet, lorsque le taux de PDMS augmente, certaines chaînes PDMS restent libres dans le réseau organique ce qui augmente la viscoélasticité du revêtement [Compoint 15] provoquant ainsi un amortissement des ondes acoustiques de surface.

Pour toutes ces raisons, compte tenu des résultats de mesure des amplitudes des champs de déplacement effectués au chapitre 4, pour faire cette étude nous avons privilégié une excitation de type « burst » comportant 20 sinusoïdes dont on fera varier la fréquence, la valeur d'amplitude de tension crête à crête est de 40 V (figure 5-21 et 5-22).

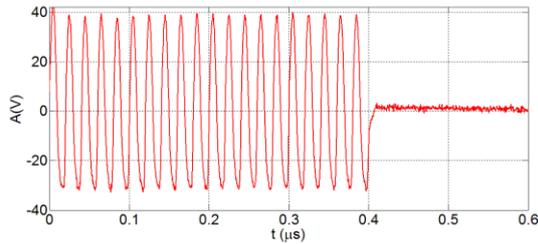


Figure 5-21 : Excitation de type « burst » comportant 20 sinusoïdes

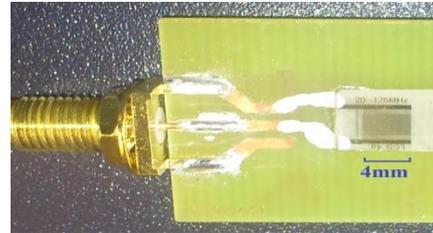
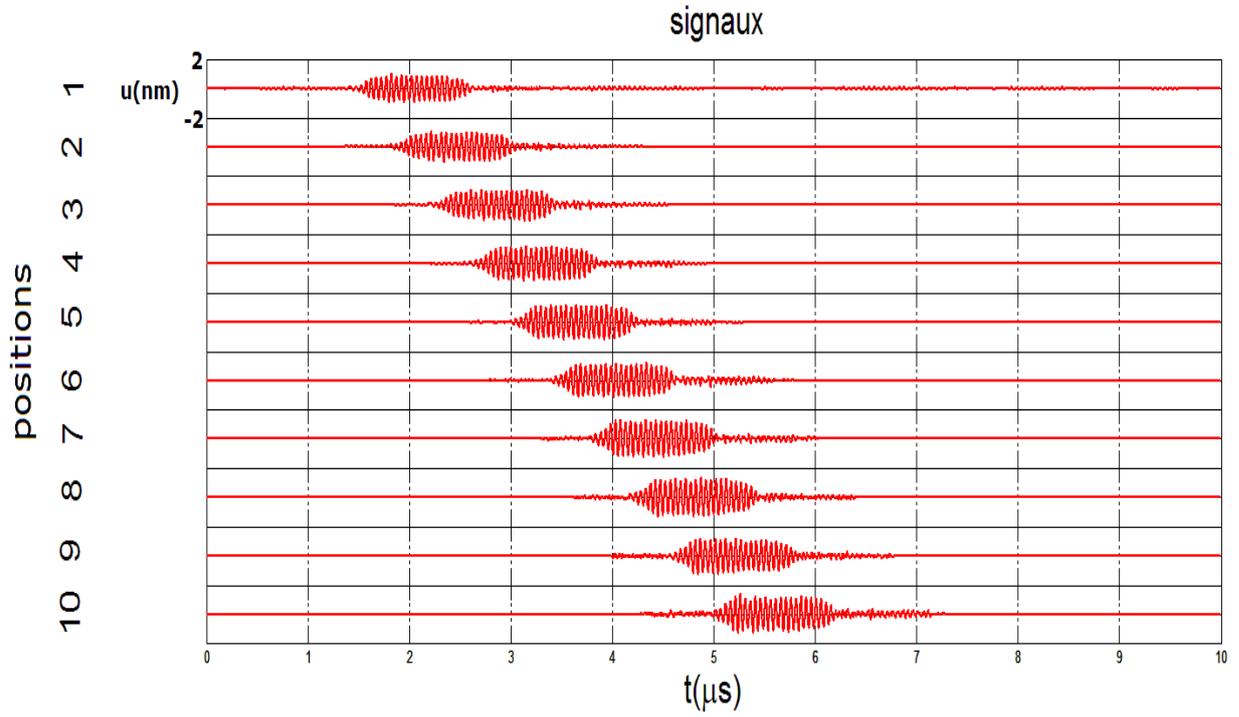
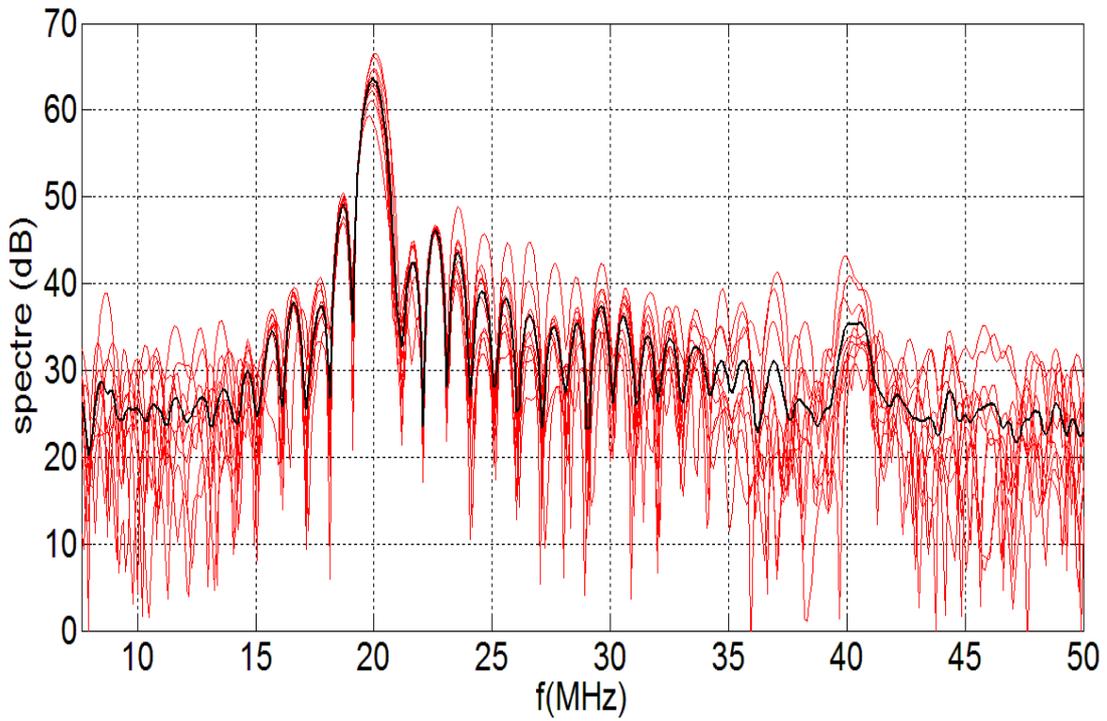


Figure 5-22 : Capteur du capteur up chirp (20 - 125 MHz)

Nous avons donc imposé des « burst » d'émission de différentes fréquences allant de 20 à 60 MHz. Au-delà de cette fréquence, l'atténuation due à la présence des revêtements devient trop importante diminuant ainsi le rapport signal sur bruit, les incertitudes sur les vitesses obtenues deviennent donc grandes (± 30 m/s). Une dizaine de points de mesure (pour chaque fréquence du « burst » d'excitation) est suffisante pour obtenir la vitesse de phase. Les figures 5-23 et 5-24 montrent des exemples de signaux sur 10 points de mesure pour les échantillons S3 et S4. Les amplitudes maximales relevées sont d'environ 1 nm, ces valeurs importantes sont liées au fait que nous avons imposé une excitation de type « burst » comportant 20 sinusoïdes et non une excitation chirp comme pour les couches d'or étudiées précédemment.



(a)



(b)

Figure 5-23 : Signaux obtenus pour une excitation de type « burst » de fréquence 20 MHz pour l'échantillon S3
 a) déplacements b) spectre (la courbe noire indique le spectre moyen)

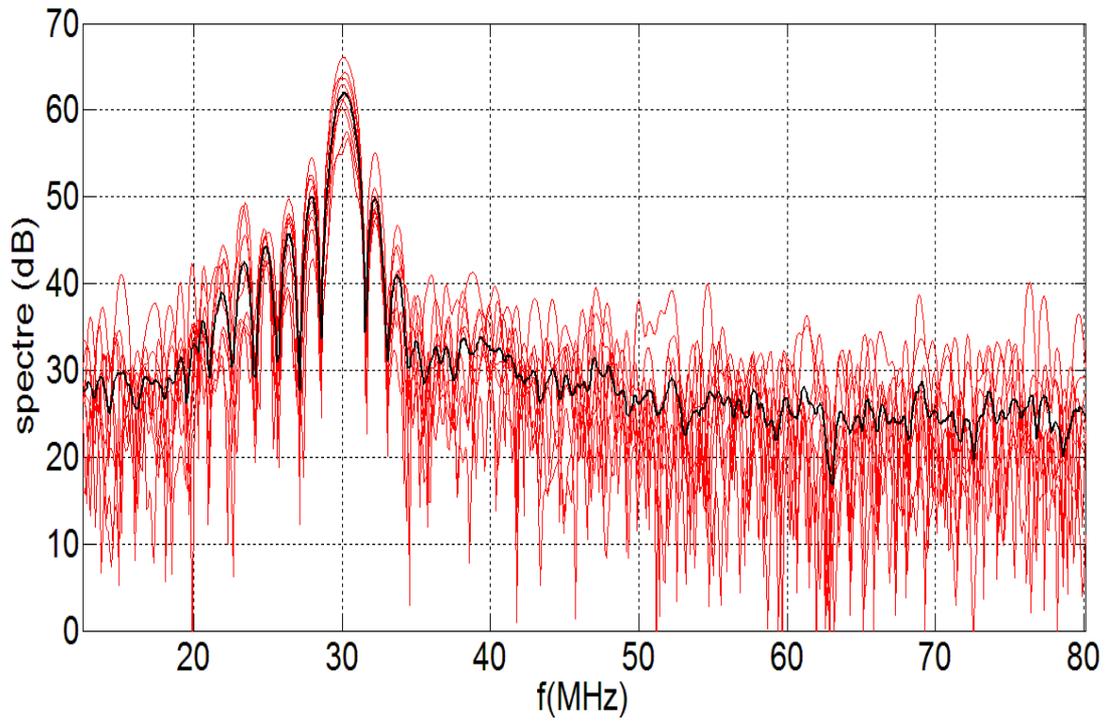
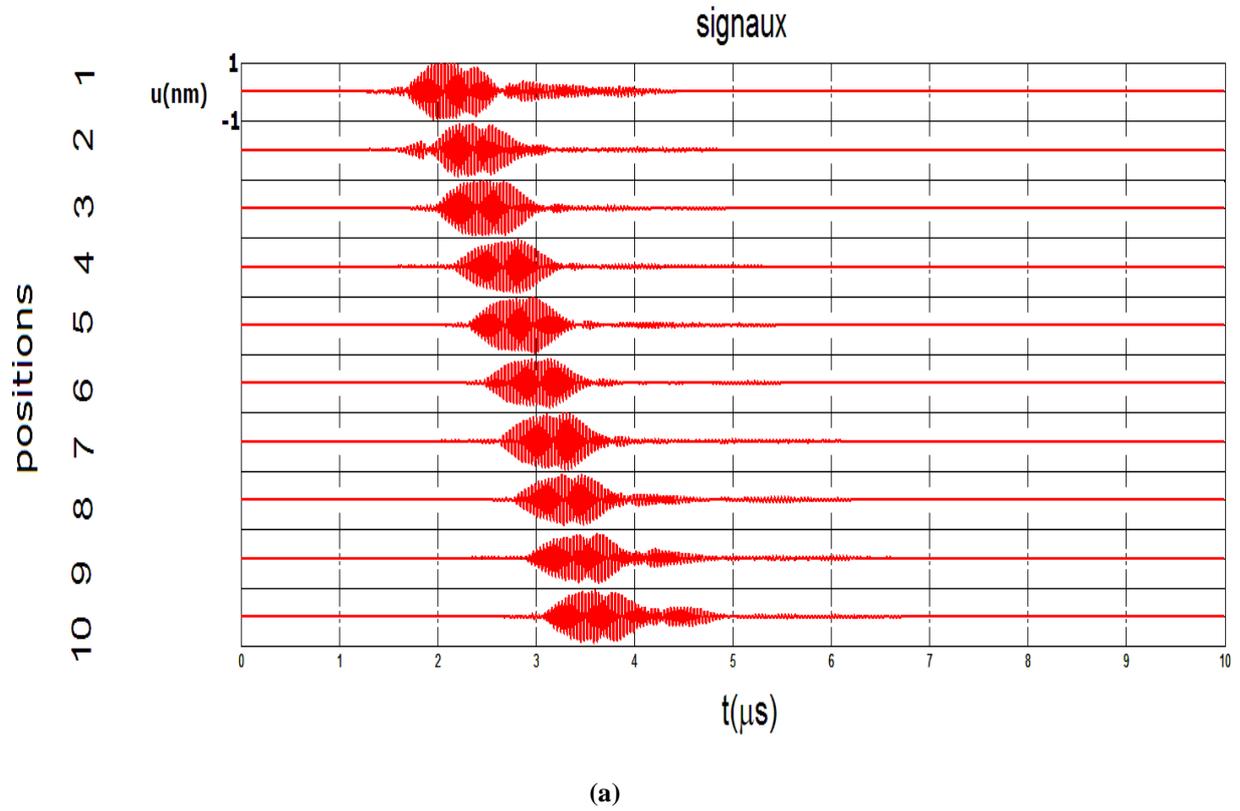


Figure 5-24 : Signaux obtenus pour une excitation de type « burst » de fréquence 30 MHz pour l'échantillon S4
 a) déplacements b) spectre (la courbe noire indique le spectre moyen)

La figure 5-25 donne un exemple de mesures de vitesses de phase obtenues pour l'échantillon S4. Les vitesses de phase moyennes sont représentées par les points. Nous avons aussi tracé la courbe de dispersion théorique obtenue à partir des données initiales.

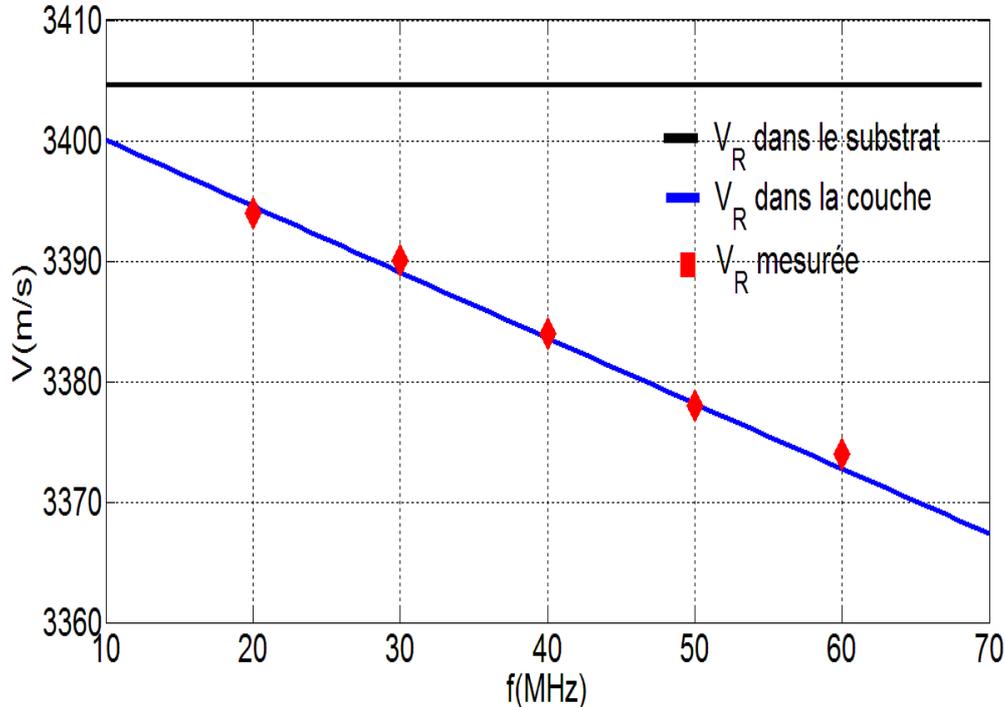


Figure 5-25 : Vitesses de phase théoriques et expérimentales du premier mode de Rayleigh pour le revêtement sol-gel S4

5.2.4 Détermination des propriétés des couches sol gel et du substrat

La méthode d'inverse a été effectuée sur les 6 échantillons revêtus (S1 à S6), un grand nombre de combinaisons (E , ν) a été testé. Nous avons choisi volontairement des pas faibles pour l'épaisseur et les constantes élastiques afin d'obtenir un R^2 le plus maximum possible. Nous faisons varier le module de Young entre 1 et 60 GPa avec un pas 0,1 GPa et le coefficient de poisson entre 0,01 et 5 avec un pas à 0,01. Les résultats sont présentés dans la figure 5-26 et dans le tableau 5-13.

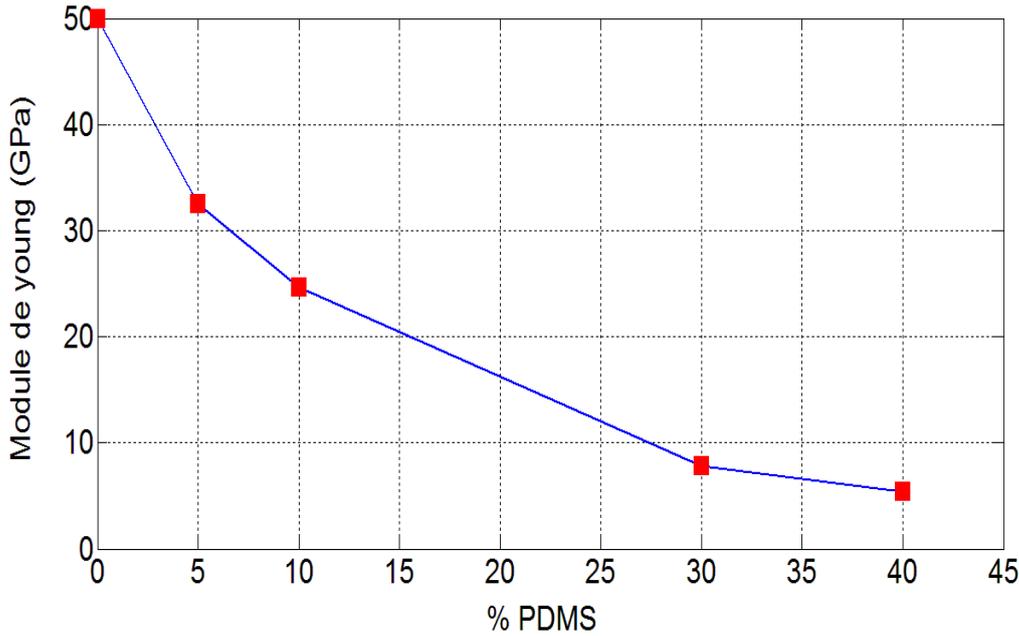


Figure 5-26 : Module de Young en fonction du pourcentage de PDMS (catalyseur TFS)

% PDMS	Couche de PDMS obtenue avec l'HCl comme catalyseur		Couche de PDMS obtenue avec le TFS comme catalyseur	
	Nom	E (GPa)	Nom	E (GPa)
5	/	/	S3	32,5
10	/	/	S4	24,6
30	S1	7,6	S5	7,8
40	S2	5,1	S6	5,4

Tableau 5-13 : Module de Young pour l'ensemble des revêtements

Nous observons que le pourcentage de PDMS influe fortement sur le module de Young des revêtements. Pour les revêtements avec 5% et 10% de PDMS, le module de Young est réduit respectivement de 35% ($E = 32,5$ GPa) et 50% ($E = 24,6$ GPa) par rapport un substrat de silice non revêtu. Pour les revêtements avec 30% et 40% de PDMS, l'atténuation des ondes de surface devient beaucoup plus importante et les valeurs du module de Young sont respectivement de 7,8 GPa et 5,4 GPa, ce qui correspond à une diminution de 84% et 89%. Ces résultats sont en bon accord avec ceux observés dans la littérature pour les matériaux massifs silice-PDMS [Mackenzie 96]. Nous avons aussi noté que les résultats entre les catalyseurs chimiques HCl et TFS sont légèrement différents.

En ce qui concerne l'estimation des coefficients de Poisson, nous avons obtenu respectivement 0,26 et 0,27 pour les revêtements avec 5% et 10% de PDMS. Pour les revêtements avec 30% et 40% de PDMS, nous avons obtenu des coefficients de Poisson respectivement de 0,3 et 0,32.

Afin d'étudier l'influence de la porosité sur les densités et donc sur les modules de Young, nous avons effectué d'autres simulations. On considère que la porosité pourrait réduire la densité de 5% et 10% de

sa valeur initiale pour les revêtements à fort pourcentages de PDMS (30 à 40%). Pour le revêtement avec 30% de PDMS cela correspond à 1554 kg/m^3 et 1472 kg/m^3 pour respectivement 5% et 10% de réduction. Concernant le revêtement avec 40% de PDMS cela correspond à 1463 kg/m^3 et 1387 kg/m^3 pour respectivement 5% et 10% de réduction. Les résultats d'inversions montrent que pour les revêtements avec 30% de PDMS, la valeur du module de Young passe d'une valeur de 7,8 GPa à 5,9 GPa et 4,1 GPa pour respectivement une réduction en densité de 5 et 10%. De même, pour les revêtements avec 40% de PDMS, le module de Young passe de 5,4 GPa à 3,6 GPa et 2,3 GPa pour respectivement une réduction en densité de 5 et 10%. Cette réduction est en accord avec les valeurs rapportées dans la littérature. Pour de forts pourcentages en PDMS, il est donc nécessaire de prendre en compte la porosité même si celui-ci est très difficile à mesurer.

CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons effectué la caractérisation de couches d'or et de revêtements sol-gel à l'aide de la méthode d'inversion. Nous avons, au préalable, décrit la méthode utilisée pour obtenir les vitesses de phase des ondes de Rayleigh dans les structures de type couche sur substrat. Par ailleurs afin d'obtenir les vitesses avec plus de précision, nous avons déterminé les paramètres de mesures optimaux. Ensuite, nous avons étudié l'influence du type d'excitation utilisée mais aussi l'influence de la bande passante du capteur mais aussi celle du chirp d'excitation utilisée. Ces études nous ont permis d'obtenir des courbes de dispersions expérimentales des ondes de surface avec précision. L'inversion effectuée sur ces courbes a permis de déterminer les paramètres élastiques des échantillons composés d'une couche d'or déposée sur substrat de silice mais aussi l'épaisseur des couches. Des couches d'or d'épaisseurs allant de 100 à 500 nm ont été étudiées. Les épaisseurs obtenues ont été comparées aux celles obtenues par profilométrie, les écarts moyens sont de l'ordre de 4%. Concernant les caractéristiques élastiques, les valeurs obtenues ont été comparées aux valeurs trouvées dans la littérature ou mesurées par ondes de volume, les écarts moyens sont de l'ordre de 0,5% pour les modules de Young et de 4% pour les modules de poisson. Pour les revêtements sol-gel nous avons étudié l'influence du pourcentage de PDMS sur les paramètres élastiques. Les résultats obtenus sur les modules de Young et coefficient de poisson sont en bon accord avec ceux trouvés par Mackenzie pour les matériaux massifs silice-PDMS.

Conclusion générale

Ces années de recherche m'ont permis d'aborder un vaste champ disciplinaire dans le domaine de la modélisation, de la fabrication mais aussi de la caractérisation expérimentale de dispositifs à ondes acoustiques de surface mais aussi de couches minces et de revêtements fonctionnels. Les travaux présentés au cours des cinq chapitres précédents s'inscrivent dans le cadre de la nécessité de développer une méthode de caractérisation ultrasonore originale permettant d'établir des données précises et fiables sur les structures de types couches minces et revêtements fonctionnels très utilisés en particulier en microélectroniques et en optiques. La complexité de cette tâche est liée au développement et à la diversité des techniques de dépôts qui permettent d'obtenir des revêtements et couches minces d'épaisseurs fines et parfois avec caractéristiques intrinsèques variées (fragiles, faibles épaisseurs, transparents...).

La solution proposée dans cette étude repose sur l'utilisation de l'onde de surface de type Rayleigh sur une large gamme de fréquences. Ce choix s'explique par le fait que l'énergie véhiculée par l'onde de surface se trouve confinée au voisinage de la surface, ce qui la rend particulièrement sensible aux caractéristiques des couches. Dans le cas de structure de type couche sur substrat, l'onde de surface devient dispersive, en d'autres termes, la vitesse de phase varie en fonction de la fréquence de l'onde. En exploitant cette dispersion de l'onde de surface, il est possible de caractériser la structure. C'est en exploitant une variation importante de vitesse qu'il devient possible d'obtenir, par inversion, des précisions intéressantes sur les caractéristiques mécaniques et l'épaisseur des couches. C'est pourquoi afin d'obtenir une variation de vitesse de plusieurs centaines de mètres par seconde il faut pouvoir exploiter les ondes de surface sur une grande plage de fréquences. Ce qui impose de pouvoir exciter et détecter les ondes de surface sur une large gamme de fréquences.

Nous avons donc mis en œuvre des capteurs IDT larges bandes de type chirp, permettant la génération d'ondes acoustique de surface sur une large gamme de fréquences allant de 20 à 125 MHz nécessaire pour l'application visée. Dans la littérature scientifique, nous retrouvons assez peu d'articles concernant l'utilisation des capteurs interdigités pour la caractérisation et le CND et généralement dans des domaines de fréquence de quelques mégahertz. Dans ce travail de thèse dédié à cette finalité, nous nous distinguons assez nettement de ces travaux antérieurs car nous nous sommes non pas intéressés à la détection de défauts et de fissures mais à la caractérisation élastique et l'épaisseur des structures. De plus, pour limiter l'altération des surfaces des couches minces et des revêtements, nous avons privilégié un simple contact entre les capteurs IDT déportés et les structures à tester via un couplant ce qui donne bien évidemment la possibilité d'utiliser les capteurs IDT avec les mêmes

facilités que les capteurs classiques. Ces capteurs IDT sont donc parfaitement compatibles pour le contrôle non destructif de couches minces et revêtements fragiles et peuvent s'appliquer à de nombreux cas de figures. Enfin, les ondes de Rayleigh que nous avons exploitées se situent dans une gamme spectrale assez peu envisagée par les techniques ultrasonores avec contact et sans immersion de la structure analysée, car nous avons généré et détecté des ondes en hautes fréquence sur une très large gamme de fréquence (20 – 125 MHz).

Par ailleurs, nous avons optimisé les capteurs en testant différents types d'excitations (« burst », « impulsion », « chirp ») afin de maximiser leurs performances. Nous avons pu mettre en évidence en comparant les résultats obtenus que l'excitation de type chirp (temporel) sur un capteur chirp (spatial) permet d'optimiser la bande passante des capteurs et augmenter les niveaux de déplacement engendrés par ces derniers. Cette solution pertinente nommée technique à double chirp spatio-temporel a permis d'obtenir directement un spectre large bande correspondant aux bandes de fonctionnement recherchées et surtout des niveaux de déplacements des ondes de surface suffisants pour la caractérisation des couches minces métalliques et les revêtements fonctionnels.

Dans le premier chapitre, nous avons présenté quelques exemples d'applications des couches minces pour l'électronique et l'optique et les principales méthodes de caractérisation mécaniques. Ensuite, nous avons expliqué les raisons du choix des capteurs IDT larges bandes pour faire cette caractérisation. Afin de mieux comprendre la méthode utilisée, nous avons expliqué le principe de fonctionnement de ce type de transducteur et les caractéristiques des ondes générées et leurs comportements grâce à l'étude de la propagation des ondes acoustiques de surface de type Rayleigh dans un solide anisotrope et piézoélectrique mais aussi sur les matériaux de type couche sur substrat. Nous avons aussi effectué l'historique détaillé des dispositifs à ondes de volume et de surface et les critères de choix du matériau piézoélectrique, les limites de ces transducteurs mais aussi les effets secondaires qui peuvent apparaître lors de leur fonctionnement. Nous avons terminé cette étude en précisant l'intérêt des capteurs interdigués à larges bandes de fonctionnement pour l'application visée et les avantages qu'ils présentent.

Dans le second chapitre, nous avons abordé la modélisation des caractéristiques électriques des capteurs IDT afin d'identifier les configurations les plus intéressantes. Nous avons utilisé le modèle des circuits équivalents qui constituent un outil puissant pour l'analyse et la simulation des transducteurs interdigués. Pour le choix des caractéristiques des capteurs IDT, nous avons essayé de trouver un compromis entre caractéristiques optimales désirées et les éventuels effets secondaires et les contraintes liées à l'application visée. Nous avons donc pu obtenir des configurations intéressantes en bande passante, impédance et admittance aux fréquences de fonctionnement, pertes de conversion et d'insertion et enfin en facteur de qualité.

Dans le troisième chapitre, nous avons effectué la modélisation des champs de déplacement des ondes de surface générées par les capteurs IDT. Cette étude est primordiale, en effet, dans le cadre du contrôle non destructif, nous avons cherché à caractériser différentes structures et en particulier des couches minces métalliques et des revêtements sol-gel. Les ondes ont été générées grâce aux capteurs IDT et ont été transmises sur les échantillons à tester. Il a donc été nécessaire d'étudier les amplitudes de déplacement des ondes acoustiques de surface engendrées par les capteurs IDT. Pour effectuer la modélisation, la méthode des éléments finis est souvent utilisée mais pour les capteurs IDT étudiés les nombres de degrés de liberté étant assez importants, notamment ceux fonctionnant dans la bande allant de 20 à 125 MHz, les temps de calcul devenaient assez longs et au vu du nombre important de configurations à tester, nous avons adapté des outils de simulation basés sur le modèle de la réponse impulsionnelle spatiale aux capteurs IDT. Cette étude a permis de montrer qu'il est possible de réduire considérablement les temps de calcul par rapport aux méthodes des éléments finis. Les analyses des déplacements spectraux et temporels obtenus avec les deux méthodes ont montré une assez bonne concordance avec des précisions variant entre 0,1 à 10% notamment pour les excitations de type « burst » et « chirp ». Ces résultats ont confirmé la pertinence de la méthode proposée. Les résultats de modélisation ont permis d'estimer les amplitudes engendrées par les capteurs avec des valeurs assez conséquentes et suffisantes pour l'application visée.

Le quatrième chapitre a été consacré à la réalisation des capteurs IDT à l'aide des techniques de salle blanche. Nous avons aussi effectué la caractérisation électrique et acoustique des capteurs. Nous avons mesuré, par interférométrie laser, les amplitudes des déplacements générés par les capteurs. Nous avons confronté théorie et expérience et nous avons pu mettre en évidence une assez bonne concordance entre les résultats de mesure et ceux obtenus par modélisation avec des précisions variant entre 5% et 10% pour les résistances et bandes passantes. Pour les champs de déplacements, les précisions entre modélisations et mesures étaient comprises entre 5% et 10%, selon le type d'excitation. Cela a montré d'une part la pertinence des méthodes de modélisations utilisées mais aussi la bonne maîtrise des procédés de réalisation des dispositifs. Enfin, nous avons pu montrer que la technique à double chirp spatio-temporelle basée sur des capteurs IDT était une solution intéressante pour obtenir directement un spectre large bande correspondant aux bandes de fonctionnement recherchées tout en assurant des niveaux de déplacements des ondes de surface suffisants pour les applications visées (caractérisation CND).

Le cinquième et dernier chapitre a été consacré à la caractérisation des couches minces d'or et des revêtements sol-gel. Nous avons utilisé la méthode d'inversion à partir des courbes de dispersions expérimentales des ondes de surface dans les couches. Pour la résolution du problème inverse, nous avons fait correspondre les vitesses calculées théoriquement à celles mesurées expérimentalement en ajustant les paramètres élastiques de la structure analysée déduites à partir du modèle théorique. Afin

d'estimer de manière précise les vitesses de phase mesurées avec peu de temps en termes de traitement des données et de calculs, nous avons utilisé la transformée de Slant Stack. Cette technique rapide et efficace a permis de déterminer les vitesses se propageant dans un milieu dit « dispersif » avec une grande précision. Les valeurs obtenues par inversion sur le module de Young et le coefficient de Poisson des substrats en silice ont été comparées avec celles acquises à l'aide de capteurs à ondes de volume. Les valeurs obtenues par inversion sur le module de Young et le coefficient de Poisson de la couche d'or et des revêtements sol-gel ont été comparées aux valeurs relevées dans la littérature. Enfin, les mesures d'épaisseur ont pu être confirmées par comparaison à des mesures réalisées à l'aide d'un profilomètre de haute précision. Les résultats ont permis de mettre en évidence les potentialités de la méthode proposée pour la caractérisation non destructive de structures de type couche sur substrat et de revêtements fonctionnels.

ANNEXE

Caractérisation acoustique des capteurs à bande étroite : cas du capteur 40 MHz

Protocole expérimental

La caractérisation acoustique est un point important pour obtenir l'impédance acoustique globale, il permet d'étudier la réponse du capteur en prenant en compte les différentes contributions électriques et mécaniques. L'étude se fait en testant un ensemble de capteurs (Emetteur – Récepteur) identiques. Nous excitons l'émetteur avec un signal de type « burst » d'amplitude 20 V crête à crête, ensuite nous faisons varier la fréquence du signal « burst » et nous prélevons l'amplitude de la tension à la sortie du récepteur (l'amplitude de la tension est fonction de la fréquence du «burst») (figure 6-2).

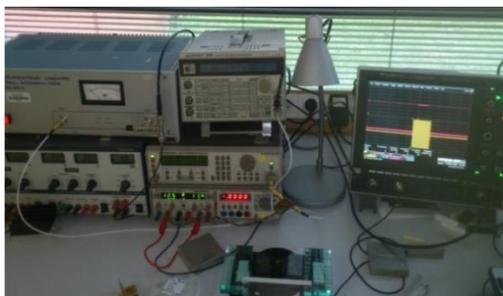


Figure 6-1 : Banc de mesure pour la caractérisation acoustique des capteurs IDT

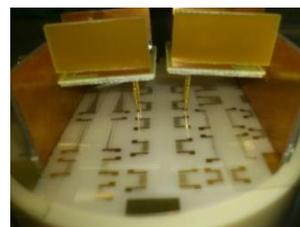


Figure 6-2 : Mesure acoustique Emetteur-Récepteur

Cette étude a pour but d'obtenir la fréquence de résonance acoustique réelle et la bande passante acoustique, elle permet aussi d'avoir une idée du degré de conversion de l'énergie électrique en énergie mécanique. Pour effectuer la caractérisation acoustique nous avons choisi un capteur 40 MHz (figure 6-3), c'est le même capteur utilisé pour la caractérisation des champs de déplacement. En effet, le degré de conversion de l'énergie électrique en énergie mécanique permet d'avoir une idée des amplitudes de déplacement que pourra générer le capteur. Le tableau 6-1 représente les caractéristiques du capteur 40 MHz. La longueur L du capteur est de 2,5 mm.

Nom	f_0 (MHz)	D	Wa(mm)	a (μ m)	p (μ m)	λ (μ m)
C40	40	50	2,5	25	50	50

Tableau 6-1 : Paramètres du capteur à 40 MHz

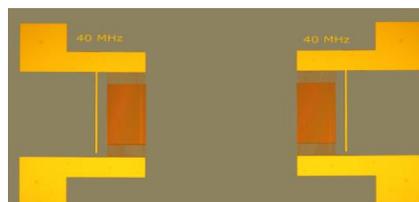


Figure 6-3 : Image prise au microscope du capteur 40 MHz (Emetteur-Récepteur)

Transmittance acoustique

Les tests acoustiques (émetteur-récepteur) ont été effectués à l'aide d'une excitation de type « burst » d'amplitude de tension crête à crête de 40 V dont nous faisons varier la fréquence. Nous relevons l'amplitude des déplacements à la sortie du récepteur.

Afin de ne pas confondre les fréquences de résonance et bande passante entre caractérisation électrique et acoustique (émetteur-récepteur), nous utiliserons f_{0e} pour l'électrique et f_{0a} pour l'acoustique. La figure 6-4 donne l'amplitude de la tension en fonction de la fréquence du « burst » d'excitation.

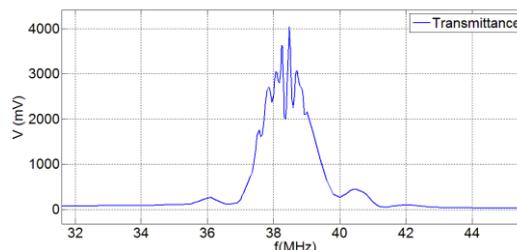


Figure 6-4: Transmittance du capteur 40 MHz (Emetteur – Récepteur)

La fréquence de résonance acoustique f_{0a} est sensiblement différente de celle électrique (voir tableau 4-9). L'amplitude est maximale à la fréquence f_{0a} . Pour une amplitude de tension crête à crête de 40 V en entrée, nous obtenons une tension maximale de 4,2 V, soit 10 % de la valeur en tension imposée en entrée. Ce fort rendement est lié au fait que le niobate de lithium utilisé pour le substrat piézoélectrique a un bon coefficient de couplage électromécanique mais aussi que les capteurs à bande étroite réalisés engendrent plus d'énergie et les niveaux de l'amplitude des déplacements pour les ondes de surface sont plus importants (voir étude faite au chapitre 3 sur la modélisation des champs de déplacement).

Transmittance acoustique et caractéristiques électriques théoriques

Nous avons comparé les caractéristiques électriques théoriques et l'impédance acoustique (amplitudes normalisées). Nous observons une relation entre les bandes passantes et fréquence de résonance (figure 6-5).

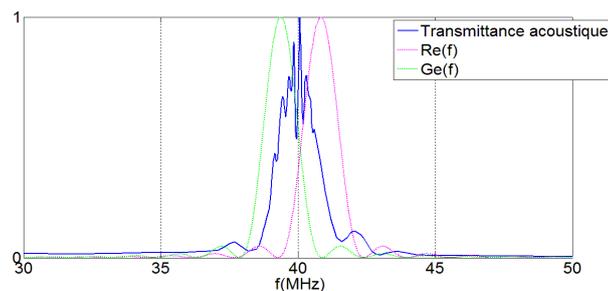


Figure 6-5: Transmittance acoustique et caractéristiques électriques théoriques du capteur 40 MHz

A partir de ces observations, nous avons comparé la valeur des bandes passantes, facteurs de qualité et les fréquences des lobes entre impédances acoustiques mesurées et caractéristiques électriques (voir Le tableau 6-2). Les indices (Y) et (Z) font références à l'admittance et l'impédance.

Capteur	Modélisation											Mesure							
	BP _{th(Y)}	f _{0e(Y)}	Q _{th(Y)}	fL1 _{th(Y)}	fL2 _{th(Y)}	fL _{th(Y)}	BP _{th(Z)}	f _{0e(Z)}	Q _{th(Z)}	fL1 _{th(Z)}	fL2 _{th(Z)}	fL _{th(Z)}	BP _a	Q _a	f _{0a}	fL1a	fL2a	fLa	
f ₀																			
MHz	MHz	MHz		MHz	MHz	MHz	MHz	MHz			MHz	MHz	MHz	MHz		MHz	MHz	MHz	MHz
40	0,99	37,7	39,7	35,64	39,77	37,7	0,99	39,24	39,6	37,01	41,51	39,26	0,99	34,7	38,47	36,2	40,6	38,4	

Tableau 6-2 : Comparaison impédance acoustique, conductance électrique théorique et résistance électrique théorique capteur 40 MHz

Cette comparaison a permis de relever deux points :

- il existe une relation entre les fréquences de résonance f_{0e(Y)}, f_{0e(Z)} et f_{0a} : f_{0a} = (f_{0e(Z)} + f_{0e(Y)})/2 = (39,7+39,24)/2 = 38,47 MHz)

- les bandes passantes sont égales : BP_a = BP_{th(Z)} = BP_{th(Y)}.

Caractérisation acoustique des capteurs chirp (30 - 100 MHz)

Le protocole expérimental et la méthode de détermination de l'impédance acoustique sont identiques que pour le capteur à bande étroite.

La figure 6-6 donne l'amplitude des déplacements à la sortie du capteur récepteur en fonction de la fréquence du « burst » d'excitation d'amplitude crête à crête de 40 V.

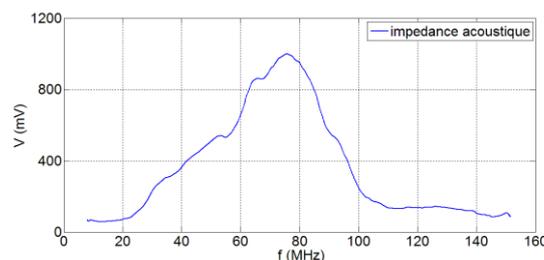


Figure 6-6 : Transmittance acoustique du capteur down chirp (30 – 100 MHz)

Le degré de conversion de l'énergie électrique en énergie mécanique est moins important que pour le capteur à bande étroite étudié précédemment. La tension maximale de sortie est de 1 V contre 4 V pour le capteur 40 MHz. La réponse est maximale aux alentours de la fréquence centrale soit 72 MHz.

Transmittance acoustique et caractéristiques électriques théoriques

Comme pour le capteur à 40 MHz, nous avons comparé les caractéristiques électriques théoriques et l'impédance acoustique (amplitudes normalisées) (figure 6-7). Nous observons aussi une relation entre les bandes passantes et fréquence de résonance.

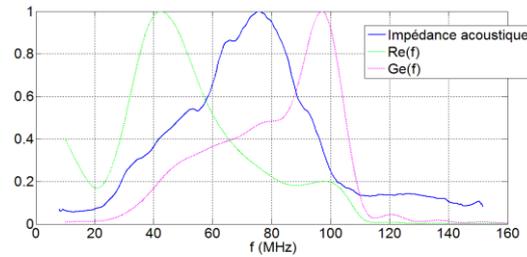


Figure 6-7: Transmittance du capteur et caractéristiques électriques théoriques du capteur down chirp (30 – 100 MHz)

Le tableau 6-3 compare les impédances acoustiques mesurées, les résistances théoriques et les conductances théoriques, notamment les bandes passantes et les facteurs de qualité. Les indices (Y) et (Z) font références à l'admittance et l'impédance.

Capteur	Modélisation						Mesure		
	$BP_{th(Y)}$ MHz	$f_{0e(Y)}$ MHz	$Q_{th(Y)}$	$BP_{th(Z)}$ MHz	$f_{0e(Z)}$ MHz	$Q_{th(Z)}$	BP_a MHz	f_{0a} MHz	Q_a MHz
Lcs 2b	110,1-89,9=20,2	97,2	4,8	53,9-33,7=20,3	42,5	2,1	79,4-59=20,4	72	3,5

Tableau 6-3 : Comparaison impédance acoustique, conductance électrique théorique et résistance électrique théorique capteur down chirp (30 – 100 MHz)

Comme pour le capteur à 40MHz, cette comparaison a permis de relever deux points :

- il existe une relation entre les fréquences de résonance $f_{0e(Y)}$, $f_{0e(Z)}$ et f_{0a} : $f_{0a} \approx (f_{0e(Z)} + f_{0e(Y)})/2 = (42,5+97,2)/2 = 69,85$ MHz
- les bandes passantes à -3dB sont égales : $BP_a \approx BP_{th(Z)} \approx BP_{th(Y)}$.

Caractérisation acoustique des capteurs chirp (20 - 125 MHz)

La figures 6-8 donne l'amplitude des déplacements à la sortie du capteur récepteur en fonction de la fréquence du « burst » d'excitation d'amplitude crête à crête de 40 V pour les capteurs 20 – 125 MHz (optimisé et non optimisé).

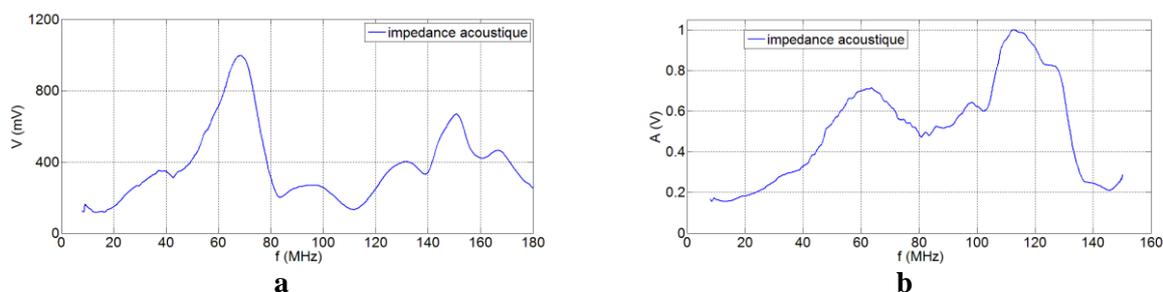


Figure 6-8 : Transmittance acoustique du capteur up chirp (20 - 125 MHz) a) non optimisé b) optimisé

Les tensions maximales de sortie sont d'environ 1 V. La réponse est maximale aux alentours de la fréquence centrale soit 70 MHz pour le capteur chirp (20 – 125 MHz) non optimisé.

Transmittance acoustique et caractéristiques électriques théoriques

Nous avons aussi comparé les caractéristiques électriques théoriques et l'impédance acoustique (amplitudes normalisées) (figure 6-9). Nous observons aussi une relation entre les bandes passantes et fréquence de résonance pour le capteur 20 – 125 MHz Lcs 4b.

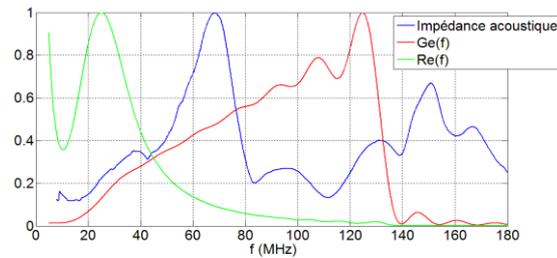


Figure 6-9: Transmittance du capteur et caractéristiques électriques théoriques du capteur up chirp (20 - 125 MHz)

Le tableau 6-4 compare les impédances acoustiques mesurées, les résistances théoriques et les conductances théoriques, notamment les bandes passantes et les facteurs de qualité. Les indices (Y) et (Z) font références à admittance et impédance.

Capteur	Modélisation						Mesure		
	$BP_{th(Y)}$	$f_{0e(Y)}$	$Q_{th(Y)}$	$BP_{th(Z)}$	$f_{0e(Z)}$	$Q_{th(Z)}$	BP_a	f_{0a}	Q_a
Lcs 4b	MHz	MHz		MHz	MHz		MHz	MHz	MHz
	129,7-113,6=16	124,8	0,1	33,6-17,7=15,9	25,1	1,5	74-59,2=15,8	70	4

Tableau 6-4 : Comparaison impédance acoustique, conductance électrique théorique et résistance électrique théorique capteur up chirp (20 – 125 MHz)

Comme pour le capteur à 40MHz, cette comparaison a permis de relever deux points :

- il existe une relation entre les fréquences de résonance $f_{0e(Y)}$, $f_{0e(Z)}$ et f_{0a} : $f_{0a} \approx (f_{0e(Z)} + f_{0e(Y)})/2 = (25,1+129,8)/2 = 69,85$ MHz)

- les bandes passantes à -3dB sont égales : $BP_a \approx BP_{th(Z)} \approx BP_{th(Y)}$

Références bibliographiques

- [Abramczyk 05], H. Abramczyk, « *Introduction to Laser Spectroscopy* », Chemistry Department, Technical University, Lodz, Poland, Elsevier Science Ltd, (6 mai 2005)
- [Acolatse 97], A. K. Acolatse, « *Etude et réalisation de transducteurs à peignes interdigités sur GaAs dans la bande 100MHz-1GHz en vue de la réalisation de circuits mixtes acousto-opto-électroniques* », Thèse de Doctorat, Université de Valenciennes, (1997)
- [Aki 80], K. Aki and P. G. Richards, « *Quantitative seismology-Theory and Methods* », W. H. Freeman and Company, San Francisco, (1980)
- [Ambrozinski 14], Lukasz Ambrozinski, Bogdan Piwakowski, Tadeusz Stepinski, « *Evaluation of dispersion characteristics of multimodal guided waves using slant stack transform* », *NDT&E International Journal*, 68: s. 88-97, (2014)
- [Arfken 85], G. Arfken, « *Mathematical Methods for Physicists* », 3rd ed., Orlando, FL: Academic Press, p428-436, (1985)
- [Attal 81], Attal, J. and J.L. Lamarque, « *La microscopie acoustique et ses applications en biologie et médecine* », *ITBM 2 1*, 41-52, (1981)
- [Ayouch 12], Ayouch A, Dieudonne X, Vaudel G, Piombini H, Valle K, Gusev V, Belleville P, Ruello P, « *Elasticity of an Assembly of Disordered Nanoparticles Interacting via Either van der Waals-Bonded or Covalent-Bonded Coating Layers* », *ACS NANO*, 10614:10621-6, (2012)
- [Ballandras 08], S. Ballandras, W. Steichen, « *composants acoustiques utilisés pour le filtrage - revue des différentes technologies* », *Techniques de l'ingénieur*, vol. E3, 23 – 25, (2008)
- [Ballandras 10], W. Steichen, S. Ballandras, « *Composants Acoustiques Utilises Pour le Filtrage – Modèle et Simulation*» *Technique Ing.*, Ref. E2001, (2010)
- [Ballandras 12], J.M. Friedt, S Ballandras, « *Theoretical & experimental analysis of high Q SAW resonator transient response in a wireless sensor interrogation application* », *IEEE*, (2012)
- [Ballandras 91], S. Ballandras, « *Sensibilité des oscillateurs à quartz à ondes de surface aux contraintes et gradients thermiques* », thèse de doctorat, Université de Franche-Comté, (1991)
- [Ballantine 97], D. S. Ballantine, R. M. White, S. J. Martin, A. J. Ricco, G. C. Frye, E. T. Zellers and H. Wohltjen, « *Acoustic Wave Sensors: Theory, Design and Physico-Chemical Applications* », Academic Press, San Diego, (1997)
- [Bellan 04], C. Bellan, J. Dhers, « *Evaluation of Young modulus of CVD coatings by different techniques* », *Thin Solid Films*, Vol. 469–470, p214–220, (2004)

- [Blötekjaer 73], K. Blötekjaer, K. A Ingebrigsten, and H. Skeie, « *A method for Analysing Wave in piezoelectric Materials with Periodic Metallic Strips on Dispersive Media* », IEEE Trans, Electron. Devices, ED-20, pp. 1133-1138, (1973)
- [Bonello 97], B. Bonello, B. Perrin, E. Romatet, J. C. Jeannet, « *Application of the picosecond ultrasonic technique to the study of elastic and time-resolved thermal properties of materials* », Ultrasonics, Vol. 35, p223-231, (1997)
- [Bridoux 72], E. Bridoux, J. M. Rouvaen, M. Delannoy et M. Moriamez, « *Intéraction non linéaire de deux ondes acoustiques superficielles se propageant en sens opposés à la surface d'un cristal piézoélectrique* », Journal De Physique, Colloque C6, supplément au n° 11-12, Tome 33, p.245, (1972)
- [Burke 95], J. V. Burke, M. C. Ferris, « *A Gauss-Newton method for convex composite optimization* », Math. Program., vol. 71, p179, (1995)
- [Camou 00], S. Camou, « *Etude de nouveaux guide d'onde élastiques pour les applications de filtrage Haute Fréquence et les sources de haute qualité spectrale* », thèse de doctorat, Université de Franche-Comte, (2000)
- [Campbell 70], James J. Campbell and William R. Jones, « *Propagation of Piezoelectric Surface Waves on Cubic and Hexagonal Crystals* », J. Appl. Phys., Vol. 41, p2796-2801, (1970)
- [Campbell 98], C. K. Campbell, « *Surface Acoustic Wave Devices for Mobile and Wireless Communications* », Academic Press, 113 -122, (1998)
- [Castaings 99], M. Castaings R. S. C. Monkhouse, M. J. S. Lowe, P. Cawley, « *The Performance of Flexible Interdigital PVDF Lamb Wave Transducers* », ACUSTICA. acta acustica, Vol. 85, p842- 849, (1999)
- [Clair 99], Bruno Clair, Gilles Despaux, Bernard Chanson et Bernard Thibaut, « *Utilisation de la microscopie acoustique pour l'étude des propriétés locales du bois : étude préliminaire de paramètres expérimentaux* », Annals of Forest Science, Vol. 57, p335–343, (2000)
- [Compoint 15], F. Compoint, « *Etude de matériaux hybrides de silice/polydiméthylsiloxane en couche mince : caractérisations mécaniques et corrélations entre mesures de biréfringence et état de contrainte* », thèse de doctorat, CEA Le Ripault, Université Pierre et Marie Curie, (2015)
- [Compoint 16], F. Compoint, D. Fall, H. Piombini, Ph Belleville, Y. Montouillout, M. Duquennoy, M. Ouafitouh, F. Jenot, B. Piwakowski, C. Sanchez, « *Sol-gel-processed hybrid silica-PDMS layers for the optics of high-power laser flux systems*», Journal of Materials, (2016)
- [Curie 1880], J. Curie et P. Curie, « *Développement par pression de l'électricité polaire dans les cristaux hémihédres à faces inclinées* », Comptes rendus de l'Académie des sciences, (1880)
- [Datta 86], S. Datta, « *Surface Acoustic Wave Devices* », Prentice-Hall, New Jersey, (1986)
- [De Cicco 08], Giorgio De Cicco, Bruno Morten, « *New approach to the excitation of plate waves for piezoelectric thick-film devices* », Ultrasonics, Vol. 48, p697–706, (2008)

- [Deboucq 12], J. Deboucq, « *Caractérisation ultrasonore de structures à couche et à gradient de contrainte par ondes de surface haute fréquence générées par capteur MEMS de type IDT-SAW* », thèse de doctorat, Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis, (2012)
- [Defranould 00], P. Defranould, P. Wright, « *Filtres à ondes de surface* », Techniques de l'ingénieur, E2 200, (2000)
- [Deneuille 09], F. Deneuille, M. Duquennoy, M. Ouaftouh, F. Jenot, M. Ourak et S. Desvaux, « *Coupled analysis of high and low frequency resonant ultrasound spectroscopy: Application to the detection of defects in ceramic balls* », Rev. Sci. Instrum., vol. 80, p5, (2009)
- [Deuflhard 04], P. Deuflhard, « *Newton Methods for Nonlinear Problems. Affine Invariance and Adaptive Algorithms* », Springer Series in Computational Mathematics, vol. 35, Springer, Berlin, (2004)
- [Dieulesaint 74], E. Dieulesaint, D. Royer, « *Ondes élastiques dans les solides* », Application au traitement du signal, Ed. Masson et Cie, (1974)
- [Ding 12], X Ding, J Shi, SCS Lin, S Yazdi, B Kiraly, TJ Huang, « *Tunable patterning of microparticles and cells using standing surface acoustic waves* », Lab on a chip, (2012)
- [Duquennoy 06], M. Duquennoy, M. Ouaftouh, F. Jenot, D. Lochenies, et E. Romero, « *Ultrasonic evaluation of residual stresses in flat glass tempering: Comparing experimental investigation and numerical modeling* », J. Acoust. Soc. Am., vol. 119(6), p3773, (2006)
- [Dvornic 90], P. R. Dvornic, R. W. Lenz, « *High Temperature Siloxane Elastomers* », Hüthig & Wepf Publishers, Neugasse, (1990)
- [Dworsky 94], L.N. Dworsky, L.C.B Mang, « *Thin film resonator having stacked acoustic reflecting impedance matching layers and method* », US Patent, US53732268, (1994)
- [Espenschied 31], L. Espenschied « *Electrical wave filter* », Brevet US, 1 795 204, (1931)
- [Farnell 71], G. W. Farnell, E. L. Adler, « *Elastic wave propagation in thin layers Physical Acoustics* », Ed. W. P. Mason et R. N. Thurston", Vol. 9, (1971)
- [Feldmann 86], M. Feldmann, J. Henaff, « *Traitement du Signal Par Ondes Élastiques de Surface* », Masson et ENT-ENST, Paris, (1986)
- [Feuillard 93], G. Feuillard, M. Lethiecq, Y. Amazit, D. Certon, C. Millar, et F. Patat, « *Experimental determination of the surface acoustic wave properties of new fine grain piezoelectric ceramics* », J. Appl. Phys., Vol. 74, p6523-6529, (1993)
- [Floquet 1883], G. Floquet, « *Sur les équations différentielles linéaires à coefficients périodiques* », Annales de l'Ecole Norm. Sup., (1883)
- [Fnine 06], Fnine Abdelilah, « *Auscultation de la peau du béton par ondes ultrasonores hautes fréquence* », thèse de Doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille, (2006)

- [Fourez 13], S. Fourez, «*Caractérisation de couches minces par ondes de surface générées et détectées par sources lasers*», thèse de doctorat, Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis, (2013)
- [Foussaier 00], Foussaier O., Menetrier M., Videau J. J. and Duguet E., «*Polydimethylsiloxane-based ORMOSIL microstructure: correlation with compressive behavior*», Mat. Letter 42: 305-310, (2000)
- [Georgel 08], V. Georgel, «*Etude de l'influence de l'assemblage sur le comportement des composants électromécaniques intégrés dans des systèmes radiofréquences*», Thèse de Doctorat, Université Paris-Est, (2008)
- [Grudkowski 80], T.W Grudkowski, J.B. Black, T.M. Reeder, D.E Cullen and R.A. Wagner, «*Fundamental-mode vhf/uhf bulk acoustic wave resonators and filters on silicon*», IEEE Ultrasonics symposium, 829-833, (1980)
- [Harris 81], G. R. Harris, «*Review of transient field theory for a baffled planar piston*», J. Acoust. Soc. Amer., vol. 70, pp. 10 : 20, (1981)
- [Hartmann 73], C. S. Hartmann, D. T. Bell, R. C. Rosenfeld, “Impulse Model Design of Acoustic Surface-Wave Filters”, Microwave Theory and Techniques, IEEE Trans. on, Vol. 21, Issue 4, pp. 162 – 175, (1973)
- [Hartmann 82], C.S. Hartmann, P.V. Wright, R.J. Kansy and E.M. Garber, «*An analysis of SAW interdigital transducers with internal reflections and the application to the design of single-phase unidirectional transducer*», Proc. IEEE Ultrasonics Symp., pp.40-45, (1982)
- [Hashimoto 00], Hashimoto K. Y., «*Surface Acoustic Wave Devices in Telecommunications: Modelling and Simulation*», Berlin, Springer, (2000)
- [Heighway 94], J. Heighway, S. N. Kondratiev, and V. P. Plessky, «*Balanced bridge SAW impedance element filters*», IEEE Ultrasonics Symposium, 27-30, (1994)
- [Hines 93], J.H.Hines, D.C.Malocha, «*A simple transducer equivalent circuit parameter extraction technique*», IEEE Ultrasonics Symposium, pp.173-177, (1993)
- [Hoang 09], Trang Hoang, «*Design and realization of SAW pressure sensor using Aluminum Nitride*», thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, (2009)
- [Holland 74], M.G. Holland, L.T. Claiborne, «*Practical surface acoustic wave devices*», Proc. IEEE, p582–611, (1974)
- [Hurley 99], D.C. Hurley, «*Nonlinear propagation of narrow-band Rayleigh waves excited by a comb transducer*», J. Acoust. Soc. Am., Vol 106, p1782–1788, (1999)
- [Ingebrigtsen 69], K.A. Ingebrigtsen, «*Surface waves in piezoelectrics*», J. Appl. Phys., Vol. 40, p2681-2686, (1969)
- [Jenot 03], F. Jenot, «*Génération et détection d'ondes élastiques par sources lasers. Application au contrôle non destructif*», Thèse de Doctorat, Université de Valenciennes, (2003)

- [Jin 05], J. Jin, S.T. Quek, Q. Wang, « *Design of interdigital transducers for crack detection in plates* », *Ultrasonics*, Vol. 43, p481–493, (2005)
- [Jones 70], W.R. Jones, W. R. Smith, D. Perry, « *Acoustic Surface Wave Attenuation Calculation* », Hughes Aircraft Company, Ground Systems Group, California, (1970)
- [King 69], P. J. King and F. W. Sheard, « *Viscosity Tensor Approach to the Damping of Rayleigh Waves* », *J.A.P.* 40, 13, pp. 5189-90, (1969)
- [Kopetz 07], S. Kopetz, D. Cai, E. Rabe, and A. Neyer, « *PDMS-based optical waveguide layer for integration in electrical–optical circuit boards* », *AEU, Int. J. Electron. Commun.* 61(3), 163–167, (2007)
- [Labachelerie 04], « *Techniques de fabrication des microsystèmes I : Structures et microsystèmes électromécaniques en couches minces* », Hermès, (2004)
- [Lakin 80], K.M Lakin and J.S. Wang Uhf « *composite acoustic wave resonators IEEE Ultrasonics symposium* », 834-837, (1980)
- [Lapsey 11], Lapsey M. I., Chiang I.K., Zheng Y.B., Ding X., Mao X. and Huang T.J., « *A single-layer, planar, optofluidic Mach–Zehnder interferometer for label-free detection* », *Lab. Chip.*, 11:1795-1800, (2011)
- [Lapsey 11], Lapsley M.I., Chaing I.K., Zheng, Y.B., Ding, X., Mao, X., Huang, T.J., « *A single-layer, planar, optofluidic Mach-Zehnder interferometer for label-free detection* », *Lab on a Chip*, 11, (2011)
- [Lasota 84], H. Lasota, R. Salamon, and B. Delannoy, « *Acoustic radiation analysis by the impulse method: A line impulse response approach* », *J. Acoust. Soc. Amer.*, vol. 76 pp. 280{290, (1984)
- [Laude 04], S. Laude, A. Reinhardt, M. Wilm, A. Khelif, S. Ballandras, « *Fast FEM/BEM simulation of SAW devices via asymptotic waveform evaluation* », *IEEE JOURNALS & MAGAZINES Volume : 51*, 359- 363, (2004)
- [Laude 06], Vincent Laude, « *Exemples de dispositifs à ondes élastiques* », Institut FEMTO-ST, Université de Franche-Comté et CNRS, (2006)
- [Laude 12], V. Laude, « *Ondes dans les matériaux micro-structurés Modèles éléments finis avec FreeFem++* », Institut FEMTO-ST, Université de Franche-Comté et CNRS, (2012)
- [Leach 94], W.Marshall Leach, « *Controlled-Source Analogous Circuits and SPICE models for Piezoelectric transducers* », *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, Vol.41, No.1, (1994)
- [Lefevre 10], F. Lefevre, « *Caractérisation de structures du type plaque par ondes guidées générées et détectées par laser* », Thèse de Doctorat, Université de Valenciennes, (2010)
- [Lefebvre 00] J.E. Lefebvre, « *Méthode polynomiale appliqué à l'étude des modes acoustiques propres de structures multicouches* », Habilitation à diriger des recherches, Université de Valenciennes, (2000)

- [Lemaire 08], M. Lemaire, « *Caractérisation de structures du type couche sur substrat par ultrasons-lasers* », Thèse de Doctorat, Université de Valenciennes, (2008)
- [Lematre 02], M. Lematre, Y. Benmehrez, G. Bourse, J.W. Xu, M. Ourak, « *Determination of elastic parameters in isotropic plates by using acoustic microscopy measurements and an optimization method* », NDT&E International, Vol. 35, p493-502, (2002)
- [Levenberg 44], K. Levenberg, « *A Method for the Solution of Certain Non-Linear Problems in Least Squares* », Quarterly J. Mech. Appl. Math., vol. 2, p164, (1944)
- [Lewis 01], M. F. LEWIS and C. L. WEST, « *High Performance Saw Convolvers* », Royal Signals and Radar Establishment, Malvern, Worcestershire, UK, (2001)
- [Lewis 85], M. F. Lewis, C. L. West, J. M. Deacon, and R. F. Humphreys, « *Recent Developments in SAW Devices* », Proc. Inst. Electr. Eng. Part A 131, 186, (1985)
- [Lhemery 94], Lhemery, « *A model for the transient ultrasonic field radiated by an arbitrary loading in a solid* », J. Acoust. Soc. Am., Vol. 96, (1994)
- [Lhemery 96 (1)], Alain Lhémer, « *A model for the transient ultrasonic field radiated by an arbitrary loading in a solid* », J. Acoust. Soc. Am., pp 3776 : 3786, (1996)
- [Lhemery 96 (2)], Alain Lhémer, « *An analytic expression for the transient ultrasonic field radiated by a shear wave transducer in solids* », J. Acoust. Soc. Am, pp 3787 : 3791, (1996)
- [Lockwood 73], J. C. Lockwood and J. G. Willette, « *High speed method for computing the exact solution for the pressure variations in the near field of a baffled piston* », J. Acoust. Soc. Amer., vol. 53, pp. 735 : 741, (1973)
- [Mackenzie 96], J.D. Mackenzie, Q. Huang, T. Iwamoto, « *Mechanical properties of ormosils* », Journal of Sol-Gel Science and Technology, (1996)
- [Marquardt 63], D. Marquardt, « *An Algorithm for Least-Squares Estimation of Nonlinear Parameters* », SIAM Journal of Applied Mathematics, vol. 11, p431-441, (1963)
- [Massénat 03], M. Massénat, « *Circuits en couches minces, couches minces traditionnelles* », Techniques de l'ingénieur, E3 365, (2003)
- [Mason 48], W.P.Mason, « *Electromechanical Transducer and Wave Filters* », second edition, D. Van Nostrand Company Inc, (1948)
- [Mendes 12], J. C. Mendes, M Fernandes, D. MUKHERJEE, D. M. SANTOS, « *Simulation of acoustic* », Electrical review, (2012)
- [Monkhouse 97], R.S.C. Monkhouse, P.D. Wilcox, P. Cawley, « *Flexible interdigital PVDF transducers for the generation of Lamb waves in structures* », Ultrasonics, Vol 35, p489-498, (1997)
- [More 77], J. J. More, « *Numerical Analysis* », Lectures Notes in Mathematics, vol. 630, édité par G. A. Watson Springer-Verlag, Berlin, p105-117, (1977)
- [Morgan 91], D. P. Morgan, « *Surface Wave Devices for Signal Processing* », Elsevier, Amsterdam, 57-75, (1985)

- [Morgan 98], D.P. Morgan « *History of saw devices* » IEEE International Frequency Control Symposium, 439-460, (1998)
- [Na 08], Jeong K. Na, James L. Blackshire, Samuel Kuhr, « *Design, fabrication, and characterization of single-element interdigital transducers for NDT applications* », Sensors and Actuators A, vol. 148, p359-365, (2008)
- [Nelder 65], J. A. Nelder et R. Mead, « *A Simplex Method for Function Minimization* », Comput. J., vol. 7, p308-313, (1965)
- [Newcomb 66], R.W.Newcomb, « *Linear Multiport Synthesis* », McGraw Hill, (1966)
- [Oliver 92], W. C. Oliver and G. M. Pharr, « *An improved technique for determining hardness and elastic modulus using load and displacement sensing indentation experiments* », J. Mater. Res., 7(6), p1564-1583, (1992)
- [Ouarradi 97], N. Ouarradi, B. Piwakowski, « *Computing transient field in solids radiated from arbitrarily structured transducer arrays* », Proceedings of IEEE97 Ultrasonic Symposium, Toronto (Canada) Octobre 5-9, 963 : 966, (1997)
- [Ouarradi 99], N. Ouarradi, « *Application de la théorie de la réponse impulsionnelle au calcul du rayonnement des transducteurs matriciels dans les solides* », Thèse de Doctorat, Université de Valenciennes, (1999)
- [Pastureaud 02], Th. Pastureaud, « *Etude de nouvelles structures pour la conception et la fabrication de filtres à ondes acoustiques guidées Haute Fréquence* », thèse de doctorat, Université de Franche-Comté, (2002)
- [Penttinen 76], A. Penttinen and M. Luukkala, « *The impulse response and pressure near field of curved ultrasonic radiator* », J. Phys. D, Appl. Phys., vol. 9, pp. 1547-1557, (1976)
- [Perriot 05], A. Perriot, « *Nanoindentation de couches minces déposées sur substrats de verre de silice* », Thèse de Doctorat, Université de Paris VI, (2005)
- [Petersen 82], K.E. Petersen « *Silicon as a mechanical material* », Proc. of the IEEE, vol. 70, 420-457, (1982)
- [Piombini 11], Hervé Piombini, « *Estimation of phase shifts linked only to the coating for a dielectric mirror* », Appl. Opt. 50, C441-C448, (2011)
- [Piwakowski 89], B. Piwakowski and B. Delannoy, « *Method for computing spatial pulse response: Time-domain approach* », J. Acoust. Soc. America 86, 2422-32, (1989)
- [Piwakowski 99], B. Piwakowski, K. Sbai, « *A new approach to calculate the field radiated from arbitrarily structured transducer arrays* », IEEE Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, (1999)
- [Piwakowski 04], B. Piwakowski, M. Goueygou, A. Fnine, F. Buyle-Bodin, « *P- τ Transformation as the efficient tool for determination of the velocity dispersion characteristics in complex structures* », 16th World Conference on Nondestructive Testing WCNDT 2004, Montreal Canada 2004, 8 pages, CD ROM 16th WCNDT2004 proceedings, (2004).

- [Piwakowski 08], B. Piwakowski, P. Safinowski, A. Kosecki, « *Contrôle non destructif du béton par ultrasons à l'aide d'un dispositif automatisé* », In actes des journées COFREND, Toulouse, France, 17, 20, (2008)
- [Piwakowski 12], O. Abraham, B. Piwakowski, G. Villain, O. Durand “Non-contact, automated surface wave measurements for the mechanical characterization of concrete” in *Construction and Building Materials* , Volume 37, 904-915, (2012)
- [Piwakowski 14], Bogdan Piwakowski, Łukasz Ambroziński, Tadeusz Stepinski, « *Evaluation of dispersion characteristics of multimodal guided waves using slant stack transform* », *NDT & E International*, (2014)
- [Polytec 14], Polytec, « *UHF-120 Ultra High Frequency Vibrometer* », (2014)
- [Potter 79], B.R. Potter and C.S. Hartmann, « *Surface acoustic waves slanted device technology* », *IEEE Trans. SU-26*, pp. 411-418, (1979)
- [Profunser 04], D. M. Profunser, J. Vollmann, J. Dual, « *Determination of the material properties of microstructures by laser based ultrasound* », *Ultrasonics*, Vol. 42, p641-646, (2004)
- [Rayden 97], M. Raydan, « *The Barzilai and Borwein Gradient Method for the Large Scale Unconstrained Minimization Problem* », *SIAM Journal of Optimization*, Vol. 7, Issue 1, p26-33, (1997)
- [Rayleigh 85], Lord Rayleigh, « *On Waves Propagated along the Plane Surface of an Elastic Solid* », *Proc. London Math. Soc. s1-17 (1): 4-11* doi:10.1112/plms/s1-17.1.4, (1885)
- [Renaudin 06], A. Renaudin, P. Tabourier, V. Zhang, J. C. Camart and C. Druon, « *SAW nanopump for handling droplets in view of biological applications* », *Sens. Actuators, B*, 113(1), 389–397, (2006)
- [Reverdy 02], F. Reverdy, B. audoin, « *Evaluation de l'élasticité d'une couche de revêtement anisotrope par technique ultrason-laser* », *Bulletin des laboratoires des Ponts et Chaussées* 239, 4427, 93-103, (2002)
- [Ricco 93], A. J. Ricco and S. J. Martin, « *Multiple-Frequency Acoustic Wave Devices for Chemical Sensing and Materials Characterization in Both Gas and Liquid Phase* », *Sensors & Actuators, B10*, 123, (1993)
- [Richard 70], Richard et al. (1970) Richart, F., Hall, J., and Woods, R., « *Vibrations of soils and foundations* », Prentice- Hall Inc, Englewood Cliffs, New Jersey, (1970)
- [Roohollah 12], Roohollah Askari, Robert J. Ferguson, Kristof DeMeersman, « *Estimation of group velocity using slant stack generalized S transform based method* », *CREWES*, University of Calgary, (2012)
- [Roop 02], R. Roop Kumar, M. Wang, « *Modulus and hardness evaluations of sintered bioceramic powders and functionally graded bioactive composites by nano-indentation technique* », *Materials Science and Engineering*, A338, p230-236, (2002)

- [Rose 98], J.L. Rose, S.P. Pelts, M.J. Quarry, « A comb transducer model for guided wave NDE », *Ultrasonics*, vol. 36, p163-169, (1998)
- [Roy 08], S. Roy, « *Mesure de l'adhérence et des propriétés mécaniques de couches minces par des essais dérivés de la nanoindentation. Application à la microélectronique et au biomédical* », Thèse de Doctorat, Ecole des Mines de Paris, (2008)
- [Royer 01] D. Royer, E. Dieulesaint, « *Acoustique Propagation dans un fluide* », *Techniques de l'ingénieur*, ref. article : af3812, pp. 9-11, (2001)
- [Royer 96], D. Royer, E. Dieulesaint « *Ondes élastiques dans les solides* », Masson et Cie Ed, 1, 115-117, (1996)
- [Royer 99], D. Royer, E. Dieulesaint , « *Elastic Waves in solids II* », Springer, Masson Paris, ISSN 1439-2674, (1999)
- [Satô 51], Y. Satô, « *Study on surface waves II : velocity of surface waves propagated upon elastic plates* », *Bull. Earthquake Research Inst.*, Vol 29, p223-262, (1951)
- [Satoh 85], H. Satoh, Y. Ebata, H. Suzuki and C. Narahara, « *An Air gap type piezoelectric composite resonator* » 39th Annual Symposium on Frequency Control Proc., 361–366, (1985)
- [Schwarzer 06], N. Schwarzer, T. Chudoba, F. Richter, « *Investigation of ultra thin coatings using nanoindentation* », *Surface & Coatings Technology*, Vol. 200, p5566-5580, (2006)
- [Sezawa 35], K. Sezawa and K. Kanai, « *The M_2 Seismic Waves* », *Bull. Earthquake Research Inst.*, Vol 13, p471-475, (1935)
- [Sharpe 98], Sharpe W. N., Brown S., Johnson G. C., Knauss W., « *Round-Robin test of modulus and strength of polysilicon* », *Mat. Res. Soc. Proc.*, vol. 518, p. 57-66, (1998)
- [Sbai 96], K. Sbai, « *Application de la théorie de la réponse impulsionnelle à la solution de différents problèmes de rayonnement acoustique* », Thèse de Doctorat, Université de Valenciennes, (1996)
- [Shimoe 96], K. Shimoe et Ltd, A. Hiraishi, « *Applicant: Murata Manufacturing Co. European Patent* », n.98812, (1996)
- [Slobodnik 78], A.J.Slobodnik Jr., « *Materials and Their Influence on Performance* », *Top. App. Phys. (Germany)* vol 24, (1978)
- [Smith 69], W. R. Smith, H. M. Gerard, J. H. Collins, T. M. Rceder, and II. J. Shaw, « *Analysis of interdigital surface wave transducers by use of an equivalent circuit model* », *IEEE Trans. Microwave theory and tech.*, MTT-17, 856-864, (1969)
- [Smith 99], P. M. Smith, « *Dyadic Green's functions for multi-layer SAW substrates* », *Proc. IEEE Trans. Utrason. Symp.*, pp. 137-141, (1999)
- [Stepanishen 71], P. R. Stepanishen, « *Transient Radiation from Pistons in an Infinite Planar Baffle* », *J. Acoust. Soc. Amer.*, vol. 49, pp. 1629 : 1638, (1971)

- [Suresh 99], S. Suresh, T-G. Nieh et B.W. Choi, « *Nano-Indentation of copper thin films on silicon substrates* », Scripta Materialia, Vol. 41, N° 9, p951–957, (1999)
- [Suresh 99], S. Suresh, T-G. Nieh et B.W. Choi, « *Nano-Indentation of copper thin films on silicon substrates* », Scripta Materialia, Vol. 41, N° 9, p951–957, (1999)
- [Takpara 15], R. Takpara, « *Développement de capteurs piézoélectriques interdigités flexibles pour la caractérisation ultrasonore des revêtements* », thèse de doctorat, Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis, (2015)
- [Tancrell 69], R.H. Tancrell, M.B. Schulz, H.H. Barrett, L. Davies and M.G. Holland, « *Dispersive delay lines using ultrasonic surface waves* », Proc. IEEE, Vol. 57, 1211-1213, (1969)
- [Tiersten 69] H. F. Tiersten, « *Elastic Surface Waves Guided by Thin Films* », J. Appl. Phys., Vol. 40, p770, (1969)
- [Tolstoy 53], Tolstoy and E. Usdin, « *Dispersive properties of stratified elastic and liquid media : a ray theory* », Geophysics, Vol. 18, p. 844-870, (1953)
- [Tsukamoto 12], T. Tsukamoto, Y. Kanai, K. Koyama, K. Yoshida, Y. Uehara, K. Shimizu, S. Greaves, H. Muraoka, « *Micromagnetic Simulation of Recording Write Heads a Comparison of Various Micromagnetic Software* », Magnetism, IEEE Transactions on, vol.48, no.2, pp.311, 314, (2012)
- [Ventura 95], P. Ventura, J.M. Hode and M. Solal, « *A new efficient Combined FEM and and Periodic Green's function Formalism for Analysis of Periodic SAW Structure* », Proc. IEEE Ultrason. Symp. , 263-268, (1995)
- [Viktorov 67], I. A. Viktorov, « *Rayleigh and Lamb Waves* », Plenum Press, New York, (1967)
- [Warner 60], A. W. Warner, M. Onoe, G.A. Coquin, « *Determination of Elastic and Piezoelectric Constants for Crystals in Class (3m)* », Journal of Acoustical Society of America, vol.42, p1223, (1967)
- [White 65], R.M. White and F.W. Voltmer, « *Direct piezoelectric coupling to surface elastic waves* », App. Phys. Lett. , 7, 314-316, (1965)
- [Wong 02], K. K. Wong, « *Properties of Lithium Niobate* », EMIS Datareviews No. 28, INSPEC (The Institution of Electrical Engineers, London, (2002)
- [Yamazaki 80], Yamazaki, Osamu; Mitsuyu, T.; Wasa, Kiyotaka, « *ZnO Thin-Film SAW Devices* », in Sonics and Ultrasonics, IEEE Transactions on, vol.27, no.6, pp.369-378, (1980)
- [Yilmaz 87], Yilmaz O, « *Seismic Signal Processing* », Society of Exploration Geophysicists, (1987)
- [Zaitsev 97], B. D. Zaitsev, V. Kunetsova, S.G. Joshi, « *Propagation of acoustic waves in plates bordered with viscous liquid* », 1997 IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings, vol.1, no., pp.381,384 vol.1, (1997)
- [Zani 01], Marie-Line Zani, « *CND par ultrasons : le "sans contact" est techniquement prêt, mais il a du mal à convaincre* », Mesures, N°734, p64, (2001)

- [Zani 01], Marie-Line Zani, « CND par ultrasons : le "sans contact" est techniquement prêt, mais il a du mal à convaincre », Mesures, N°734, p64, (avril 2001)
- [Zinin 99], Pavel Zinin, Odile Lefeuvre, et Andrew Briggs, « *Determination of density and elastic constants of a thin phosphoric acid-anodized oxide film by acoustic microscopy* », J. Acoust. Soc. Am., Vol. 106, N° 5, (1999)
- [Wilcox 98], P. Wilcox, R. Monkhouse, M. Lowe and P. Cawley, « The use of Huygens' principle to model the acoustic field from interdigital Lamb wave transducers », Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation ;1 :915-922, (1998)
- [Wu 05], Wu T.-T., I. Hsiang, « *Actuating and detecting of micro droplet using slanted finger interdigital transducers* », J. Appl. Phys., 98, 024903, (2005)

Développement d'une technique à double Chirp spatio-temporel basée sur des capteurs SAW-IDT. Application à la caractérisation de couches minces et de revêtements fonctionnels

Ce travail rentre dans le cadre de la caractérisation des couches minces, de revêtements et de surfaces fonctionnelles (épaisseur, constantes élastiques,...). Parmi les méthodes de caractérisation potentielles, les méthodes ultrasonores employant des ondes de surface sont particulièrement intéressantes. Pour ce faire, nous avons choisi d'exploiter la dispersion des ondes de surface de type Rayleigh. En effet, les ondes acoustiques de surface (SAW) de type Rayleigh se propagent à la surface d'un matériau et l'énergie véhiculée par ces ondes est confinée sous la surface dans une couche d'épaisseur de l'ordre d'une longueur d'onde. Afin de caractériser ces revêtements, il est nécessaire de travailler sur une large gamme de fréquences. D'autre part, ces couches peuvent être fragiles et transparentes, c'est pourquoi, des transducteurs interdigités (IDT) sont envisagés. Pour optimiser ce type de capteurs, et en particulier leur bande passante, il est nécessaire d'étudier différentes configurations sachant qu'il est notamment possible de faire varier le nombre d'électrodes, les dimensions des électrodes, leurs formes et leurs espacements. Enfin, pour exciter ces ondes de surface dans une large gamme de fréquence avec des niveaux de déplacement suffisants pour la caractérisation des couches minces et revêtements, la technique à double Chirp spatio-temporel basée sur des transducteurs SAW-IDT a été privilégiée. Nous avons montré les potentialités de cette approche en caractérisant premièrement des structures à couche mince métalliques d'épaisseurs de 100 nm et plus, et deuxièmement des revêtements transparents de type sol-gel.

Mots-clés : Caractérisation Ultrasonore – Ondes de Surface – Contrôle Non Destructif – Transducteur Interdigité – Couche sur Substrat

Development of a time-space chirp technique with SAW-IDT sensors. Application to the characterization of thin layers, coatings and functional surfaces.

This work is within the scope of characterization of thin layers, coatings and functional surfaces (thickness, elastic constants,...). Among the characterization methods, the ultrasonic methods using surface acoustic waves are particularly interesting. In order to do this, we chose to make use the dispersion phenomenon of Rayleigh-like surface acoustic waves. Indeed, the propagation of these waves is close to the surface of material and the energy is concentrated within a layer under the surface of about one wavelength thick. In order to characterize these coatings and structures, it is necessary to perform measurements in high frequencies. On the other hand, these coatings can be fragile and transparent, this is why in this study, SAW-IDT sensors are achieved for surface acoustic wave generation. For optimization of these SAW-IDT sensors, particularly their band-width, it is necessary to study various IDT configurations by varying the number of electrodes, dimensions of the electrodes, their shapes and spacings. Finally, to generate the surface acoustic waves over a wide frequency range with sufficient displacement amplitude for the characterization of thin films and coatings, a time-space chirp technique with SAW-IDT sensors was selected. We have shown the potential of this approach by characterizing firstly thin metallic layers, and secondly transparent coatings obtained by the sol-gel process.

Keywords: Ultrasonic Characterization – Surface Acoustic Waves – Non Destructive Testing – Interdigital Transducer – Layer on Substrate